



**Thèse**

présentée par

**Daphné DENANS**

pour l'obtention du Titre de

**Docteur de l'université Paris VII**

**Spécialité : Champs, Particules, Matière**

**DETERMINATION DE LA SENSIBILITE D'ANTARES**  
**AU FLUX DIFFUS DE NEUTRINOS COSMIQUES EN**  
**UTILISANT LES GERBES CONTENUES**

Soutenue le 4 décembre 2006 devant le Jury composé de :

MM.	F. Vannuci	(président)
	F. Montanet	(rapporteur)
	J.J. Hernandez	(rapporteur)
	D. Vignaud	
	Th. Stolarczyk	(directeur)



## REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier Thierry Stolarczyk, mon directeur de thèse, pour m'avoir offert la possibilité de préparer ce doctorat, pour ses conseils avisés, ainsi que sa rigueur et son sens physique. Un grand merci pour ta patience, ton ouverture d'esprit et tes encouragements qui m'ont accompagnée durant ces trois années. Tu m'as transmis une partie de ta rigueur et ta conception de la recherche. Tu as tenté de me donner les meilleures armes pour affronter ce métier si passionnant mais au combien difficile ! Je n'oublierai jamais ces années à tes côtés ainsi que tes enseignements.

Un grand merci à toute l'équipe d'ANTARES du Service de Physique des Particules (SPP) qui a toujours été présente pour m'aider, en particulier à Sotiris Loucatos pour son écoute et sa gentillesse, à Bertrand Vallage pour sa bonne humeur, à Luciono Moscoso et Henri Zaccone pour leur difficile travail de relecture de mon manuscrit et pour leur aide, et enfin à Yvonne Becherini pour son amitié.

Je désire aussi remercier Bruno Mansoulier, chef de service, pour son accueil au SPP, ainsi que Michel Cribier pour son soutien et enfin Vanina Ruhlmann-Kleider pour avoir accepté d'être ma marraine durant ces trois années.

J'adresse également ma gratitude à tous les membres de mon jury, notamment à François Montanet et Juan José Hernandez pour avoir accepté d'être mes rapporteurs. Je vous remercie tous pour l'attention manifestée lors de ma soutenance pour mon travail de thèse.

Je remercie également Yves Charon, directeur de mon école doctoral pour son écoute et son dévouement envers les étudiants.

L'ambiance au SPP n'aurait pas été la même sans nos repas thésards du Vendredi : merci donc à Stéphanie, Matthieu, Vincent, Marie, Marion, Clarisse, Sébastien, et à tous les autres. Un merci particulier à ceux qui m'ont accompagnée et soutenue durant les périodes les plus gaies et les plus difficiles de mon doctorat ; notamment à Jérémie pour ses discussions enflammées, à Simon pour sa bonne humeur quotidienne, à Nadia pour ses si sages conseils, à Marine pour nos longues conversations, et surtout à Fabrice qui a su ensoleiller les si grises journées parisiennes et recréer l'atmosphère amicale et chaleureuse de notre si belle Provence !

Je vais finir par remercier ceux grâce à qui je n'aurai jamais pu faire toutes ces années d'étude : ma famille. Merci à ma grand-mère, Tinen, et à ma mère qui m'ont encouragée et accompagnée dans tous mes choix en me prodiguant leurs conseils et leur amour. Merci à mes sœurs et à ma tante pour leur soutien, à mon oncle et parrain qui m'a encouragée dès mon enfance à faire des études. Un merci à mon père parti trop tôt, mais dont le souvenir m'a souvent remontée le moral.

Enfin un merci particulier pour Jean-Luc qui m'a accompagnée quotidiennement durant cette dernière année. Tu as su faire face à mon stress, mes angoisses avec calme et patience. Je ne te remercierai jamais assez pour tes encouragements et tes conseils.



à Tinen  
à ma mère  
à Jean-Luc  
à mon père qui est parti trop tôt



## Table des matières

REMERCIEMENTS	3
<b>A. Introduction</b>	<b>9</b>
<b>B. L'astronomie neutrino</b>	<b>11</b>
B.1 Des messagers habituels au neutrino	12
B.1.1 L'intérêt du neutrino	14
B.1.2 De l'accélération aux sources	16
B.1.3 Les sources de neutrinos	18
B.2 La détection des neutrinos	21
B.2.1 Historique	21
B.2.2 Principe de détection	22
B.2.3 Interactions des neutrinos de haute énergie.	25
B.3 ANTARES	28
B.3.1 L'architecture	29
B.3.2 La structure mécanique et l'électronique d'ANTARES	30
B.3.3 La numérisation des signaux	33
B.3.4 L'acquisition du signal	35
B.3.5 L'environnement sous-marin	37
B.3.6 L'état actuel du télescope Antares	41
B.3.7 Les concurrents passés, présents et futurs.	45
B.4 La détection des muons	49
B.4.1 Propagation des muons dans la matière	49
B.4.2 Les bruits de fond physique	51
B.4.3 Principe et performance de la reconstruction d'une trace de muon	53
<b>C. Reconstruction des gerbes contenues</b>	<b>61</b>
C.1 Les différentes saveurs et les différentes topologies d'événements contenus	62
C.1.1 La détection des différentes saveurs.	62
C.1.2 Bruit de fond	65
C.2 Simulation des événements physiques dans ANTARES	66
C.2.1 Génération des neutrinos	66
C.2.2 Les muons atmosphériques	67
C.2.3 Simulation des photons Tcherenkov et de la réponse du détecteur	68
C.2.4 Echantillons Monte Carlo utilisés	69
C.3 Programme de reconstruction des gerbes	70
C.3.1 Modèles de trace : Paramétrisation des gerbes	71
C.3.2 Définition des coups	76
C.3.3 Déclenchement	77
C.3.4 Filtrage du bruit de fond optique	78
C.3.5 L'algorithme de reconstruction	79
<b>D. Application au flux diffus de neutrinos</b>	<b>101</b>
D.1 La contribution des interactions par courant neutre	102
D.2 Les neutrinos électroniques cosmiques et atmosphériques	104
D.2.1 Les neutrinos électroniques atmosphériques	105
D.2.2 Stratégie de sélection des événements et coupures	106
D.3 Rejet des muons atmosphériques	112

D.3.1	La simulation	113
D.3.2	Critères de réjection.	115
D.4	Rejet des neutrinos muons	117
D.4.1	Caractéristiques des neutrinos muoniques reconstruits par CONFIT	119
D.4.2	Discrimination gerbes-traces	122
D.5	Taux d'évènements reconstruits	128
D.6	Détermination d'une limite sur le flux diffus de neutrinos	131
D.6.1	Flux diffus	132
D.6.2	Probabilité de détection	139
D.6.3	Limite sur le flux diffus obtenue par la reconstruction des évènements contenus	141
<b>E.</b>	<b>Conclusion</b>	<b>146</b>
<b>F.</b>	<b>Références bibliographiques</b>	<b>149</b>
	Résumé	155

## A. INTRODUCTION

Le télescope Antares (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental REsearch) fait partie d'une nouvelle génération de télescopes s'inscrivant dans la thématique de « l'astroparticule ». Cette discipline de la physique, apparue il y a une cinquantaine d'années, se situe à la frontière entre la physique des particules, l'astrophysique et la cosmologie. Ces dernières années, de nombreuses expériences ont montré que ces trois domaines de la physique étaient complémentaires et s'apportaient mutuellement contraintes et réponses. En effet, l'Univers est un véritable laboratoire réunissant des conditions irréalisables sur Terre que ce soit en termes d'énergie, d'échelle de temps ou de densité, qui permettrait de tester nos modèles théoriques en physique des particules dans des conditions extrêmes.

Ainsi, l'astronomie à l'aide du spectre électromagnétique, des ondes radios au visible, et à plus haute énergie, des rayons X aux gammas, peut être complétée par de nouveaux modes d'observation à l'aide des neutrinos, des rayons cosmiques de haute énergie ou en utilisant les ondes gravitationnelles. Dans ce contexte, le neutrino a de nombreux avantages. En effet, cette particule est stable, neutre, et possède une très faible section efficace d'interaction, ce qui lui permet d'être un bon messager pour l'observation directe et sur des distances cosmologiques, du cœur des objets les plus énergétiques et les plus denses de l'Univers.

Depuis les années 70, plusieurs projets de télescopes sous marin à neutrinos se sont développés. Leur principe repose sur la détection de la lumière Tcherenkov produite dans l'eau par le passage de particules secondaires résultant de l'interaction de ces neutrinos cosmiques à proximité du détecteur. La lumière est détectée par un réseau tridimensionnel de photomultiplicateurs qui fournissent les informations nécessaires à la reconstruction des trajectoires des particules incidentes.

Fort d'une collaboration européenne de 22 laboratoires et de plus de 150 personnes, Antares est un télescope sous-marin composé à terme de 12 lignes verticales, comportant un total de 900 photomultiplicateurs, réparties sur une surface de 0,1 km<sup>2</sup> à 2500 m au fond de la Méditerranée au large des côtes de Toulon. Le déploiement des lignes a commencé début 2006 et s'achèvera début 2008.

Antares est optimisé pour détecter les muons traversant. Ces particules sont produites lors de l'interaction des neutrinos cosmiques muoniques pouvant se produire à plusieurs kilomètres dans la croûte terrestre sous le détecteur. Les photomultiplicateurs enregistrent également la lumière Tcherenkov des muons montants produits par les neutrinos atmosphériques, ainsi que celle des muons descendants résultants de l'interaction du rayonnement cosmique au-dessus du détecteur. A haute énergie, au-dessus de 10 TeV, la direction du muon est fortement corrélée à celle du neutrino incident ce qui permet d'obtenir une résolution angulaire de l'ordre de 0,3°. Au contraire seule l'énergie du muon peut être estimée. Elle est obtenue à partir de l'énergie déposée dans le détecteur ce qui ne permet de l'estimer qu'à un facteur 2 à 3 près.

Le principe de détection des télescopes à neutrinos ainsi que les caractéristiques des différents projets font l'objet du premier chapitre.

Il existe un second mode de détection qui est l'objet de cette thèse. Il s'agit des événements contenus. Ces événements sont caractérisés par une gerbe de particules électromagnétique et/ou hadronique produites par des neutrinos à l'intérieur du télescope. Le taux d'événements attendu est relié aux dimensions caractéristiques du volume de détection, soit quelques centaines de mètres. Il est donc bien plus faible que le taux obtenu en détectant les muons produits dans la croûte terrestre, puisque ceux-ci peuvent parcourir plusieurs kilomètres dans la roche.

L'intérêt majeur de ce mode de détection réside dans le fait que pour les neutrinos électroniques interagissant par courant chargé toute l'énergie est déposée dans le détecteur ce qui permet d'obtenir une bonne résolution en énergie sur le neutrino lui-même.

Bien que l'objectif d'Antares n'ait pas été, au moment de sa conception, la détection de ce genre d'événements, la granularité du détecteur permet d'avoir de bonnes performances sur la reconstruction de ces gerbes qui s'étendent au plus sur une dizaine de mètres.

Le deuxième chapitre passe en revue les différents modes d'interaction qui conduisent à ce genre de gerbes contenues, puis décrit les algorithmes de filtrage et de reconstruction qui permettent de déterminer la direction et l'énergie déposée dans les gerbes de particule résultant de ces interactions.

Le flux diffus de neutrinos de haute énergie est constitué par la somme des flux de neutrinos provenant de toutes les sources dans l'Univers, en particulier les noyaux actifs de galaxies ou les sursauts  $\gamma$  pour lesquels de nombreux modèles ont été publiés ces dernières années. La plupart de ces modèles prédisent des flux en  $E^{-2}$  à haute énergie, correspondant à une accélération de Fermi. Dans ces conditions, un signal de flux diffus est susceptible d'être isolé du bruit de fond induit par les neutrinos atmosphériques montants. Ils ont en effet un spectre plus pentu, leur contribution peut donc devenir plus faible que le signal à haute énergie. Ce phénomène est encore accentué dans le cas de l'étude des événements contenus. Car ces événements sont dominés par l'interaction des neutrinos-électroniques dont la présence à haute énergie dans le flux atmosphérique devient très vite négligeable (les neutrinos électroniques atmosphériques proviennent de la désintégration des muons dans l'atmosphère. A haute énergie ces muons n'ont qu'une probabilité infime de se désintégrer avant d'atteindre le sol). De plus, la bonne résolution en énergie obtenue par ce mode de détection permet une rejection efficace de cette source de bruit de fond.

Le dernier chapitre de cette thèse introduit brièvement les hypothèses qui permettent de prédire des valeurs de flux diffus à haute énergie. Des échantillons Monte Carlo de muons atmosphériques descendants, de neutrinos atmosphériques muoniques et électroniques permettent ensuite de déterminer les capacités du détecteur à isoler un signal à haute énergie. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser un certain nombre de variables permettant de limiter la présence de bruit de fond. Elles se basent sur le code de reconstruction décrit au chapitre précédent et sur des concepts topologiques sur la façon dont se répartit la lumière Tcherenkov selon la particule et le type d'interaction. La dernière partie détermine alors la sensibilité d'Antares à un flux générique de neutrinos de haute énergie (spectre en  $E^{-2}$ ) puis extrapole ces performances à un détecteur de taille kilométrique pour donner une indication de ce que la prochaine génération de télescope à neutrinos pourra apporter sur cette mesure.

## B. L'ASTRONOMIE NEUTRINO

Ce premier chapitre va expliquer l'intérêt de l'utilisation du neutrino pour l'astronomie. Ce nouveau messager devrait permettre de mieux comprendre les phénomènes les plus violents de l'Univers, observés jusqu'ici en photons, en détectant des sources de neutrinos de haute énergie en corrélation avec des émetteurs gammas déjà répertoriés par des expériences précédentes. En outre, l'utilisation du neutrino permettra d'augmenter les distances d'observation et d'ouvrir une nouvelle fenêtre en énergie sur l'Univers.

Afin de mieux comprendre l'importance de cette nouvelle méthode d'observation de l'Univers, ce chapitre commence par aborder ces enjeux physiques. En particulier, il décrit, d'une part, les limites rencontrées par l'astronomie des hautes énergies en photon et en rayons cosmiques et d'autre part, il explique les atouts qu'offrent l'utilisation du neutrino comme nouveau messager grâce notamment à ces propriétés de neutralité, stabilité et à sa particularité de n'interagir que par interaction faible. De plus, afin de mieux comprendre le lien entre les neutrinos et les photons de haute énergie, les mécanismes d'accélération des particules chargées ainsi que les sources attendues de neutrinos sont brièvement abordés.

Les caractéristiques des télescopes à neutrinos sont imposées par leurs propriétés physiques. N'interagissant que par interaction faible, ils ont un grand parcours moyen dans la matière ce qui leur permet de traverser de grandes distances sans interagir. Par conséquent, il est nécessaire d'utiliser une cible la plus grande possible : la Terre.

La seconde partie monte le défi que représente la détection de ces neutrinos de hautes énergies. Elle est basée sur l'idée de Markov qui propose de détecter les neutrinos muons par l'intermédiaire de la lumière Tcherenkov induit par les muons qu'ils produisent lors de l'interaction par courant chargé avec la matière, dans un volume de détection transparent à la lumière. Cette méthode nécessite une bonne connaissance des mécanismes mis en jeu lors du parcours des neutrinos dans la matière, décrit au paragraphe B.2.

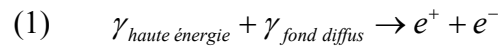
La troisième partie traitera du télescope sous marin à neutrinos : Antares, qui consiste en un réseau tridimensionnel de photomultiplicateurs immergé à 2500 m dans la Méditerranée au large de Toulon. En premier, cette Section présentera les choix techniques de la collaboration, l'environnement marin ainsi que l'état d'avancement du projet. Enfin, les expériences concurrentes sont rapidement décrites.

Pour finir, la quatrième partie abordera la reconstruction de la trace de lumière Tcherenkov induite par le muon produit lors de l'interaction du neutrino astrophysique dans la matière. Le télescope Antares a été optimisé pour ce canal de détection. Une brève description du parcours du muon dans la matière et du bruit de fond permet d'introduire les concepts et les performances attendues par la détection des muons traversant avec ce télescope de nouvelle génération.

## B.1 Des messagers habituels au neutrino

Le photon, est stable, électriquement neutre, facile à détecter grâce à sa grande section efficace. Il a permis d'effectuer de nombreuses découvertes dans tous les domaines d'énergies, des ondes radios aux rayons gamma, c'est-à-dire sur 18 ordres de grandeur en longueur d'onde.

Cependant, certaines propriétés intrinsèques aux photons ne peuvent être contournées et limitent leur utilisation. Dans le domaine visible, ils sont absorbés et diffusés par la poussière et le gaz. A plus haute énergie, ils s'échappent difficilement des régions chaudes et denses où ils sont produits et ne permettent donc pas de remonter aux mécanismes de production. Les photons interagissent également avec les différents fonds diffus : fond diffus cosmologique (CMB pour Cosmic Microwave Background) et infrarouge, par le mécanisme de création de paires :



Ce phénomène est comparable à l'effet GZK des protons, du nom des ses inventeurs Greisen, Zatsepin et Kuz'min. Le libre parcours moyen des photons (Figure B-1) devient faible à haute énergie, diminuant ainsi la profondeur à laquelle il est possible de sonder l'Univers.

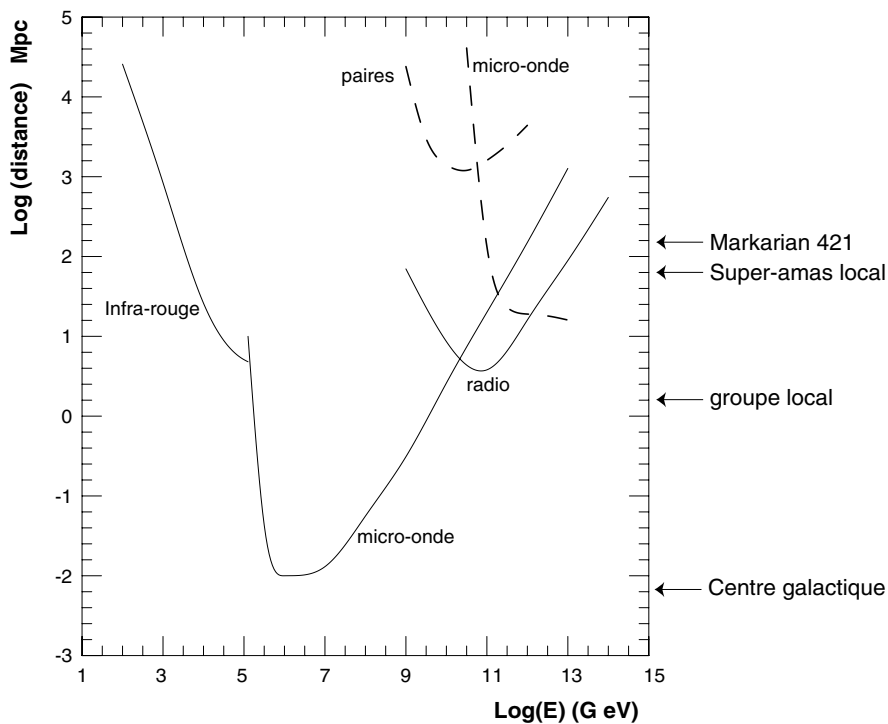


Figure B-1 : Evolution du libre parcours moyen des photons en fonction de l'énergie (en trait plein) et des protons (en pointillé) correspondant à l'interaction sur les fonds diffus. Pour fixer les idées, les distances de quelques objets sont indiquées : le centre de la Galaxie, le groupe local de galaxie, le superamas local et les galaxies à noyau actif Markarian 421 (blazar BLLac) et 3C279 (quasar).

Le libre parcours moyen d'un photon d'énergie supérieure à 10 TeV est inférieure à une centaine de Mpc (1 pc = 3,26 années-lumière) ce qui correspond à la proche banlieue de la



Galaxie. Celui-ci diminue encore plus à haute énergie et il devient de l'ordre de la taille de la Galaxie (environ 30 kpc) aux environs du PeV.

Depuis près d'un siècle, d'autres particules en provenance de l'Univers ont été étudiées. Elles bombardent la Terre en permanence de manière isotrope. Elles constituent le rayonnement cosmique.

Le flux différentiel des rayons cosmiques a été mesuré sur plus de 23 ordres de grandeur. En bonne approximation, il possède une dépendance en énergie qui suit une loi de puissance  $dN/dE \propto E^{-\gamma}$  (Figure B-2) où  $\gamma$ , l'indice spectral, vaut :

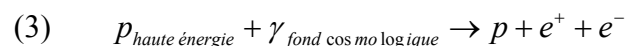
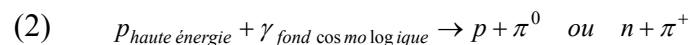
- - 2,7 au dessous de  $10^{16}$  eV ;
- - 3,0 entre  $10^{16}$  eV et  $10^{18}$  eV ;
- - 3,2 vers de  $10^{18}$  eV ;
- - 2,7 au dessus de  $10^{18}$  eV.

A basse énergie, aux alentours de  $10^9$  eV, les rayons cosmiques peuvent être observés, avant leur interaction avec les noyaux de l'atmosphère, à l'aide de petits détecteurs embarqués à bord de ballons ou de satellites. Cette technique permet d'étudier avec précision leur abondance. Ils sont composés à 99% de noyaux (89% de protons, 10% d'hélium et 1% de noyaux plus lourds), et à 1% d'électrons.

Le spectre en énergie de la Figure B-2, présente deux ruptures nettes de pente. L'une aux alentours de  $10^{16}$  eV est appelée le *genou*, la seconde vers  $10^{18}$  eV s'appelle la *cheville*. Les particules d'énergie inférieure au genou sont généralement considérées comme étant d'origine galactique. Ces noyaux pourraient être produits par des sources de type restes de supernovæ avec un spectre en  $E^{-2}$ , et confinés par les champs magnétiques interstellaires lors de leur parcours dans la Galaxie. Durant ce parcours, leur spectre et leur abondance sont altérés par de multiples interactions avec le milieu interstellaire, jusqu'à avoir un spectre en  $E^{-2,7}$  près de la Terre [5].

A plus haute énergie, au-delà de  $10^{15}$  eV, le flux devient si faible que son étude nécessite une détection indirecte par l'intermédiaire des gerbes de particule qui se développe après l'interaction du rayon cosmique dans la haute atmosphère. Des détecteurs couvrant une grande superficie sont donc nécessaires (AUGER, EUSO). Ils détectent soit des particules ionisantes au sol, soit la lumière issue de la fluorescence des atomes d'azote de l'atmosphère excités par le passage des particules de la gerbe.

Mais tout comme le photon, le proton interagit avec les photons du fond cosmologique selon les réactions suivantes :



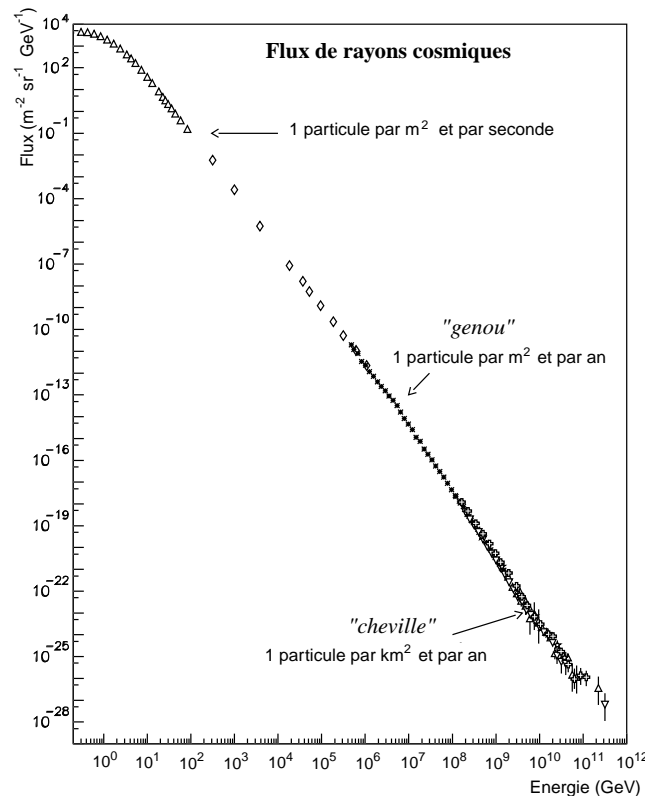


Figure B-2 : Spectre des rayons cosmiques toutes particules en échelle log-log. La ligne en pointillée représente un spectre en  $E^{-3}$ . Les données expérimentales proviennent des expériences : LEAP, Proton, Akeno, AGASA, fly's eyes, Avera park, Yakutsk.

Ce phénomène, appelé effet GZK, prédit une coupure dans le spectre en énergie des rayons cosmiques : les rayons cosmiques de haute énergie, au dessus de  $10^{21}$  eV, provenant de distances supérieures à leur libre parcours moyen, de 10 Mpc, ne peuvent parvenir à la Terre. Leur spectre doit donc s'arrêter en dessous de  $10^{21}$  eV (cf. Figure B-1). Cependant, cet effet GZK diminue à basse énergie (en dessous de  $10^{16}$  eV).

A basse énergie le proton, étant chargé, est dévié par les champs magnétiques intergalactiques (d'intensité de quelques nG) et perd ainsi toute information directionnelle permettant de le relier à sa source. Ce n'est qu'au dessus de  $10^{20}$  eV que l'influence des champs magnétiques sur sa trajectoire commence à devenir négligeable, or à ces énergies, l'effet GZK limite la profondeur d'observation de l'Univers. La combinaison de ces deux phénomènes limite l'utilisation des protons.

Un autre messager envisageable est le neutron. Il est neutre, comme le photon, donc il ne sera pas dévié par les champs magnétiques intergalactiques. Cependant sa faible durée de vie (14 min 46 s au repos) ne lui permet pas de parcourir de grandes distances. Par exemple, un neutron de  $10^{20}$  eV ne parcourra qu'environ 1 Mpc.

### B.1.1 L'intérêt du neutrino

Pour sonder l'Univers sur de grandes distances à haute énergie, le neutrino semble être un messager idéal. En effet, à l'instar du photon, il est neutre, sa trajectoire n'est donc pas déviée par les champs magnétiques. De plus étant une particule leptonique de masse négligeable, il

n'est soumis qu'à l'interaction faible avec des sections efficaces considérablement plus petites que pour les photons. Cette propriété lui permet de parcourir de grandes distances et de traverser les zones les plus denses de l'Univers. A titre d'exemple, un neutrino a un libre parcours moyen de l'ordre de  $10^7$  km dans l'eau à 100 GeV, alors que celui d'un photon de même énergie est de l'ordre du mètre. De plus, il est stable, donc contrairement au neutron, son parcours n'est pas limité par sa durée de vie.

L'astronomie neutrino de haute énergie permettrait d'obtenir des informations complémentaires sur les phénomènes les plus violents de notre Univers et de l'explorer dans des domaines d'énergie jusque là inaccessibles.

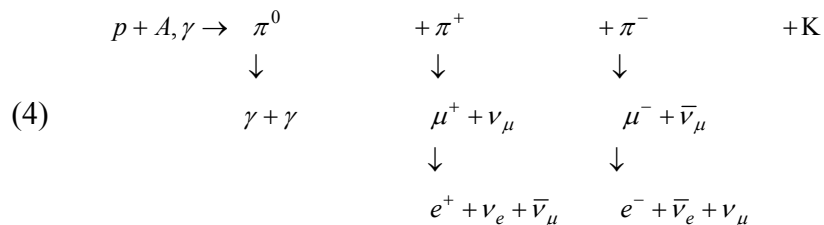
Le neutrino n'ouvre pas seulement une nouvelle fenêtre sur l'Univers, il doit permettre d'apporter des éléments de réponse à certaines interrogations apparues ces dernières années :

- quels mécanismes accélèrent les rayons cosmiques jusqu'à  $10^{20}$  eV et les photons jusqu'à  $10^{15}$  eV ?
- quelles sources engendrent ces zones d'accélération ?

Le mécanisme généralement invoqué pour l'accélération des particules est le mécanisme de Fermi. Ce mécanisme peut s'appliquer à toutes les particules chargées, en particulier les électrons et les protons. Il intervient dans deux sortes de modèles permettant d'expliquer l'émission de photons, de protons ou de neutrinos de haute énergie :

- le modèle électromagnétique est fondé sur la seule accélération des électrons. Les électrons émettent un rayonnement synchrotron lors de leur passage dans de forts champs magnétiques régnant autour de la source. Ces mêmes électrons interagissent alors avec les photons de leur rayonnement synchrotron par diffusion Compton inverse pour donner des photons de plus haute énergie. Ce modèle permet d'interpréter les observations actuelles des photons au TeV.
- le modèle hadronique utilise la possibilité d'accélérer des protons qui interagissent avec leur environnement (la matière intergalactique ou les photons des différents fonds diffus) pour former des pions neutres  $\pi^0$ . Leur désintégration permettrait d'expliquer le flux de photon gamma observés.

La réalité est certainement, pour de nombreux objets cosmiques, la superposition de ces deux phénomènes. Mais seul le second modèle, mettant en jeu des processus faibles, permet de décrire à la fois l'émission de photon à des énergies de l'ordre du GeV et un spectre de neutrino cosmique. Lors de ces interactions, des gerbes hadroniques sont engendrées. Les pions chargés qui en résultent se désintègrent en neutrinos selon la formule ci-dessous.



La production de neutrinos est liée à l'accélération des protons au sein des sources et à la production de rayons cosmiques. L'observation d'un flux de neutrinos cosmiques permettra donc de connaître la contribution du mécanisme hadronique dans la production de photon de haute énergie.

Le rapport des flux des différentes saveurs de neutrinos dépend des mécanismes de production. Toutefois, à cause du phénomène d'oscillations, quelque soit le rapport  $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau$  à la source, il devient 1 : 1 : 1 sur Terre. La mesure du rapport du flux de neutrinos sur le flux de photons pour une source donnée pourrait apporter de plus amples informations sur les mécanismes hadroniques de production.

Comme développé ci-dessus, l'observation d'un flux de neutrinos apporterait des renseignements sur les mécanismes de production de photons gammas associés. Mais seule une astronomie neutrinos permettant de pointer les zones les plus violentes de l'Univers, comme les AGN, les supernovae donnera des indications sur la nature des sources potentielles d'accélération de rayons cosmiques.

### B.1.2 De l'accélération aux sources

Le modèle d'accélération généralement admis est le mécanisme de Fermi. Ce mécanisme mis au point par Fermi en 1949 consiste en des diffusions élastiques d'une particule chargée sur les inhomogénéités magnétiques au sein d'un plasma en mouvement. Ces particules chargées gagnent de l'énergie via leur interaction avec le plasma. Dans ces plasmas astrophysiques, les lignes de champ magnétique se déplacent avec la matière. Elles sont dites 'gelées' dans le plasma et lui confèrent une certaine rigidité et peuvent vibrer comme des cordes. La présence de particules de haute énergie dans un tel plasma va générer ces ondes, créant ainsi des inhomogénéités magnétiques au sein du champ initial. Ces inhomogénéités jouent alors le rôle de centre diffuseur pour tous les types de particules chargées.

Ce mécanisme présente l'avantage de produire un spectre final en loi de puissance compatible avec le comportement du flux des rayons cosmiques observé sur Terre. Il existe deux types d'accélération différentes.

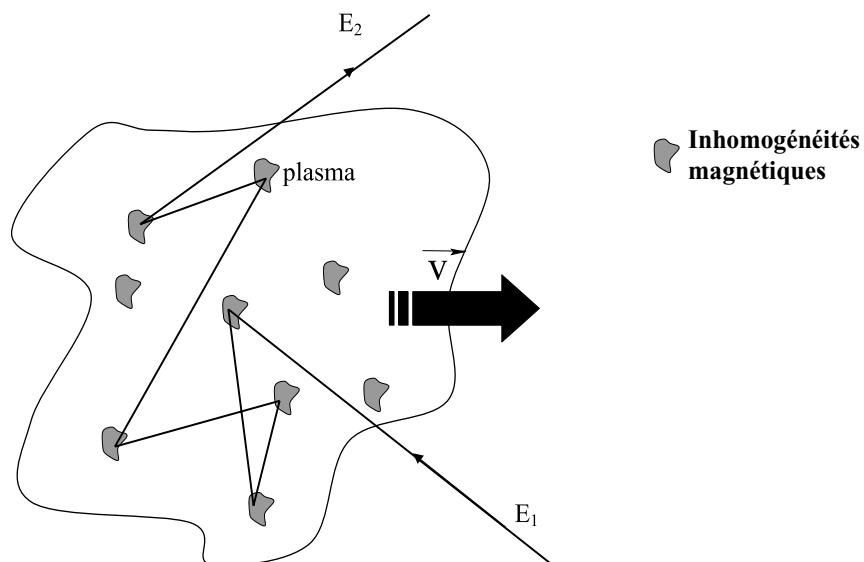


Figure B-3 : Mécanisme de Fermi du second ordre, diffusion des particules sur les inhomogénéités magnétiques d'un plasma en mouvement à la vitesse  $v$  par rapport à l'observateur. [10]

La première est la diffusion au sein d'un plasma sous forme d'un nuage comme représenté sur la Figure B-3 ci-dessus. La particule chargée rentre dans le nuage de plasma et subit de

multiples diffusions sur les inhomogénéités magnétiques en mouvement avec le plasma relativiste. Si  $v$  est la vitesse du plasma, le gain d'énergie moyen par choc,  $\xi$ , est relié à la vitesse de manière quadratique, d'où le nom de mécanisme de Fermi du second ordre :

$$(5) \quad \xi = \frac{4}{3} \left( \frac{v}{c} \right)^2 \text{ où } c \text{ est la vitesse de la lumière [10]}$$

Ce transfert d'énergie est assez inefficace car la vitesse du plasma est faible devant la vitesse de la lumière

La deuxième se présente sous la forme d'une onde de choc plane se propageant au sein du milieu galactique. La particule chargée traverse cette perturbation et subit de nombreuses diffusions élastiques dans le milieu en mouvement avant d'être diffusée vers l'onde de choc et revient dans le milieu calme. Elle a alors acquis de l'énergie, tout comme une balle à grande vitesse qui rebondit sur une raquette. Cette particule peut être à nouveau diffusée vers l'onde de choc et recommencer un cycle d'accélération, comme représenté sur la Figure B-4. Dans ce contexte, le gain relatif moyen d'énergie par cycle est proportionnel à la vitesse de propagation de l'onde de choc  $v_c = v_2 - v_1$  ( $v_1$  vitesse de la couche calme,  $v_2$  vitesse du milieu en mouvement), d'où l'appellation de mécanisme de Fermi du premier ordre [10] :

$$(6) \quad \xi = \frac{4}{3} \left( \frac{v_c}{c} \right)$$

Le transfert d'énergie dans ce cas est beaucoup plus efficace que dans le cas du mécanisme précédent.

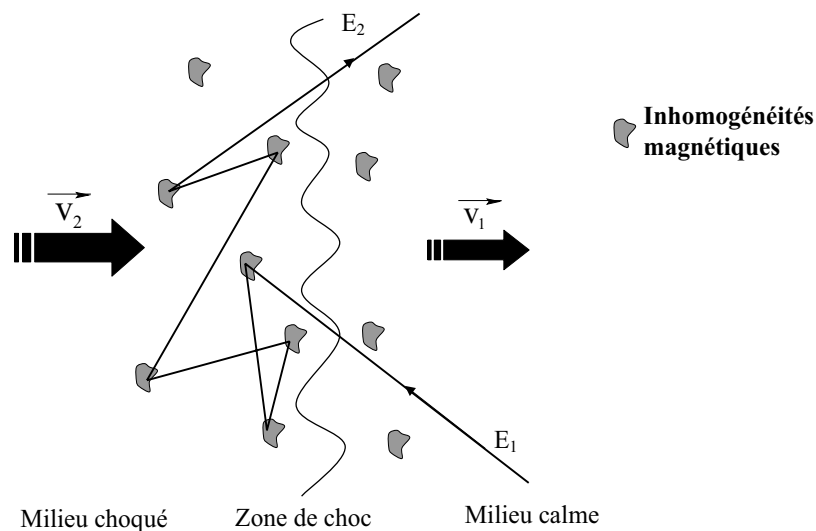


Figure B-4 : Mécanisme de Fermi du premier ordre, l'accélération a lieu lors des multiples traversées de l'onde de choc par la particule. [10]

Sous certaines hypothèses, ce mécanisme de Fermi au premier ordre permet d'obtenir un indice spectral de 2. Cette valeur couplée à la probabilité que les rayons cosmiques soient piégés par le champ magnétique régnant dans notre galaxie, qui évolue en  $E^{-0,6}$  [14], permet de prédire un indice spectral des rayons cosmiques sur Terre compatible avec celui de 2,7 observé.

### B.1.3 Les sources de neutrinos

Les sources potentielles de neutrinos dans un télescope à neutrinos de haute énergie, sont de trois origines différentes : les accélérateurs cosmiques galactiques ou extragalactiques ; les gerbes atmosphériques produites par l'interaction du rayonnement cosmique primaire avec les noyaux de l'atmosphère, les sources exotiques (par exemple, l'annihilation de neutralinos, particules qui pourraient constituer une partie de la matière noire de l'Univers).

#### B.1.3.1 Les accélérateurs cosmiques

Les accélérateurs cosmiques sont des objets astrophysiques capables d'accélérer des protons jusqu'à des énergies supérieures à  $10^2$  TeV et ainsi constituer une source de flux important de neutrinos. Ils sont de deux types ; galactiques tel que les vestiges de supernovae et les systèmes binaires, ou extragalactiques tel les noyaux actifs de galaxie et les sursauts gamma.

#### Les accélérateurs galactiques

L'astronomie neutrino extrasolaire a commencé en 1987 par la détection d'un signal d'une vingtaine de neutrinos provenant de la supernova 1987A par IMB et Kamiokande ([15][16]). En effet, lors de l'explosion en fin de vie d'une étoile, une grande partie de l'énergie relâchée l'est sous forme de neutrinos d'énergie de quelques dizaines de MeV.

Les ondes de choc produites lors de l'explosion d'une supernova est l'un des rares phénomènes galactiques capables d'accélérer des protons jusqu'à des énergies très importantes. Ces dernières offrent un terrain propice à la mise en œuvre du mécanisme de Fermi décrit précédemment. Toutefois ce mécanisme ne peut pas expliquer les énergies protoniques observées supérieure au PeV. L'énergie acquise est limitée par la taille de l'accélérateur et l'intensité des champs magnétiques au voisinage du choc, selon l'équation (7) liée au rayon de gyration de la particule chargée accélérée, confinée dans la zone de choc.

$$(7) \quad E_{\max} \approx Z e c B R \approx 10^{12} \frac{B}{1 \text{ Gauss}} \frac{R}{1 \text{ pc}},$$

l'énergie  $E_{\max}$  étant en GeV, avec R le rayon de gyration, Z la charge de la particule d'énergie E et B le champ magnétique environnant.

Dans le cas des jeunes supernovae, une source d'accélération peut aussi être fournie par leur vestige ; pulsar ou étoile à neutrons, qui peut engendrer des champs magnétiques très intenses.

Les systèmes binaires composés par une étoile ordinaire et un compagnon compact (étoile à neutrons ou trou noir) sont aussi de bons candidats. La dynamique de tels systèmes fait intervenir d'importants transferts de matière entre l'étoile et le compagnon compact, formant ainsi un disque d'accrétion émettant dans le domaine X. La matière accrétée par l'objet compact est éjectée perpendiculairement au disque en deux jets. Ces jets présentent tous les caractéristiques nécessaires à la mise en place d'une accélération de particules : champs magnétiques intense, chocs de plasma en mouvement. L'intérêt des systèmes est d'être extrêmement proche et d'avoir des constantes de temps assez courtes. Des prédictions sur le flux produits par ces systèmes binaires ont été faites par Levinson et Waxman en 2001 [17] et par Distefano et al en 2002 [18].

## Les accélérateurs extragalactiques

Les noyaux actifs de galaxie, ou AGN (pour Active Galactic Nuclei), sont des galaxies pour lesquelles l'énergie rayonnée est supérieure à la somme des énergies émises par les étoiles la constituant dans tout le spectre électromagnétique. L'énergie des AGN provient d'un trou noir central super massif, de masse supérieure à  $10^7$  masses solaires, accrétant quelques masses solaires par an, et de puissance rayonnée pouvant aller jusqu'à  $10^{48}$  erg.s<sup>-1</sup>. Cependant seul 2% des galaxies observées sont actives et possèderaient un trou noir central.

Ces AGN peuvent engendrer des observations extrêmement différentes selon l'angle sous lequel elles sont vues et leur puissance. Cela qui explique le nombre de noms les décrivant : les galaxies de Seyfert (découvertes par Karl Seyfert en 1943), les galaxies Fanroff-Riley, les quasars (pour « quasi stellar »), les blazars. Toutes ces observations sont unifiées par un modèle de disque d'accrétion s'effondrant sur le trou noir super massif, de dimension du parsec, et de deux jets diamétralement opposés perpendiculaire au disque. Ces jets ne sont visibles par un observateur que s'ils sont placés perpendiculairement à l'axe de visée. Dans le cas contraire, ils ne sont plus distinguables ; c'est le cas des blazars.

Un noyau actif de galaxie se comporte donc comme un système binaire mais à des échelles de taille et d'énergie beaucoup plus importantes.

Les noyaux actifs de galaxies sont de part la quantité d'énergie émise ( $10^{42-43}$  erg.s<sup>-1</sup> pour les galaxies Seyfert,  $10^{47-48}$  erg.s<sup>-1</sup> pour les quasars), leur spectre observé s'étendant jusqu'au TeV et leur variabilité inférieure à  $10^5$  s, des candidats idéaux pour expliquer l'accélération des rayons cosmiques. Les deux zones privilégiées sont le disque d'accrétion et les jets.

Dans le disque d'accrétion et lors de l'effondrement de la matière sur le trou noir, les particules sont accélérées et peuvent interagir avec la matière et le champ de photon ambiant. Les plasmas environnants piègent les photons et les protons grâce aux forts champs magnétiques qu'ils engendrent et leur formidable densité de matière (environ  $10^{17}$  kg/m<sup>3</sup>). Seuls les neutrinos peuvent s'en échapper.

Les jets sont également des sites d'accélération de particules par mécanisme Fermi grâce à l'onde de chocs qu'ils peuvent engendrer. La longueur des jets varie de quelques kpc à quelque Mpc pour un champ magnétique de l'ordre de  $10^{-4}$  G.

Les sursauts de rayons gamma, ou GRB (pour Gamma Ray Burst), sont d'intenses émissions de photons durant quelques dizaines de milliseconde à plusieurs centaines de secondes. Découvertes, il y a environ 35 ans, leur répartition sur la carte du ciel est isotrope, ce qui exclut une origine galactique du phénomène. Afin d'expliquer la luminosité observée pour un tel phénomène, il faut convertir un dixième de la masse du soleil en une seconde en rayonnement gamma.

Deux modèles tentent d'expliquer les sursauts gamma : le modèle dit de « la boule de feu » (« fireball model » [19]) utilisant l'hypothèse de chocs entre plasmas relativistes très semblables aux mécanisme de Fermi, et le modèle dit du « boulet de canon » (« canonball model » [20]) supposant que des corps denses relativistes formés après une supernovae, rentrent en collision avec la matière expulsée par l'explosion de l'étoiles.

Il a été démontré [2] que ce phénomène peut produire des neutrinos à des énergies et en des quantités détectables par des télescope à neutrinos, quelque soit le modèle utilisé, produisant jusqu'à un événement par an dans le détecteur ANTARES avec un bruit de fond de l'ordre de  $10^{-3}$  événement. Ce bruit de fond provient des neutrinos atmosphériques décrits dans le paragraphe suivant.

### B.1.3.2 Les gerbes atmosphériques

Les neutrinos atmosphériques sont produits par l'interaction des rayons cosmiques primaires dans la haute atmosphère selon la réaction (4). Selon cette réaction, les neutrinos proviennent de la désintégration des mésons et des muons.

Le spectre des neutrinos atmosphériques possède de deux composantes ; la première provient de la désintégration des particules de durée de vie relativement longue (pions, kaons, muons), la seconde vient des particules de durée de vie courte (les hadrons chargés :  $D^\pm$ ,  $D_s$ ,  $\Lambda_c \dots$ ). Ces deux contributions sont appelées respectivement « conventionnelle » et « prompte ». Le spectre des neutrinos conventionnels suit celui des particules primaires jusqu'à environ 100 GeV ( $\sim E^{-2,7}$ ) puis décroît plus rapidement ( $\sim E^{-3,7}$ ) au delà du TeV, à cause de la compétition entre la désintégration et l'interaction des mésons développé au dernier chapitre. Les neutrinos prompts suivent le spectre des particules primaires jusqu'au PeV, car l'énergie critique des hadrons chargés est de l'ordre de 10-100 PeV.

Les calculs et les mesures expérimentales de flux des neutrinos atmosphériques doivent prendre en compte la composition du spectre des primaires, du profil de densité atmosphérique ainsi que de la cascade d'interaction et désintégration. Le flux de neutrinos conventionnels diffère peu selon les modèles (moins de 20%) contrairement à celui des neutrinos prompts.

### B.1.3.3 Les sources exotiques.

Les observations de rayons cosmiques d'énergie supérieure à  $10^9$  GeV, effectuées par AGASA, détecteur de surface au Japon de 100 km<sup>2</sup> détectant la lumière Tcherenkov émise par les gerbes atmosphériques, sont difficilement explicables (cf. Figure B-5). En effet compte tenu de l'effet GZK, ces particules de si haute énergie ne peuvent nous parvenir que si elles sont accélérées au voisinage de notre galaxie, entre 50 et 100 Mpc. Or à ces distances, le nombre de sources potentielles est trop faible pour expliquer de telles observations. Elles peuvent être expliquées par des phénomènes plus exotiques comme les défauts topologiques ou les particules super massives.

Les défauts topologiques, tel que des monopôles magnétiques ou des cordes cosmiques proviennent des brisures de symétrie lors des transitions de phase aux débuts de la formation de l'Univers. Ces défauts topologiques contiennent un excès d'énergie qu'ils peuvent perdre par annihilation. Tous les scénarios prédisent l'émission de quanta massifs de différents champs (bosons de jauge, bosons de Higgs, fermions super massifs). Ces derniers se désintègrent rapidement et engendrent ainsi un flux de nucléons, photons et neutrinos, d'énergie pouvant aller jusqu'à  $10^{16}$  GeV, ce qui permet d'expliquer les observations de rayons cosmiques de très haute énergie.

La seconde source exotique est constituée par les particules super massives appelées WIMPS (pour 'Weakly Interacting Massive Particles). Ce sont les candidats les plus favorisés pour expliquer la matière sombre non baryonique. Parmi les WIMPS, le neutralino (combinaison linéaire stable la plus légère des partenaires super symétriques du photon, du  $Z^0$  et des deux bosons de Higgs neutres), est le plus prometteur. Lors de leurs parcours dans l'Univers, ces particules perdent de l'énergie lors de multiples collisions élastiques puis sont piégées gravitationnellement au centre d'objets massif. Lorsque leur densité devient suffisante, elles peuvent s'annihiler en hadrons qui produiront un flux de neutrinos détectable en se désintégrant.



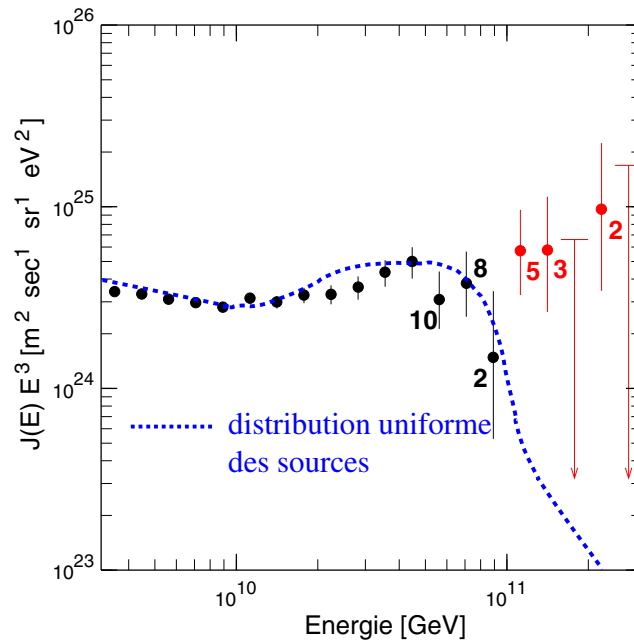


Figure B-5 : Spectre d'énergie des rayons cosmiques observés par AGASA au dessus de  $10^9$  GeV. La courbe en pointillée illustre le flux attendu d'une distribution de sources uniformément réparties dans l'Univers, en tenant compte de l'effet GZK. Des évènements ont été observés au-delà de la coupure GZK [13].

## B.2 La détection des neutrinos

La détection des neutrinos d'origine astrophysique à haute énergie permettrait d'obtenir de précieux renseignements sur les phénomènes d'accélération les plus violents de l'Univers. Toutefois, cette détection représente un défi de taille. Elle nécessite une bonne compréhension des différents mécanismes mis en jeu lors du parcours des neutrinos au sein de la Terre. Leur observation, basée sur l'idée du physicien M. A. Markov, nécessite la conception d'une nouvelle génération de télescope. De plus, la faiblesse des flux attendus et des sections efficaces impose d'instrumenter un grand volume de détection dans les profondeurs marines ou dans la glace polaire.

Ce paragraphe présente le principe de détection des neutrinos cosmiques par l'intermédiaire de la lumière Tcherenkov émise dans l'eau par le muon induit par l'interaction par courant chargé de ces neutrinos dans la matière, ainsi que leur interaction au sein de la Terre.

### B.2.1 Historique

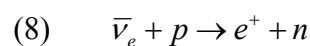
La principale caractéristique permettant d'envisager une astronomie neutrino, réside dans la faiblesse de l'interaction du neutrino avec la matière. Cela a rendu sa mise en évidence directe tardive et délicate.

Détecter des particules avec une si faible section efficace induit trois contraintes expérimentales : un flux important, une cible épaisse et dense ainsi qu'un blindage performant afin de lutter contre le bruit de fond important du aux neutrinos atmosphériques

produits par l'interaction des rayons cosmiques avec les atomes de l'atmosphère. Par ailleurs, la détection de neutrinos ne peut se faire que de manière indirecte par la mise en évidence des produits de son interaction avec la matière qui se divise en :

- interaction par échange de courant chargé qui donne une gerbe hadronique et un lepton chargé
- interaction par échange de courant neutre qui donne une gerbe hadronique et un neutrino.

La première observation de neutrinos fut faite en 1956 [21] auprès du réacteur nucléaire de Savannah River, source abondante d'antineutrinos électroniques. La cible constituée de 400 litres d'eau cadmiée et de 5400 litre de scintillateur liquide, entourée de photomultiplicateurs, y fut placée durant près de deux mois. La réaction étudiée est la capture  $\beta$ -inverse, c'est-à-dire la capture de l'antineutrino par un proton selon la réaction suivante :



Une coïncidence retardée entre la lumière issue de l'annihilation du positron et celle due à la capture du neutron constitue une signature caractéristique du passage du neutrino.

Les expériences utilisant les centrales nucléaires ou sur les accélérateurs de particules ont permis, plus tard, la mise en évidence des saveurs électroniques et muoniques et de les étudier avec précision. L'énergie des neutrinos créés par de telles machines n'excède pas quelques centaines de GeV. Ces premières études ont permis de mettre au point d'autres principes de détection pour les neutrinos cosmiques, tels que la détection par scintillateur liquide (MACRO, Borexino), la détection par réaction radiochimiques (GALLEX), ou encore par l'effet Tcherenkov (Kamiokande, SuperKamiokande, SNO). Si jusqu'à présent le neutrino était l'objet d'étude, l'objectif de l'astronomie neutrino est d'utiliser les neutrinos de hautes énergies comme messenger pour explorer l'Univers, afin d'obtenir de précieux renseignements sur ses phénomènes les plus violents.

### B.2.2 Principe de détection

Dans l'optique d'utiliser les neutrinos comme nouveau messenger pour explorer l'Univers, durant les années 60, M. A. Markov a l'idée de détecter les neutrinos de hautes énergies en instrumentant un très grand volume dans un milieu naturel transparent à la lumière, comme la glace ou l'océan, afin d'utiliser la Terre comme cible pour la détection des neutrinos. Les particules chargées de la gerbe hadronique ou électromagnétique produites lors de l'interaction du neutrino avec la matière sont détectables par la lumière Tcherenkov qu'ils génèrent dans ce milieu transparent dès que leur vitesse,  $v$ , est supérieure à celle de la lumière dans ce milieu, d'indice de réfraction  $n$ . Toute particule chargée dans un milieu diélectrique crée un champ électromagnétique sphérique. Dès qu'elle se propage à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu transparent, le champ créé qui se propage moins vite va interférer avec lui-même pour former une série de sources lumineuses. Les sources des ondes sphériques émettent de manière cohérente sous un certain angle appelé angle de Tcherenkov  $\theta_c$  défini par la relation (9).

$$(9) \quad \cos \theta_c = \frac{1}{\beta n}$$

avec  $\beta = v/c$ ,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide. Cet angle vaut environ  $43^\circ$  dans l'eau, pour des particules relativistes ( $\beta \sim 1$ ).

La distribution spectrale de cette lumière est décrite par la formule :

$$(10) \quad \frac{d^2 N_\gamma}{dx \cdot d\lambda} = \frac{2\pi}{137 \cdot \lambda^2} \left( 1 - \frac{1}{n^2 \cdot \beta^2} \right)$$

Dans le cas de particules relativistes ( $\beta \approx 1$ ), l'angle Tcherenkov ne dépend plus que de l'indice de réfraction du milieu  $n$ . La détection de cette lumière s'effectue à l'aide d'un réseau tridimensionnel de photomultiplicateurs installé dans le milieu transparent choisi. La position et le temps d'arrivée des impulsions lumineuses permettent de remonter à la direction et à l'énergie de la particule chargée.

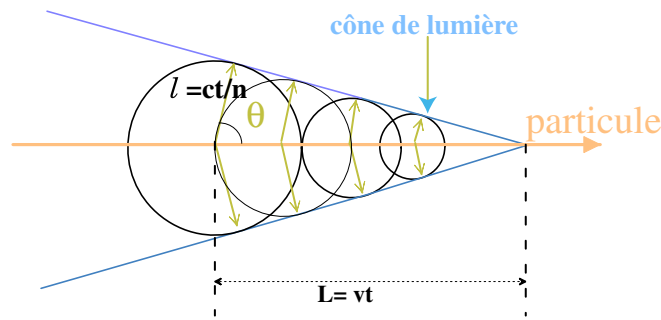


Figure B-6 : Sillage conique de lumière Tcherenkov émise par une particule de vitesse  $v > c/n$ , avec  $n$  l'indice de réfraction de l'eau.

Le domaine de sensibilité des photomultiplicateurs s'étend généralement entre 300 et 600 nm de longueur d'onde. Le nombre de photons émis par unité de longueur est obtenu en intégrant sur le domaine de sensibilité des photomultiplicateurs choisis selon la formule ci-dessous :

$$(11) \quad \frac{dN_\gamma}{dx} = 2\pi \sin^2 \theta_c \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon_{PM}(\lambda) \frac{d\lambda}{\lambda^2}$$

avec  $\varepsilon_{PM}(\lambda)$  l'efficacité des photomultiplicateurs. Dans le cas, où les particules sont relativistes ( $\beta \approx 1$ ). Si le détecteur est considéré parfait, alors  $\varepsilon_{PM}(\lambda) = 1$ . Le nombre de photons émis avec une longueur d'onde comprise entre 300 et 600 nm sous ces deux hypothèses, est de 350 photons/cm dans l'eau.

Toutefois, le milieu transparent utilisé, l'eau ou la glace, est aussi un milieu absorbant et diffusant. Il est nécessaire d'en tenir compte dans le calcul du nombre de photons observables. Le nombre de photons émis ayant parcouru une distance  $d$  est alors obtenu par la formule suivante :

$$(12) \quad \frac{dN_{\gamma}^d}{d\lambda} = \frac{1}{4\pi d} \cdot \frac{1}{\lambda_{\text{eff}}} \frac{1}{\lambda^2} e^{\frac{-3d}{\sqrt{L_{\text{abs}} \cdot L_{\text{diff}}}}}$$

avec  $L_{\text{diff}}$  et  $L_{\text{abs}}$  les longueurs effectives de diffusion et d'absorption du milieu transparent utilisé et  $\lambda_{\text{eff}}$  (définition).

Pour pallier la faible interaction du neutrino, il faut utiliser la cible la plus grande disponible : toute la région entourant le détecteur jusqu'à une distance égale au libre parcours moyen dans la matière du muon induit. Le nombre d'évènements attendus dans un tel détecteur est une fonction du flux de neutrinos primaires (section B.1) et de leur direction. Par ailleurs, comme la terre est une cible inhomogène, la direction d'incidence du neutrino devient aussi un paramètre important. A haute énergie la Terre devient opaque aux neutrinos radiaux d'énergie supérieure au PeV. La section efficace d'interaction des neutrinos et le profil de densité de la Terre doivent donc être bien connus.

Bien que l'augmentation de la section efficace d'interaction des neutrinos, du parcours et de la quantité de lumière émise par le lepton chargé avec l'énergie, favorise les hautes énergies, la diminution généralement attendue du flux en neutrino en loi de puissance avec l'énergie implique une diminution du taux d'évènements attendus avec l'énergie.

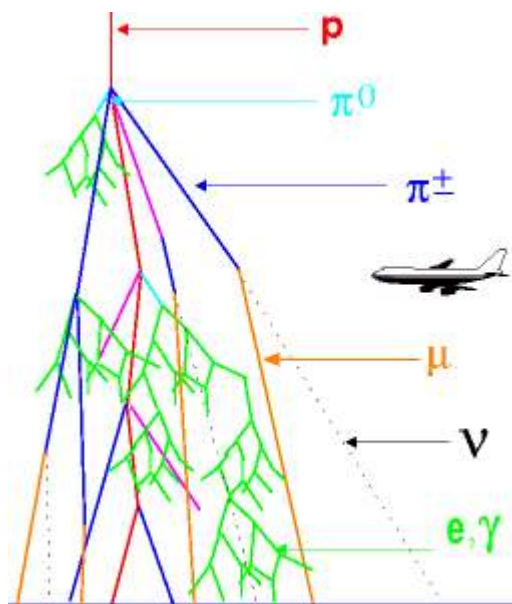


Figure B-7: Développement d'une gerbe atmosphérique.

Le bruit de fond pour ce mode de détection provient de l'interaction des rayons cosmiques dans l'atmosphère terrestre. Lorsqu'un noyau cosmique, généralement un proton, entre en collision avec un noyau d'azote ou d'oxygène de l'atmosphère, il génère une cascade atmosphérique contenant des mésons chargés. Ces mésons ont une forte probabilité de se désintégrer et de créer des muons et des neutrinos qui sont qualifiés de muons et neutrinos atmosphériques. Ces muons et neutrinos atmosphériques peuvent interagir dans le volume de détection et engendrer le même signal lumineux que les muons induits par les neutrinos cosmiques. Une première mesure consiste à protéger le détecteur par un blindage efficace qui absorbera une grande partie du bruit de fond dû aux muons atmosphériques. L'une des solutions est d'enfouir le détecteur sous plusieurs kilomètres de matières, eau, glace, ou terre.

Le problème lié au bruit de fond atmosphérique sera développé dans les sections B.4.2 et C.1.2.

### B.2.3 Interactions des neutrinos de haute énergie.

Comme déjà énoncé antérieurement, les neutrinos n'interagissent que par interaction faible. Dans le cas de neutrinos de haute énergie, l'interaction avec la matière se fait via un quark du noyau par l'échange soit d'un W dans le cas d'interaction par courant chargé (13), soit d'un Z dans le cas d'interaction par courant neutre (14).

$$(13) \quad \nu_l(\bar{\nu}_l) + q_d(q_u) \xrightarrow{W} l(\bar{l}) + q_u(q_d) \text{ avec } l = e, \mu, \tau$$

$$(14) \quad \nu_l(\bar{\nu}_l) + q/e^- \xrightarrow{Z} \nu_l(\bar{\nu}_l) + q/e^-$$

Dans les deux cas, une gerbe hadronique est produite. Dans les cas d'un neutrino électronique interagissant par courant chargé, une gerbe électromagnétique se superpose à la gerbe hadronique. Mais dans tous les cas, les gerbes créées ont une extension maximale d'une dizaine de mètres (section C.1.1). La détection de telles gerbes n'est possible que si le neutrino interagit près ou dans le volume instrumenté. Ces évènements sont appelés des évènements contenus, ils seront développés plus en détails dans le chapitre C.

Dans le cas d'un neutrino muonique interagissant par courant chargé, un muon est généré. Celui-ci peut contrairement, à l'électron ou tau, se propager sur plusieurs kilomètres dans la roche. De ce fait, il peut être détecté via la lumière Tcherenkov induite dans un milieu transparent instrumenté situé à plusieurs kilomètres du point d'interaction. Ces évènements sont appelés traces, ils seront étudiés dans la section B.4. Ce mode de détection permet d'obtenir un taux d'évènement beaucoup plus important que dans le cas des évènements contenus pour un détecteur de la taille du télescope ANTARES.

Les sections efficaces de telles interactions sont définies grâce à la théorie électrofaible et du modèle de quark-parton de Björken. Dans le référentiel du laboratoire où N désigne un nucléon du noyau, les sections efficaces s'expriment en fonction de l'énergie du neutrino incident  $E_\nu$  et du lepton induit  $E_l$ , selon les formules suivantes ( $\hbar = c = 1$ ) :

$$(15) \quad \frac{d^2\sigma_{\nu N}^{CC}}{dx dy} = \frac{2}{\pi} \cdot G_F^2 m_N E_\nu \cdot \left( \frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 \cdot [x \cdot q(x, Q^2) + x \cdot \bar{q}(x, Q^2) \cdot (1 - y^2)]$$

$$q = \frac{u_\nu + d_\nu}{2} + \frac{u_m + d_m}{2} + s_m + b_m$$

$$\bar{q} = \frac{u_m + d_m}{2} + c_m + t_m$$

$$\begin{aligned}
\frac{d^2 \sigma_{\nu N}^{CN}}{dx dy} &= \frac{2}{\pi} \cdot G_F^2 m_N E_\nu \cdot \left( \frac{M_Z^2}{Q^2 + M_Z^2} \right)^2 \cdot [x \cdot q^0(x, Q^2) + x \cdot \bar{q}^0(x, Q^2) \cdot (1 - y^2)] \\
q^0 &= \left( \frac{u_v + d_v}{2} + \frac{u_m + d_m}{2} \right) \cdot (L_u^2 + L_d^2) + \left( \frac{u_m + d_m}{2} \right) \cdot (R_u^2 + R_d^2) \\
(16) \quad &+ (s_m + b_m) \cdot (L_d^2 + R_d^2) + (c_m + t_m) \cdot (L_u^2 + R_u^2) \\
\bar{q}^0 &= \left( \frac{u_v + d_v}{2} + \frac{u_m + d_m}{2} \right) \cdot (R_u^2 + R_d^2) + \left( \frac{u_m + d_m}{2} \right) \cdot (L_u^2 + L_d^2) \\
&+ (s_m + b_m) \cdot (L_d^2 + R_d^2) + (c_m + t_m) \cdot (L_u^2 + R_u^2)
\end{aligned}$$

Avec :

$$\begin{aligned}
(17) \quad L_u &= 1 - \frac{4}{3} \cdot \sin^2 \theta_w \quad L_d = -1 + \frac{2}{3} \cdot \sin^2 \theta_w \\
R_u &= -\frac{4}{3} \cdot \sin^2 \theta_w \quad R_d = \frac{2}{3} \cdot \sin^2 \theta_w
\end{aligned}$$

$x$  (fraction d'impulsion du parton) et  $y$  (l'inélasticité) sont les variables de Björken. Elles sont définies par :

$$\begin{aligned}
(18) \quad x &= \frac{Q^2}{2 \cdot m_N (E_\nu - E_l)} \\
y &= 1 - \left( \frac{E_l}{E_\nu} \right)
\end{aligned}$$

$m_N$  est la masse du nucléon cible,  $M_{Z/W}$  la masse du boson Z ou W selon le courant considéré,  $G_F$  la constante de Fermi et  $-Q^2$  le carré de la quadri-impulsion transférée du lepton initial au lepton final. Les fonctions  $q(x, Q^2)$ ,  $\bar{q}(x, Q^2)$ ,  $q^0(x, Q^2)$  et  $\bar{q}^0(x, Q^2)$  sont les fonctions de distribution des différents quarks au sein des nucléons (comprenant les quarks de valence (v) et de la mer (m)),  $\theta_w$  l'angle de mélange électrofaible et  $L_u, L_d, R_u, R_d$  les couplages chiraux.

Au dessous du TeV, la section efficace d'interaction des neutrinos et des antineutrinos augmente de manière linéaire en fonction de l'énergie. Par ailleurs, tant que l'énergie du neutrino est inférieure à  $M_W^2 / 2m_N \approx 3,2 \text{ TeV}$ , les fonctions de distributions partoniques sont dominées par la contribution des quarks de valence, rendant la section efficace des antineutrinos inférieure à celle des neutrinos. A plus haute énergie, les fonctions de distributions partoniques, au sein desquelles la contribution des quarks de la mer augmente avec l'énergie, sont dominées par les petites valeurs de  $x$  ( $x < M_W^2 / 2 \cdot m_N E_\nu$ ). Les sections efficaces des neutrinos et celles des antineutrinos deviennent identiques et proportionnelles à  $\log(E_\nu)$ .

Bien que l'augmentation des sections efficaces des neutrinos avec l'énergie soit bénéfique pour leur détection, elle introduit à très haute énergie les phénomènes d'absorption et de diffusion par la Terre. En effet, lors de son trajet dans la Terre, un neutrino peut être absorbé par courant chargé ou diffusé par courant neutre. Dans ce dernier cas, le neutrino perd une partie de son énergie et voit sa direction légèrement modifiée. Ces phénomènes sont à considérer car l'augmentation des sections efficaces avec l'énergie rend comparable les longueurs d'interaction et l'épaisseur de la colonne de matière traversée, à partir d'une

dizaine de TeV. La Terre leur devient opaque. L'étude de ces phénomènes nécessite la connaissance du profil de densité terrestre. Le modèle utilisé dans nos simulations est un modèle en couche comprenant une succession de strates dont la densité dépend de la distance radiale  $r$  au centre de la Terre.

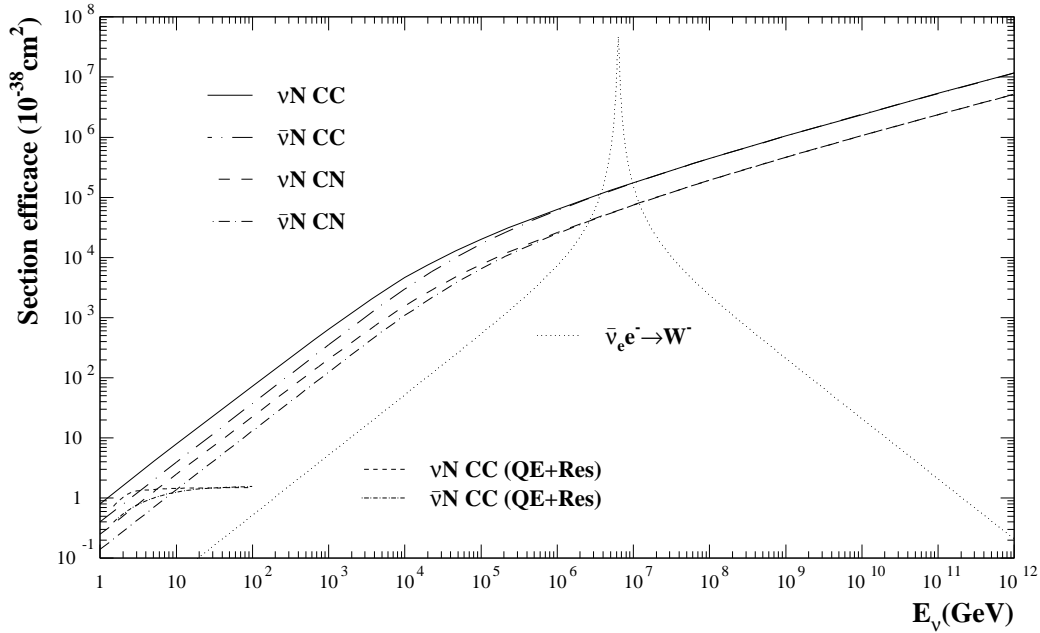


Figure B-8 : Evolution de la section efficace d'interaction des neutrinos en fonction de leur énergie en GeV.

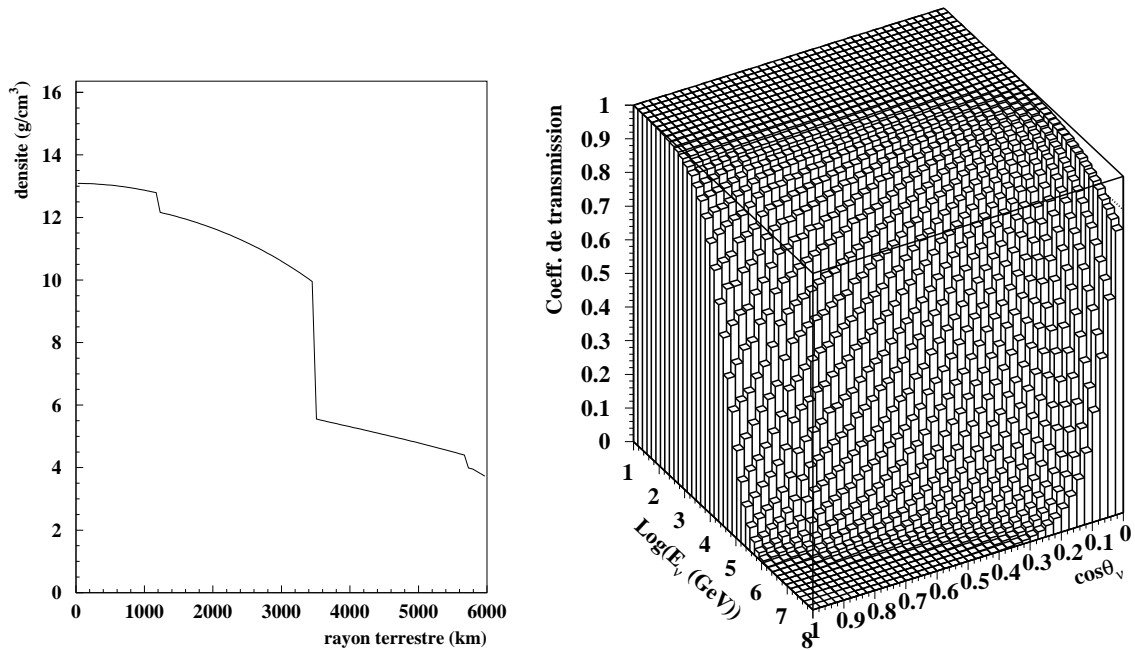


Figure B-9 : Profil de densité de la Terre en fonction de la distance au centre, à gauche. Coefficient de transmissibilité de la Terre aux neutrinos en fonction de leur énergie  $E_\nu$  et de leur angle d'incidence  $\theta_\nu$ , à droite.

Pour un neutrino ascendant avec un angle d'incidence  $\theta_\nu$ , l'épaisseur de matière traversée est une fonction de  $\theta_\nu$ . La probabilité moyenne qu'il a d'interagir lors de son parcours, définit son coefficient de transmission dans la Terre. Il dépendra évidemment de l'angle d'incidence et de l'énergie du neutrino selon la formule (19).

$$(19) \quad S(E_\nu) = \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^0 S(E_\nu, \theta_\nu) \cdot \Psi(E_\nu, \theta_\nu) d \cos \theta$$

$$S(E_\nu, \theta_\nu) = e^{\left( -z(\theta_\nu) \cdot \sigma_{\nu N}^{CC}(E_\nu) \cdot n \right)}$$

Dans cette formule  $z(\theta_\nu)$  est l'épaisseur de matière traversée et  $n$  le nombre d'Avogadro. La fonction  $\Psi(E_\nu, \theta_\nu)$  permet de rendre compte de la diffusion des neutrinos dans la Terre par les interactions par courant neutre.

La Figure B-9 permet de mieux visualiser ces phénomènes, notamment de se rendre compte qu'un flux de neutrinos ascendants strictement verticaux ( $\cos(\theta_\nu) = 1$ ) est réduit de plus de 70% au-delà de 100 TeV et est très atténué au-delà du PeV. Tandis que les neutrinos horizontaux ne sont quant à eux quasiment pas affectés tant que leur énergie reste inférieure à quelque centaine de PeV. En moyenne, la Terre absorbe plus de 30% du flux isotrope de neutrinos ascendants de 100 TeV et près de 70% de ceux de 1 PeV.

L'effet de la diffusion par courant neutre est difficile à étudier, car la trajectoire d'un neutrino initialement dirigé vers le détecteur a de forte chance d'être déviée et au final de ne pas être détecté. Par ailleurs, la dégradation du spectre en énergie des neutrinos dépend du spectre initial. Toutefois, il est possible de négliger ce phénomène pour les neutrinos électroniques et muoniques, car le rapport des sections efficaces d'interaction par courant neutre sur courant chargé est de l'ordre de 1/3.

Le problème du neutrino tau est tout autre. En effet, le tau généré lors de l'interaction du neutrino tau avec la Terre par courant chargé, n'a pas le temps d'interagir. Sa durée de vie étant de l'ordre de la picoseconde, il se désintègre instantanément et régénère le neutrino tau avec cependant perte d'énergie. La succession d'interactions et de régénérations du neutrino tau dégrade assez son énergie (au deçà du TeV) pour que la Terre lui redevienne transparente.

### B.3 ANTARES

Le télescope sous-marin Antares, a pour objectif de révéler des sources de neutrinos de haute énergie et d'en étudier la corrélation avec des émetteurs gamma répertoriés. Le neutrino n'est plus le sujet d'étude, mais devient le messenger des phénomènes les plus violents de l'Univers et sur des distances bien plus importantes jusqu'ici observées.



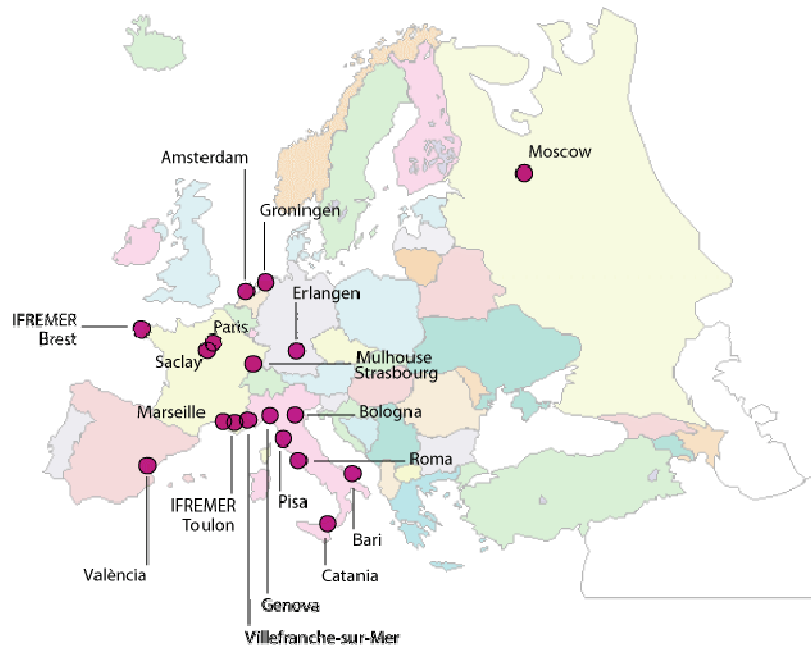


Figure B-10 : Carte des laboratoires participants à la construction du télescope Antares.

Cette nouvelle génération de télescope repose sur l'observation de la lumière Tcherenkov produite par un muon induit par l'interaction par courant chargé d'un neutrino muon cosmique avec la matière. Pour cela, le télescope doit se trouver dans un milieu optiquement transparent et ayant un indice optique assez éloigné de celui du vide afin que les muons produisent de la lumière Tcherenkov qui sera collectée. L'environnement pour le projet Antares est le milieu marin. Les flux de neutrinos attendus étant très faibles, un très large volume instrumenté est indispensable afin d'augmenter la surface effective du détecteur. De plus, la section efficace d'interaction du neutrino étant extrêmement faible, la cible doit être la plus grande possible et c'est la Terre elle-même qui sera utilisée comme telle. Contrairement aux télescopes classiques qui observent le ciel vers le zénith, un télescope à neutrinos regarde sous nos pieds.

Afin d'affranchir un tel télescope du bruit de fond considérable issu de l'interaction des rayons cosmiques dans l'atmosphère, le détecteur est enfoui sous plusieurs kilomètres d'eau. Cela ne suffisant pas à stopper tous les muons descendants, il est alors nécessaire de maîtriser une bonne reconstruction de la direction du signal puisque ce dernier est uniquement montant.

La collaboration européenne ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch, 22 laboratoires, 150 personnes) a choisi de construire son télescope à 2475 m sous le niveau de la mer en Méditerranée, à 40 km au large de Toulon. Les paragraphes suivants vont présenter les choix techniques, tels que l'architecture, la structure mécanique et électronique du détecteur ou la numérisation du signal et l'acquisition des données, puis présentera l'état d'avancement du projet ainsi que les différentes

### B.3.1 L'architecture

Ce télescope est constitué de 12 lignes instrumentées, indépendantes, de 450 m de haut, déployées sur une surface géométrique d'environ  $0,05 \text{ km}^2$ , (Figure B-11). Les lignes sont

espacées de 65 à 70 m, distances comparables à la longueur d'absorption de la lumière Tcherenkov dans l'eau et satisfaisant également les contraintes de sécurité et de maintenance effectuée par un sous-marin. Ce détecteur sera aussi équipé d'une ligne instrumentée destinée à suivre l'évolution des caractéristiques environnementales et équipée d'émetteurs lumineux permettant l'étalonnage temporel in-situ du détecteur.

Chaque ligne est ancrée au fond à l'aide d'un lest et est maintenue verticale par une bouée. La partie active commence 100 m au-dessus du fond afin de laisser suffisamment de milieu transparent aux particules montantes pour émettre de la lumière Tcherenkov. Elle se compose de cinq secteurs de cinq étages de détection distants de 14,5 m.

Chaque étage contient 3 modules optiques, sphères résistantes à la pression et équipées de photomultiplicateurs (PM) de 10 pouces avec leur base, orientés à 45° sous l'horizontale pour augmenter la sensibilité aux particules montantes. Chaque ligne est ainsi composée de 75 modules optiques, soit 900 pour le détecteur complet.

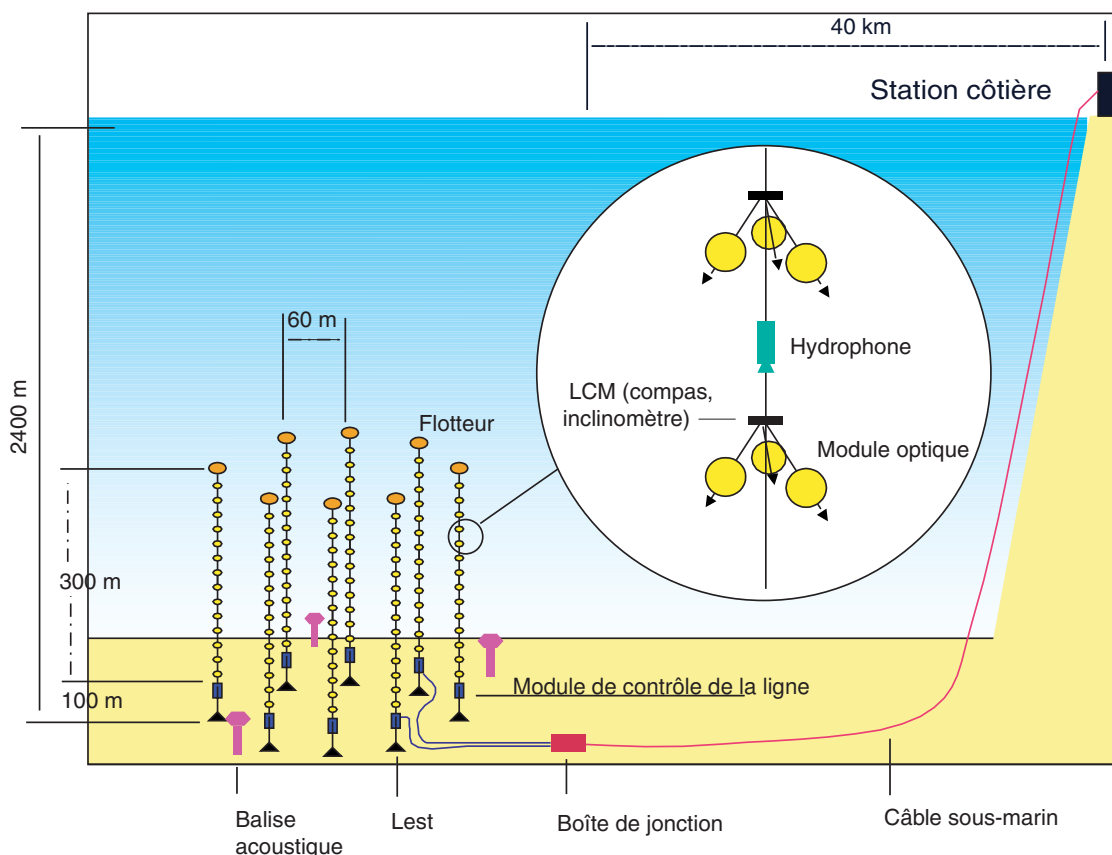


Figure B-11 : Schéma de principe du détecteur ANTARES. Chaque ligne est équipée de 25 étages de 3 photomultiplicateurs orientés vers le bas. Les données sont transmises à la côte par un câble électro-optique de 48 km.

### B.3.2 La structure mécanique et l'électronique d'ANTARES

Les lignes, construites autour d'un câble électro-optique, sont reliées à une boîte de jonction, qui en gère l'alimentation au moyen de convertisseurs de tension et contient un système de multiplexage qui permet la transmission des données vers la côte. La boîte de jonction (Figure B-12, à gauche), déployée en décembre 2002, est reliée à un câble électro-optique de

48 km, déployé en octobre 2001, reliant le détecteur à la côte. Les données sont enregistrées à la Seyne-sur-Mer à l'Institut Michel Pacha. Les connections sous-marines entre les lignes et la boîte de jonction sont effectuées par un submersible.

Chaque étage est constitué d'une structure mécanique en titane (Figure B-12, à droite) et dispose d'un module local de contrôle (LCM pour Local Control Module) qui, en plus d'assurer les fonctions de distribution de la tension et de la transmission du signal, contient des éléments permettant de déterminer l'orientation de chaque étage. Le quatrième étage de chaque secteur possède un module local de contrôle maître (MLCM pour Master Local Control Module) qui centralise les données du secteur et transforme le signal électrique en signal optique.

La connaissance précise de la forme et de la position de la ligne est nécessaire pour obtenir une bonne reconstruction en direction des muons. C'est pourquoi chaque secteur est équipé d'hydrophones captant les ondes acoustiques émises par l'une des trois balises acoustiques placée au fond de la mer ou par l'un des émetteurs incorporés aux lignes. Ils permettent d'obtenir par triangulation la position de chaque hydrophone avec une précision de 3 cm. Deux inclinomètres sont également disposés pour contrôler l'inclinaison par rapport au plan horizontal de l'étage et pour mesurer l'orientation de celui-ci par rapport au champ magnétique terrestre. Ce dispositif permet de mesurer en temps réel la position des modules optiques à 10 cm près. L'étalonnage en temps est obtenu de la détection de la lumière émise par quatre balises optiques (cylindre transparent contenant une source lumineuse isotrope émise par une trentaine de LED), installées sur les étages 2, 9, 15, 21. Le corps du LCM est en titane pour éviter les problèmes de corrosion et renferme l'électronique embarquée.

Etant donné la longueur des lignes de détection d'ANTARES, une structure rigide aurait pu subir des dommages importants à cause des courants marins. C'est pourquoi la collaboration a opté pour une architecture souple en reliant les étages par un câble électromécanique flexible. Le lest qui permet de maintenir la ligne au sol est composé d'un poids mort et d'une partie instrumentée récupérable comprenant : un émetteur-récepteur acoustique, un connecteur pour relier la ligne à la boîte de jonction, un distributeur de puissance pour alimenter chaque secteur et de l'électronique de contrôle. La ligne est maintenue verticale d'une part grâce à la bouée à son sommet et d'autre part par la flottaison des modules optiques.

Les modules optiques (MO, Figure B-13) constitués d'un PM, de sa base électronique, de l'alimentation haute tension et d'une photodiode comme système d'étalonnage sont protégés de l'humidité et de la pression régnant à 2475m par une sphère de verre de 1,5 cm d'épaisseur et de 43 cm de diamètre. La transmission de la lumière dans le bleu et l'UV, région de sensibilité des PM, est meilleure que 95%. La demi-sphère à l'arrière du PM est peinte en noir pour minimiser les réflexions internes. Le contact, à l'air libre, entre les deux hémisphères de verre est obtenu grâce à une dépression interne de l'ordre de 300 mbar.

Le contact optique entre le PM et la sphère en verre est réalisé par un gel de silicone, sélectionné de manière à minimiser les réflexions des photons vers l'extérieur du MO. Son indice optique (1,404) est compris entre celui de l'eau (1,35) et celui de la sphère en verre (1,47).

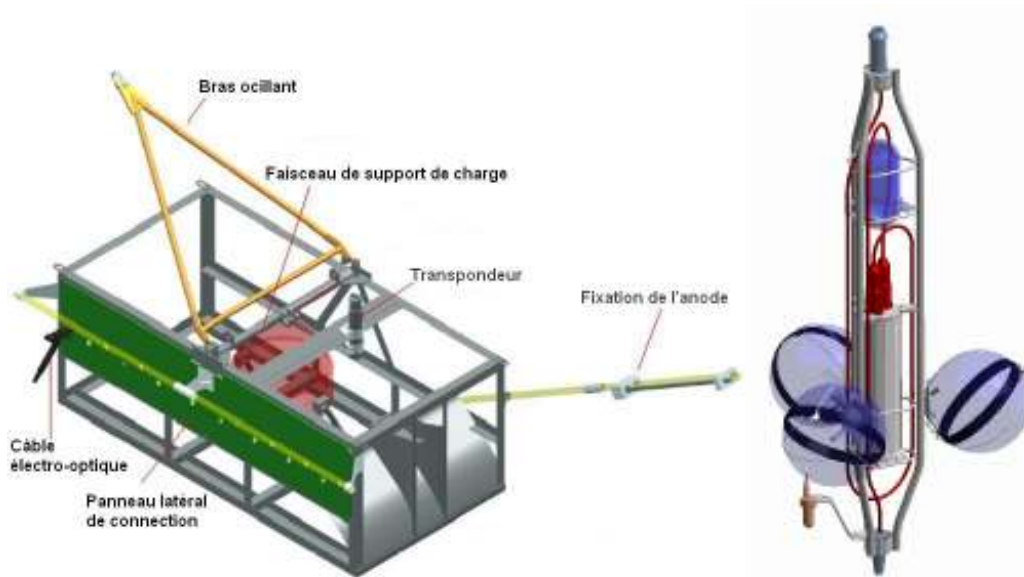


Figure B-12 : Schéma descriptif des différents éléments de la boîte de jonction, à gauche. Schéma d'un étage d'une ligne du télescope, à droite. Au centre le conteneur cylindrique pour l'électronique locale (LCM), entouré par trois modules optiques, et surmonté par la «boule de LED» utile à la calibration en temps. En bas et à l'arrière plan, un hydrophone utilisé pour le positionnement acoustique.

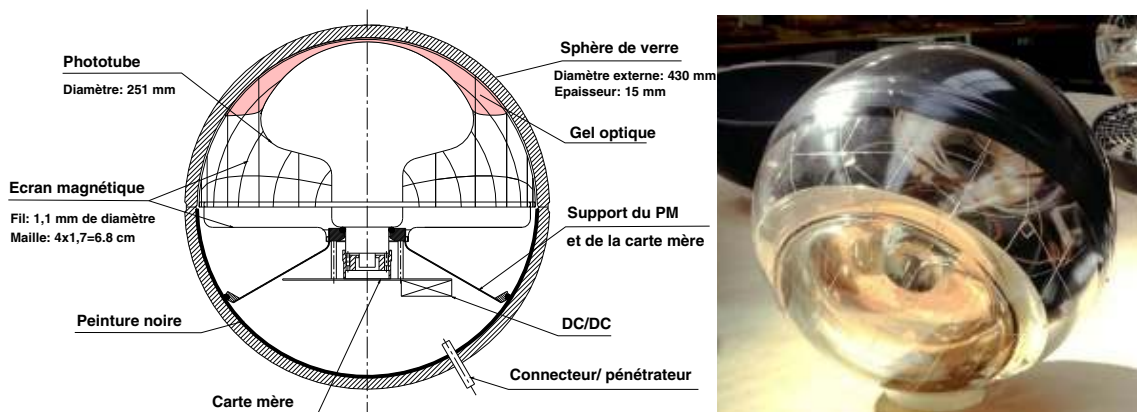


Figure B-13 : Schéma de principe d'un module optique, à gauche, et une photo, à droite.

La photocathode du PM, un Hamamatsu R7081-201, a un diamètre de 10 pouces. L'une des principales caractéristiques d'un PM est sa dispersion du temps de transit des photoélectrons (TTS pour Transit Time Spread). Elle est dominée par la dispersion des temps de collection des charges par la première dynode pour différents points d'impact sur la photocathode. La moyenne mesurée des TTS des PM, c'est-à-dire la moyenne des écarts type du temps de transit, est de 1,3 ns.

Afin d'éviter que le champ magnétique terrestre ne dégrade les performances du MO en courbant la trajectoire des électrons arrachés de la photocathode, une cage en  $\mu$ -métal recouvre l'intérieur de la demi-sphère de verre en avant du PM.

Des mesures en laboratoires ont permis de vérifier le comportement des modules optiques. Un dispositif expérimental a été spécialement développé pour reproduire les conditions réelles de l'expérience. Le module optique a été immergé dans une cuve d'eau pure entre deux scintillateurs. Les scintillateurs détectent le passage d'un muon et déclenchent le

système d'acquisition. Les mesures ont été effectuées en exposant le dispositif aux rayons cosmiques. Les muons sélectionnés étaient quasi verticaux, et ont permis de déterminer, entre autre, l'orientation la plus favorable des modules optiques afin de les détecter. Les résultats (Figure B-14) démontrent que la sensibilité du photomultiplicateur est maximale lorsque le photon arrive parallèlement à l'axe du module et que l'angle Tcherenkov des muons dans l'eau pure était bien de  $43^\circ$ . Ces mesures ont de plus permis de vérifier que le nombre de photoélectrons diminue suivant l'inverse de la distance à la trace. La valeur de l'angle Tcherenkov influe sur la géométrie du détecteur ; devant être sensible aux trajectoires montantes, les modules optiques sont orientés à  $45^\circ$  vers le bas afin d'augmenter leur sensibilité aux photons Tcherenkov des traces montantes verticales. Cette orientation permet de plus de couvrir un grand angle solide et de recouvrir les champs de vue de deux modules optiques afin de les utiliser en coïncidences locales. Des mesures ont également été réalisées auprès d'un faisceau de muons au CERN.

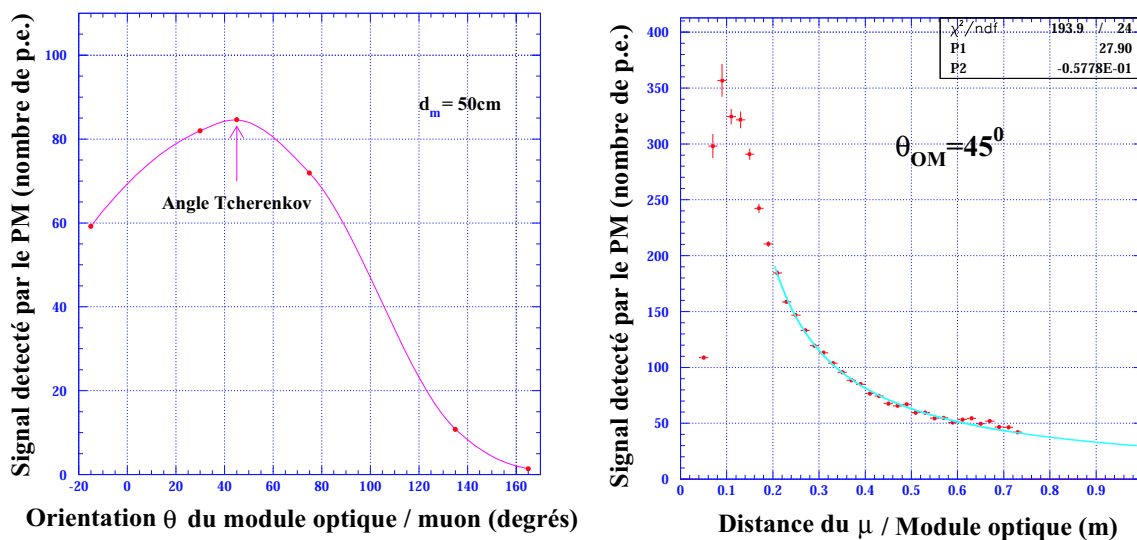


Figure B-14 : Nombre de photoélectrons détectés en fonction de l'angle entre la trace et l'axe du photomultiplicateur pour des muons passant à 50 cm, à gauche. Le maximum de la courbe se situe pour un angle de  $43^\circ$  qui correspond à l'angle Tcherenkov). Nombre de photoélectrons détectés par un photomultiplicateur en fonction de la distance entre le photomultiplicateur et la trace des muons à un angle de  $45^\circ$ , à droite.

### B.3.3 La numérisation des signaux

La distorsion et l'atténuation du signal lors d'une transmission analogique via un câble de 48 km de long est trop importante pour être une solution acceptable. La collaboration ANTARES a donc choisi de numériser les signaux des PM in situ avant de les envoyer à la terre. Ceci est réalisé par un circuit intégré à architecture ARS (Analog Ring Sampler).

La majeure partie des signaux, plus de 98%, essentiellement dus au bruit de fond de bioluminescence, possède une charge correspondant à un photoélectron (1 pe). Au fur et à mesure que l'énergie des particules chargées augmente, la lumière Tcherenkov émise devient susceptible d'éclairer différents PM avec plusieurs photons conduisant à un signal unique, si leur écart en temps est inférieur au temps d'intégration du signal, avec à une charge collectée supérieure à un photoélectron (pe).

Tous les signaux à 1 pe recueillis à la sortie du PM ont une forme similaire, et ne diffèrent que par le temps d'arrivée de l'impulsion et la valeur précise de la charge. Un mode spécifique de fonctionnement, nommé mode SPE pour Single PhotoElectron (photoélectron simple) est alors utilisé. Le temps de l'impulsion est défini par le passage du signal au dessus d'un seuil  $L_0$  ( $\sim 1/3$  pe) et l'amplitude par une intégration de la charge du signal pendant 33 ns (8 ns avant le passage du seuil  $L_0$  et 25 ns après). Pour les signaux ayant une structure plus complexe que le SPE, un second mode de fonctionnement existe : le mode WF pour Wave Form (forme de l'onde). Dans ce cas, le signal est échantillonné, à une fréquence pouvant varier de 0,3 à 1 GHz (0,7 GHz en fonctionnement normal), et échantillonné dans 128 mémoires analogiques, numérisé par un ADC à 1 MHz, et enfin transmis à la côte pour une analyse de forme.

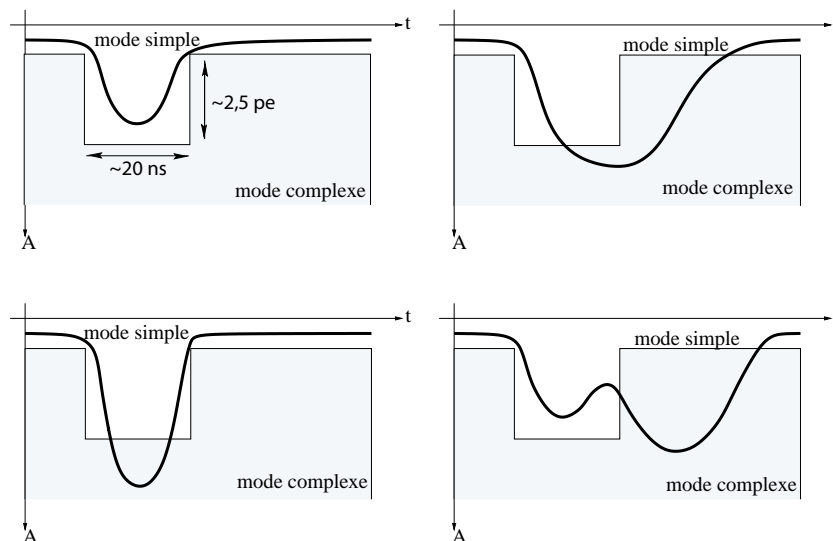


Figure B-15 : Discrimination de la forme des signaux à l'aide d'un gabarit en temps  $t$  et en amplitude  $A$ . Si le Signal est à l'intérieur du gabarit, il est traité en mode Single PhotoElectron SPE (en haut à gauche). Si le temps d'impulsion est très large (en haut à droite), l'amplitude est très grande (en bas à gauche) ou des impulsions multiples (en bas à droite), il est traité en mode Wave Form WF.

Le choix de traiter une impulsion donnée par l'un ou l'autre des deux modes est effectué par un discriminateur de forme d'impulsion (PSD pour Pulse Shape Discriminator). Le signal du phototube est comparé à un gabarit standard (Figure B-15) qui n'accepte que les signaux compatibles avec le signal d'un photoélectron unique (temps de l'impulsion inférieure à 20 ns et amplitude inférieure à 2,5 pe). Si le gabarit contient le signal, le mode SPE est utilisé; dans le cas contraire, c'est le mode WF. Les valeurs limites utilisées pour le gabarit sont un compromis entre le débit de données maximal et la quantité d'information enregistrée pour le signal. En effet, un événement WF occupe 519 octets contre 6 octets pour un événement SPE. Par ailleurs, un événement WF induit un temps mort associé à son traitement d'environ 200  $\mu$ s alors qu'il n'est que d'environ 300 ns pour un SPE.

Afin de diminuer ce temps mort, il a été décidé d'installer deux ARS pour numériser les signaux issus d'un seul MO (si un ARS est occupé à traiter un événement WF alors qu'un autre se présente, c'est le second ARS qui prend le relais). Dans la pratique, le mode WF n'est utilisé que lors des prises de données de calibration et le mode SPE est forcé pour les prises de données d'acquisition, quelle que soit le diagnostic du PSD.

La mesure du temps d'arrivée des impulsions est obtenue grâce à une horloge cadencée à 20 MHz, soit une période de 50 ns. Entre deux impulsions d'horloge, un convertisseur temps-impulsion (TVC pour Time to Voltage Converter) est utilisé pour affiner la mesure avec une précision de l'ordre de 1 ns. Le fonctionnement d'un TVC est illustré par la Figure B-16.

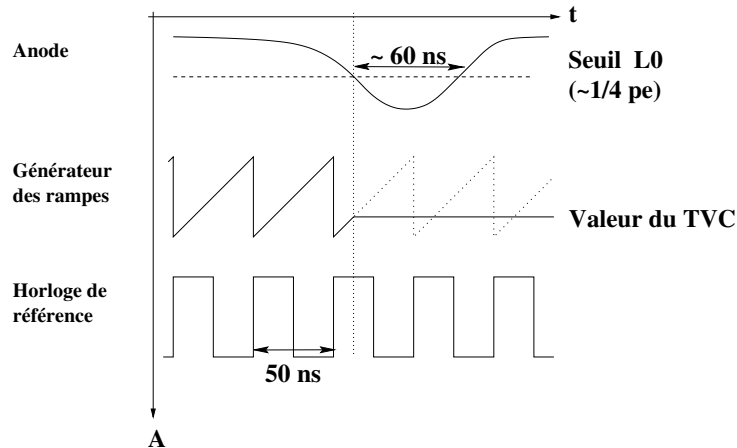


Figure B-16 : Principe d'utilisation d'un TVC pour l'utilisation du temps d'arrivée d'une impulsion.

### B.3.4 L'acquisition du signal

#### Le transfert des données

Le mode d'acquisition des données n'utilise, pour l'instant, que le mode SPE (cf. B.3.3, [26]). Le résultat de la numérisation du signal par l'ARS est écrit sur 6 octets :

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

Ces six octets sont envoyés en même temps que les informations fournies par le compas et l'hydrophone à la carte d'acquisition (DAQ) du module local de contrôle (LCM), avec un débit de 25 Mb/s. Le LCM collecte les données des cartes DAQ des six ARS de l'étage durant environ 104 ms, puis envoie toutes les informations au module local de contrôle maître (MLCM) du quatrième étage du secteur, à un taux de 100 Mb/s. Le MLCM combine les données des LCM des cinq étages puis transforme le signal électrique en signal optique avec une technologie DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing) et le transfère au module de contrôle de la ligne (SCM String Control Module) à un débit de 1 Gb/s. Enfin, le SCM centralise les signaux de chaque MLCM des cinq secteurs puis l'envoie à la salle de contrôle à terre via la boîte de jonction. Les informations ainsi récoltées sont alors traitées selon différents filtres.

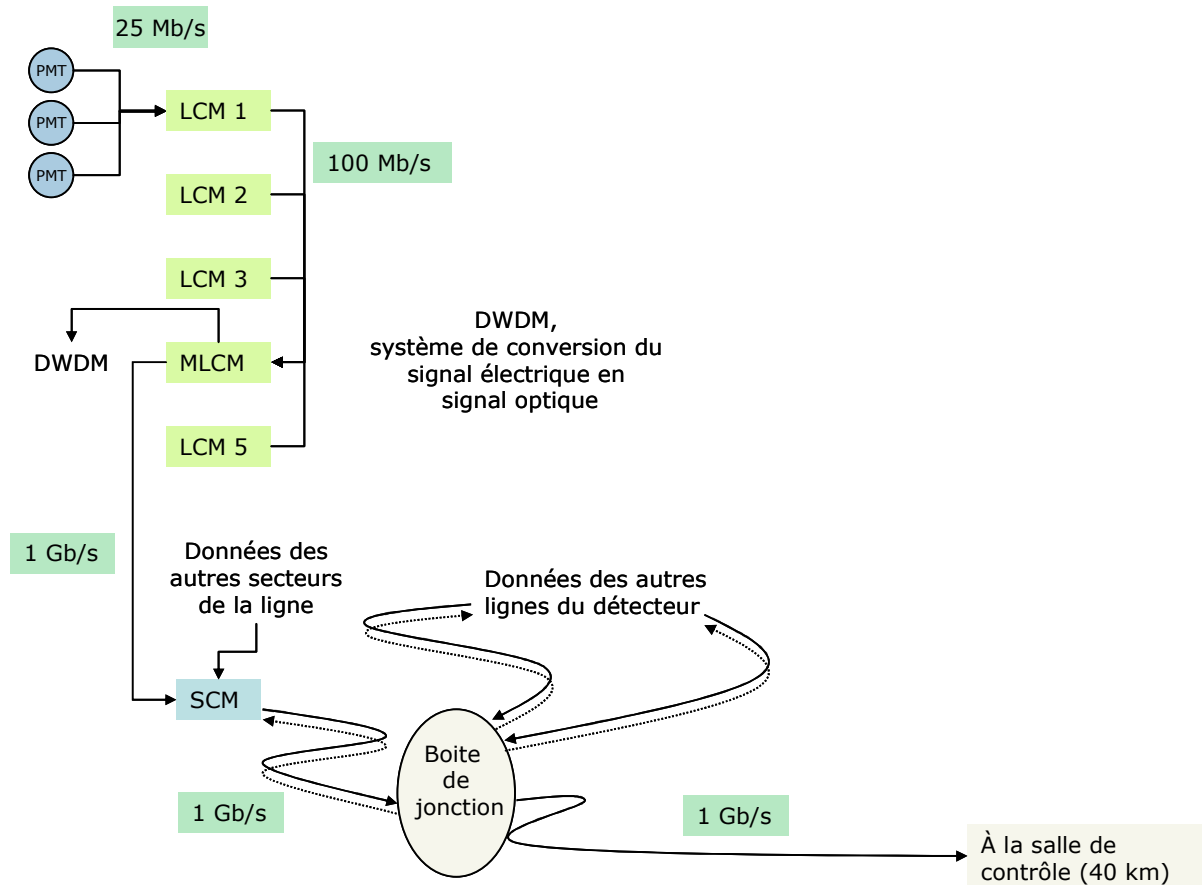


Figure B-17 : Transfert de données des modules optiques à la salle de contrôle à la Seyne sur Mer.

### La sélection des coups

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

- la sélection des coups L1 c'est-à-dire une paire de coups en coïncidence temporelle dans une fenêtre temporelle de 20 ns sur un même étage ou un coup de forte amplitude (supérieure à 3 pe)
- la recherche d'un ensemble d'au moins 5 coups L1 compatibles en temps avec la lumière émise par une trace de muon (se propageant à la vitesse de la lumière dans l'eau). Ce jeu de coups est appelé « trigger ». La présence d'au moins un trigger est suffisante pour déclarer que l'on a trouvé un événement. Le temps du trigger est défini par le temps du premier et du dernier coup qu'il contient (respectivement  $T_0$  et  $T_n$ ). Si deux trigger se chevauchent temporellement alors ils sont regroupés en un seul trigger qui regroupe tous les coups.
- une fois que la liste des coups du trigger est effectuée, la fenêtre de déclenchement est définie par  $[T_0 + T_{MaxCausal}, T_n - T_{MaxCausal}]$ , cf. la Figure B-18. Les coups contenus dans cette fenêtre temporelle sont enregistrés et constituent un événement.  $T_{MaxCausal}$  est de 2200 ns, il correspond approximativement au temps nécessaire à un événement physique



pour se développer dans Antares (typiquement le temps de parcours d'une particule relativiste traversant le détecteur).

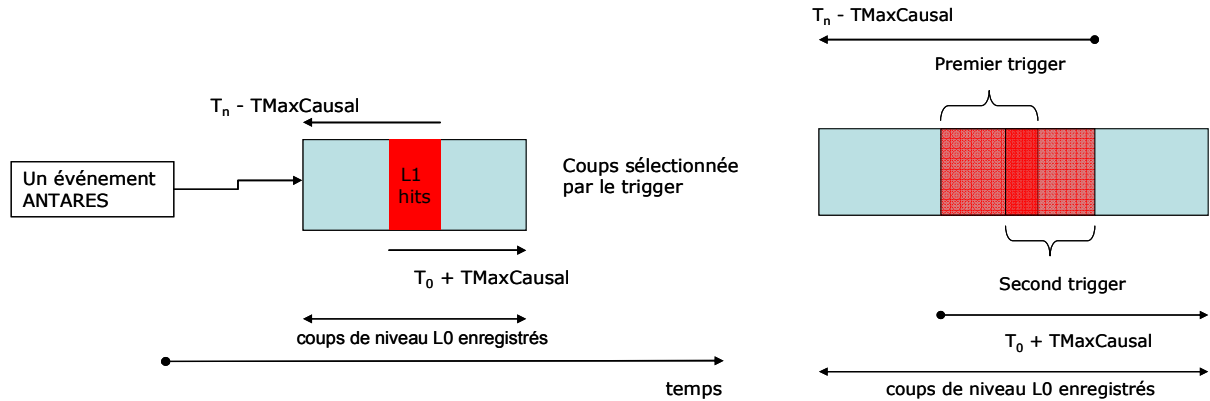


Figure B-18 : Vues schématiques d'un événement dans le cas d'un trigger et de deux triggers.

### B.3.5 L'environnement sous-marin

Après avoir décrit les caractéristiques géométrique, mécanique, électronique et numérique d'Antares ainsi que le système d'acquisition des données, il est indispensable de décrire le dernier élément essentiel de ce télescope, son milieu transparent : l'eau.

#### B.3.5.1 Propriétés optiques

La connaissance des propriétés optiques de l'eau du site d'ANTARES est indispensable pour déterminer de manière optimale la configuration du détecteur et pour développer les algorithmes de reconstruction, estimer les performances futures du détecteur et remonter au flux absolu de neutrinos cosmiques.

La transparence de l'eau agit directement sur l'efficacité et la précision de la reconstruction. L'opacité de l'eau limite la taille du volume de détection alors que la diffusion en dégrade la précision. Ces deux paramètres ont été mesurés in situ.

L'atténuation effective de la lumière Tcherenkov est la distance au bout de laquelle l'intensité lumineuse transmise a divisé d'un facteur  $e$ . Elle résulte d'une combinaison entre l'absorption et la diffusion, elle est définie par la formule suivante :

$$(20) \quad \frac{1}{L_{att.eff}} = \frac{1}{L_{abs}} + \frac{1}{L_{diff.eff}}$$

Ces quantités ont été mesurées à l'aide d'un dispositif comportant une diode LED et un photomultiplicateur installés sur une structure rigide et à distance variable. La mesure de l'intensité nécessaire à cette diode,  $I_{LED}$ , pour induire un signal d'intensité fixe  $I_{PM}$  sur le photomultiplicateur à une différente distance  $D$  est donnée par la relation ci-dessous :

$$(21) \quad I_{PM} \propto \frac{I_{LED}}{D^2} e^{\frac{-D}{L_{att. eff.}}}$$

Cette mesure a donné une longueur effective d'atténuation  $L_{att. eff}$  de  $41 \pm 1(stat) \pm 1(syst)$  m.

Un second dispositif expérimental utilisant une source lumineuse pulsée distante de 24 m ou 44 m d'un photomultiplicateur, a été installé pour mesurer séparément les longueurs de diffusion et d'absorption. La résolution expérimentale sur le temps d'arrivée des photons était d'environ 4,5 ns, ce qui implique que seuls les grands angles de diffusion induisant un retard assez grand ont pu être étudiés. La Figure B-19 représente la distribution des temps d'arrivée des photons.

Le rapport d'amplitude des pics mesurés aux différentes distances dépend de la valeur de longueur d'atténuation, tandis que la forme des queues de la distribution dépend de la longueur de diffusion. De plus, comme la propagation des photons dépend de la longueur d'onde, la mesure a été effectuée dans le bleu (446 nm) et dans l'ultraviolet (370 nm). La longueur de diffusion effective a été déterminée de l'ordre de 260 m dans le bleu et de 120 m dans l'ultraviolet contre respectivement environ 45 m et 25 m pour la longueur d'absorption. La comparaison de ces valeurs montre que l'absorption est largement dominante sur le site d'ANTARES. Par ailleurs, ces mesures effectuées de juillet 1998 à juin 2000, ont montré que ces propriétés optiques de l'eau sont constantes sur toute la hauteur des lignes mais présentent des variations saisonnières de l'ordre de 25% dans le bleu et de 15% dans l'ultraviolet.

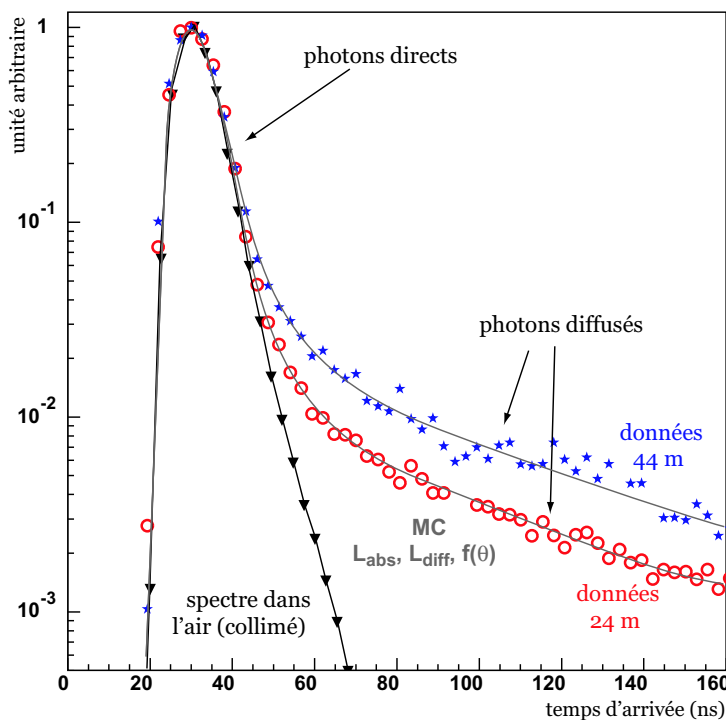


Figure B-19 ; distributions normalisées à une même hauteur de pic des temps d'arrivée sur les photomultiplicateurs des photons issus d'une source pulsée située à 24m (en rouge) et 44 m (en bleu). La même expérience dans l'air (en noir) sert de témoin. Les courbes représentent les ajustements de la simulation dont sont extraits les paramètres optiques de l'eau.

### B.3.5.2 Le bruit de fond optique

La connaissance du comportement et du taux de bruit de fond optique est tout aussi indispensable, car elle détermine l'électronique embarquée et la logique de déclenchement

qui permet de sortir le signal du bruit. L'étude du bruit de fond sur de longues périodes a permis d'évaluer les dépendances en temps, les caractéristiques spatiales ainsi que les corrélations avec le courant marin de ce bruit. Une étude préliminaire a été effectuée à partir d'une ligne équipée de phototubes de 8 pouces. Deux composantes du bruit de fond optique ont été alors mises en évidence : une ligne de base d'environ 40 kHz, et des pics pouvant atteindre plusieurs MHz. De plus, il a été observé que le taux de comptage de la ligne de base change simultanément sur tous les phototubes, même à 40 m de distance. Par contre, l'activité des pics, corrélée aux courants marins, n'est perçue simultanément que sur les phototubes proches (1,5 m).

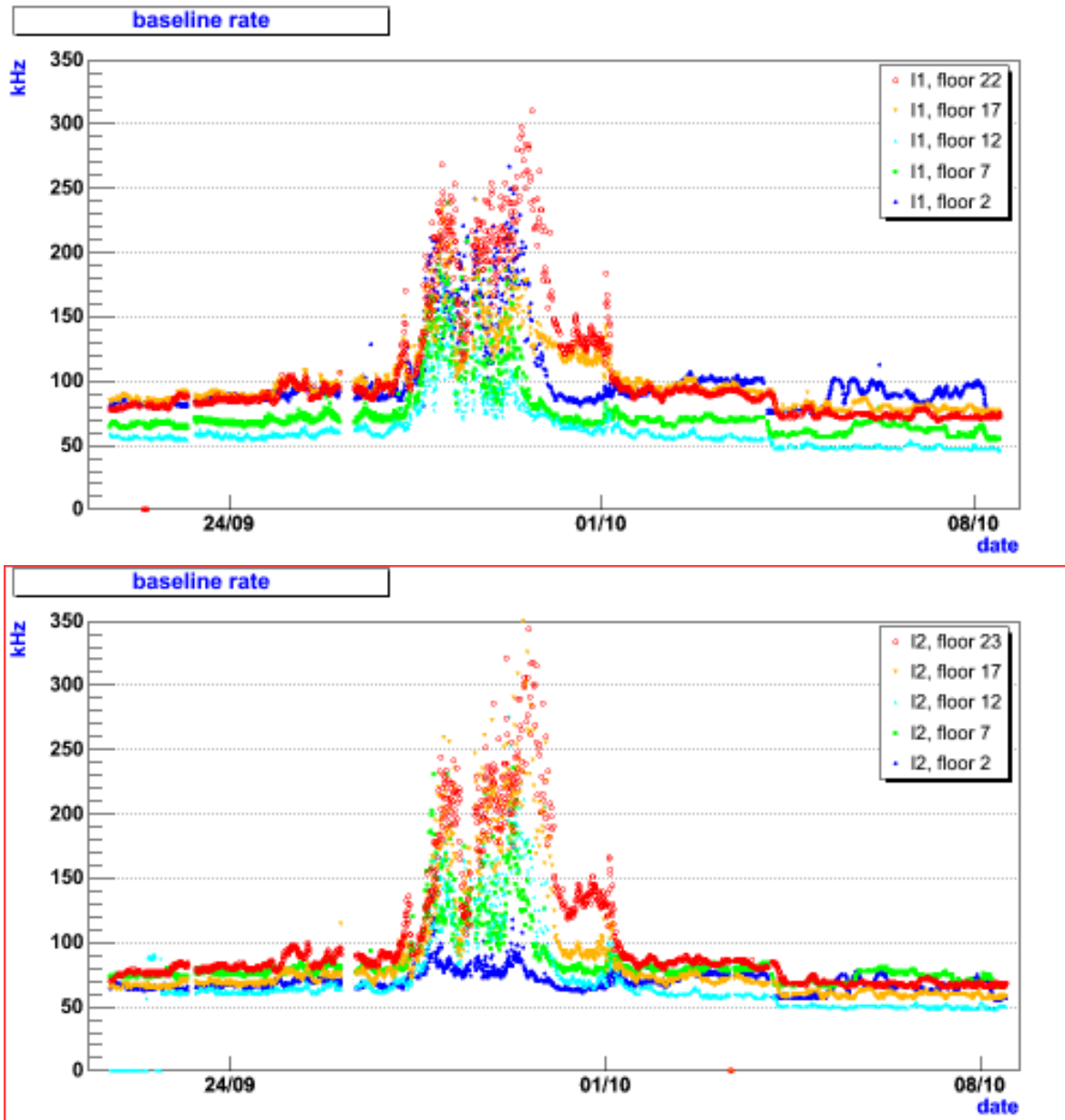


Figure B-20 : Exemple de ligne de base enregistré sur les phototubes de 10 pouces des deux premières lignes connectées sur 20 jours entre le 20/09 et le 09/10/2006.

La relative stabilité de la ligne de base permet de l'associer, pour environ 30 kHz, à l'émission Tcherenkov des électrons provenant de la désintégration  $\beta^-$  d'un isotope du

potassium ( $^{40}\text{K}$ ) présent dans l'eau de mer. Son abondance isotopique est de 0,0118% dans la nature et sa durée de vie est de 1,3 milliards d'années. Le taux de désintégration du potassium 40 dans l'eau de mer peut être déduit à partir de la concentration du sel (38,47‰ mesure de 2005 avec la MILOM). Ce taux est de  $13700 \text{ Bq m}^{-3}$ , cela correspond à une fréquence d'observation par des photomultiplicateurs de 10 pouces de  $26 \pm 5 \text{ kHz}$ . Il est aussi nécessaire de tenir compte de la présence dans les sphères en verre d'une faible concentration de potassium 40 qui ajoute une contribution de l'ordre de 2 kHz au bruit de fond. La contribution due à la ligne de base de la bioluminescence apporte une contribution de 30 kHz.

La seconde composante de la ligne de base ainsi que les pics sont attribués à l'activité continue d'organismes vivants au fond de la mer. Cette bioluminescence varie selon les saisons et est corrélée à la vitesse du courant, comme le montre la Figure B-21. Ce phénomène avait déjà été observé par l'expérience DUMAND en 1987 [25]. La stimulation des organismes vivants qui heurtent le détecteur à cause du courant marin peut expliquer l'évolution de la ligne de base ainsi que du taux de pics.

Les Figure B-20 sont des exemples des taux de comptage mesurés sur les deux lignes connectées en 2006, équipées de photomultiplicateur de 10 pouces avec un seuil de 0,3 pe. Ces données ont été prises entre le 24/09 et le 09/10/2006. La ligne de base observée est comprise entre 50 et 100 kHz.

Au-dessus de 200 kHz, l'électronique commence à saturer, une partie du détecteur devient alors aveugle. Le temps mort induit sur chaque phototube est estimé à 5%. Ce temps est réparti de manière aléatoire sur l'ensemble du détecteur. Une stratégie de déclenchement basée sur les coïncidences ou sur des coupures sur l'amplitude des signaux reçus par les phototubes doit permettre de le supprimer.

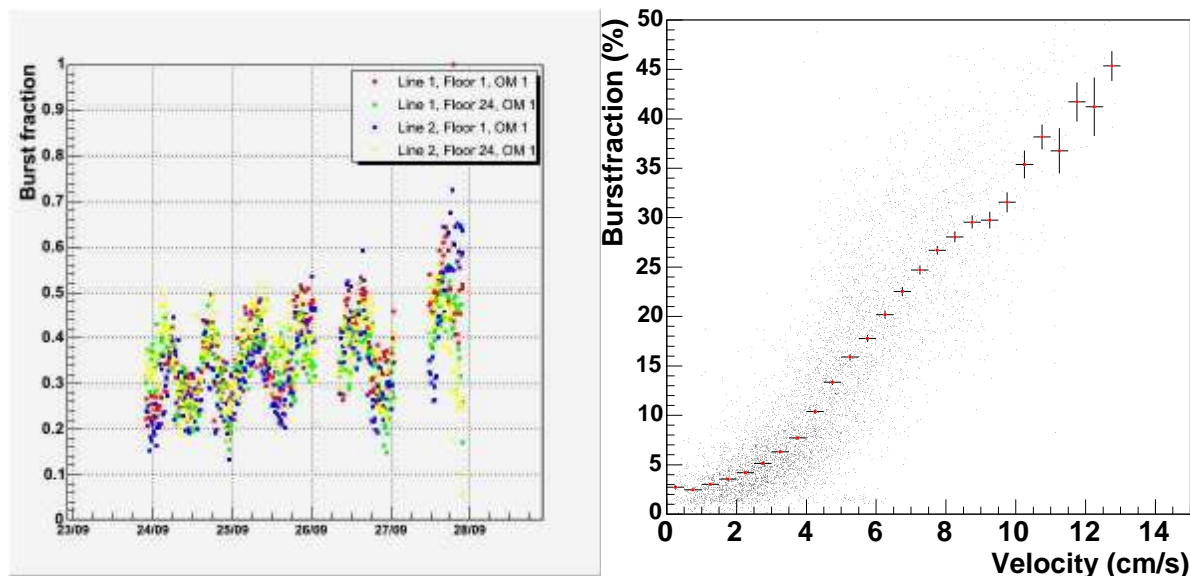


Figure B-21 : Exemple du taux de pic observé sur les deux lignes connectées entre le 24/09 et le 28/09/2006 à gauche. Corrélation du taux de pics observé sur la MILOM en fonction de la vitesse du courant observé en 2005.

### B.3.5.3 La bio salissure

La transmission des modules optiques est affectée par la sédimentation et le développement d'un film de micro-organisme. La sédimentation recouvre l'hémisphère supérieur du module

optique alors que les micro-organismes se développent sur l'ensemble de la surface. Le film biologique ainsi formé est transparent, cependant il forme une surface collante qui piège les sédiments (de taille inférieure à 20  $\mu\text{m}$ ) qui diminue la transmissibilité des sphères. Cette bio salissure dépend de la densité de bactéries, qui décroît avec la profondeur, et de l'apport sédimentaire local.

L'étude de la sédimentation et l'influence des micro-organismes, effectuée en 1997 et 1998 (Figure B-22), a permis d'estimer à environ 2% à l'horizontale la perte de transmissibilité des sphères après un an d'immersion.

Le taux de sédimentation varie de 19  $\text{mg.m}^{-2}.\text{j}^{-1}$  en août à 352  $\text{mg.m}^{-2}.\text{j}^{-1}$  en octobre. Cette forte variation peut s'expliquer par des conditions météorologiques plus violentes en hiver qu'en été. De plus, les sédiments prélevés sur le site d'ANTARES proviennent des lits des rivières continentales. Un taux de sédimentation moyen de 0,0052  $\text{cm.an}^{-1}$  a été déterminé grâce à l'analyse de ces échantillons.

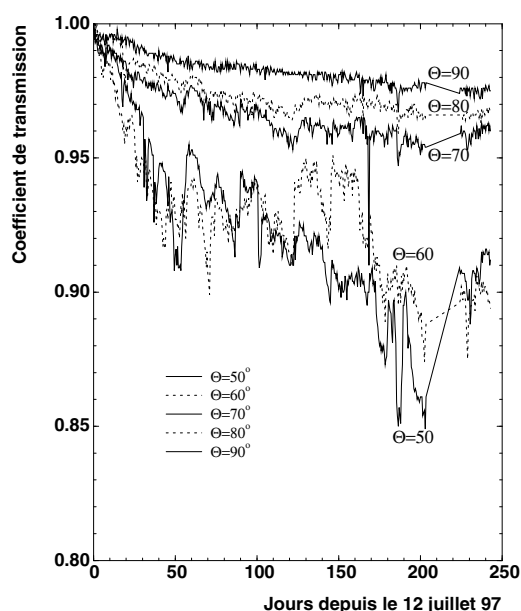


Figure B-22 : Perte de transmissibilité des sphères pour des régions proches de l'horizontale sur une période de 8 mois. Les angles sont mesurés par rapport à la verticale orientée vers le haut.

### B.3.6 L'état actuel du télescope Antares

Après plusieurs années d'études des conditions météorologiques maritimes, du fond marin (dénivelé, présence d'obstacles, structure du sol) et des caractéristiques physiques du milieu marin, la collaboration a choisi un site sur un plateau marin au large de La Seyne-sur-Mer à environ 20 km des côtes françaises. Ses coordonnées géographiques sont 42°50'N, 6°10'E et sa profondeur est d'environ 2500 m.

Ce choix a pris en compte la proximité des infrastructures de l'IFREMER, qui facilite les déploiements en mer du matériel et limite les temps de déplacement entre la côte et le détecteur. Les opérations maritimes permettant de déployer le détecteur ne peuvent s'effectuer que si les conditions météorologiques répondent à des critères de beau temps

pendant une durée de 3 jours : une hauteur de houle de moins de 1,5 m et une vitesse de vent inférieure à 25 nœuds (46 km/h). Après quatre années de mesures, aux abords du site sur l'île de Porquerolles, il s'est avéré que ces exigences météorologiques sont remplies préférentiellement entre mai et septembre à un rythme de plus de 5 fois par mois.



Figure B-23 : Carte géographique avec la position du site d'Antares et celle de la station de contrôle à la Seyne-Sur-Mer.

#### B.3.6.1 Le déploiement du détecteur.

Le déploiement du détecteur a commencé, en novembre 2001, par l'installation du câble électro-optique reliant le télescope à la salle de contrôle (Figure B-24). La boîte de jonction a été déployée un an plus tard (Figure B-25).



Figure B-24 : Photo de l'enfouissement sur la plage des Sablettes à la Seyne-Sur-Mer du câble électro-optique reliant le détecteur à la salle de contrôle (10 novembre 2001), à gauche. Photo d'une coupe du câble, à droite

L'étape la plus cruciale est le déploiement des lignes en mer. La ligne rangée sur une palette est installée sur le pont du bateau de l'Ifremer, le Castor (Figure B-28). Le lest est mis à l'eau en premier, puis les étages sont sortis un à un de leur zone de stockage. La ligne est ainsi immergée étage par étage, en position verticale et en tension (Figure B-29). Cette opération est surveillée depuis le bateau, mais aussi par des plongeurs en surface qui vérifient qu'aucun câble ne s'enroule. Une fois le haut de la ligne mis à l'eau, la descente de tout le dispositif est



effectué à vitesse constante et maîtrisé par l'intermédiaire d'un câble de soutien déroulé depuis le bateau. La progression de la descente est surveillée grâce à un sonar qui permet de positionner la base de la ligne à 50 cm près. A l'arrivée, le câble de soutien est décroché par une commande acoustique. Il ne reste plus que la connexion à la boîte de jonction à effectuer à l'aide d'un ROV (sous marin télé-opéré, ROV : Remotely Operated Vehicle). Comme illustré sur la Figure B-26, ce sous-marin s'empare alors d'un touret qui a été largué à proximité du site et à l'intérieur duquel est enroulé le câble à connecter. Le câble est relié d'un côté à la prise équipant le lest et de l'autre à la boîte de jonction.



Figure B-25 : Photo des connecteurs de la boîte de jonction (à gauche) et de son déploiement le 9 Décembre 2002

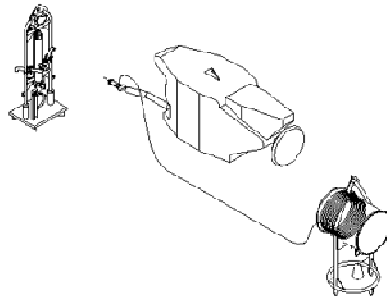


Figure B-26 : Principe de connexion sous-marine d'une ligne de détection.

Après plusieurs prototypes permettant de valider les choix techniques et mécaniques du projet, la collaboration a déployé en mars 2005 une ligne instrumentée : la MILOM, Figure B-27. Cette ligne mesure les caractéristiques du milieu marin (courant, salinité, température). Elle contient également un émetteur laser et une boule de LED pour l'étalonnage temporel in situ du détecteur.

Les deux premières lignes ont été déployées en février et juillet 2006, puis connectées un à deux mois plus tard. Les premières données recueillies ont permis de tester le système d'acquisition ainsi que les algorithmes de reconstruction.



Figure B-27 : Déploiement de la MILOM le 17 mars 2005



Figure B-28 : Photo de la ligne 1 sur sa palette de transport à La Seyne-sur-Mer, à gauche. Photo du transfert de la ligne 1 à bord du Castor le 14 février 2006, à droite.



Figure B-29 : Photo du déploiement de la ligne 1 sur le site d'Antares le 14 février 2006.



Le planning prévoit le déploiement des lignes 3 et 4 fin 2006 pour une connexion début 2007, ainsi que la mise en service des lignes 5 à 9 au milieu de l'année. Les trois dernières lignes devraient être déployées avant la fin de 2007, afin d'avoir un détecteur opérationnel début 2008.

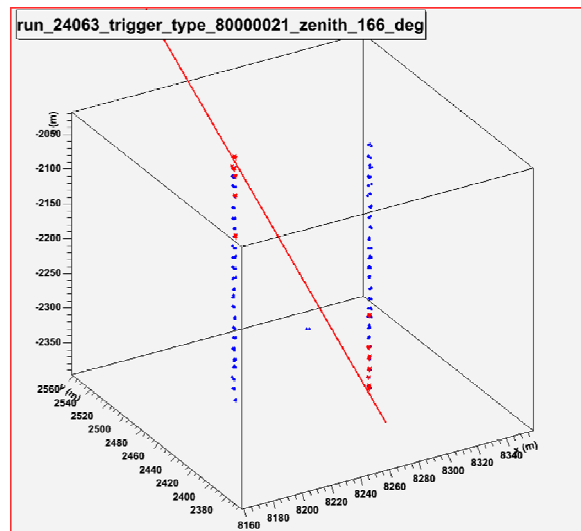


Figure B-30 : Schéma représentant la position (en m) des coups engendrés par un muon descendant sur les deux lignes déployées, en rouge les coups sélectionnés pour la reconstruction de la trace, en bleu les modules optiques (figure de Y. Becherini).

### B.3.7 Les concurrents passés, présents et futurs.

Depuis l'idée de Markov en 1960, de nombreuses expériences ont tenté d'utiliser la lumière Tcherenkov des muons induits pour détecter les neutrinos cosmiques.

Le premier projet de télescope à neutrinos de haute énergie au fond d'un océan a été DUMAND (Deep Underwater Muon And Neutrino Detection) en 1976. Ce détecteur devait être immergé à 4800 m de fond au large de la grande île d'Hawaï. Après 11 ans d'études préliminaires, une ligne prototype instrumentée suspendue à un bateau a été mise à l'eau. Cependant elle n'a fonctionné que 10 heures, et a permis de mesurer le flux de muons atmosphériques entre 2000 et 4000 m de profondeur. Malheureusement, ce projet était arrêté en 1995 par manque de financement. Malgré cet abandon, plusieurs projets reprirent le relais.

#### Baïkal

Le premier détecteur à neutrino de haute énergie opérationnel est situé en Sibérie dans le lac Baïkal, dont il porte le nom. Ce télescope est immergé à 1100 m de profondeur, à 3,6 km de la côte. Son déploiement s'effectue en hiver, profitant de l'épaisse couche de glace qui recouvre tout le lac. Après presque dix ans d'études préliminaires et cinq ans de construction, le télescope Baïkal fonctionne depuis 1998 avec 192 modules constitués de photomultiplicateurs de 15 pouces répartis sur 8 lignes (Figure B-31).

Au cours de son fonctionnement, les mesures effectuées ont permis d'estimer le flux de neutrinos atmosphériques (de l'ordre d'un événement par jour après coupure) concordant avec les prédictions théoriques. De plus, elles ont abouti à la détermination d'une limite sur le flux diffus de neutrinos cosmiques ainsi que sur le flux de neutrinos produit par annihilation de neutralinos au centre de la terre (la limite sur le flux diffus de neutrinos cosmiques sera développée plus en détail au chapitre D).

Actuellement la collaboration germano-russe, en charge de ce projet, prévoit d'augmenter le volume effectif de détection à l'aide de plusieurs lignes de granularité réduite. Cela permettrait de détecter des gerbes issues des interactions sous le détecteur principal.

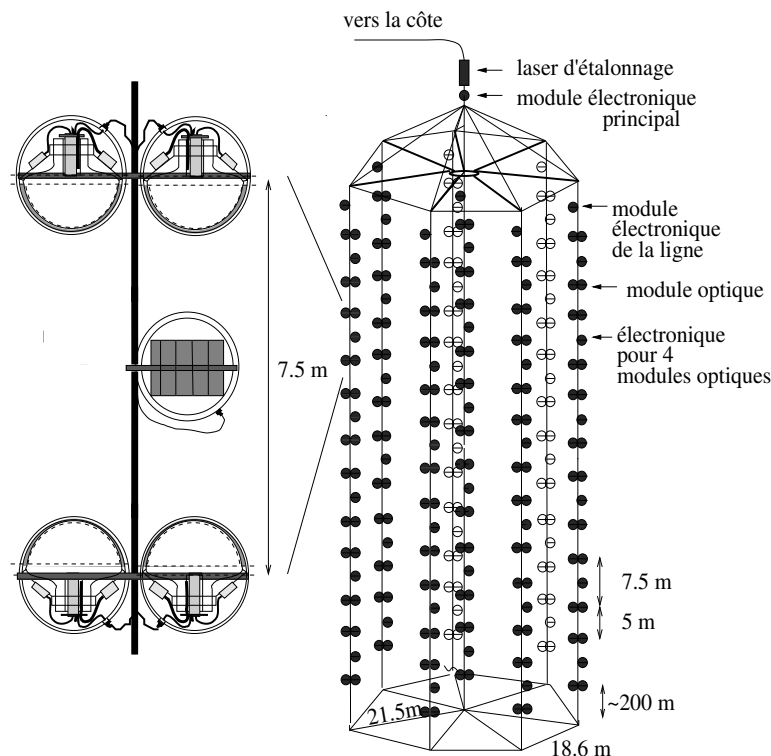


Figure B-31 : Schéma du détecteur Baïkal NT200.

## AMANDA

Une collaboration de physiciens américains, allemands, belges et suédois lancèrent le projet AMANDA à la fin des années 80 (Antartic Muon And Neutrino Detector Array, Figure B-32). Ce Télescope se situe au pôle Sud, il utilise l'épaisse couche de glace de 3 km comme milieu transparent. L'avantage de ce choix provient du faible bruit de fond optique, de l'ordre de 1 kHz par photomultiplicateur de 8 pouces, et de la facilité de déploiement. Cependant l'utilisation de la glace au lieu de l'eau liquide, implique une forte diffusion de la lumière due à la présence dans la glace de micros bulles d'air et de poussières. La glace est creusée à l'aide de jets d'eau chaude. Les modules optiques sont protégés de la pression exercée par la glace à l'aide de sphères en verre.

La construction de ce détecteur s'est déroulée en trois étapes. De 1993 à 1994, quatre lignes furent déployées à 1000 m pour former AMANDA-A. Cette première étape a permis de mettre en évidence que les propriétés optiques de la glace à cette profondeur n'étaient pas adaptées pour l'étude des neutrinos cosmiques. Pour pallier ce problème un autre détecteur a été déployé à 2000 m de profondeur de 1995 à 1996. Il a été complété entre 1996 et 1997 par

6 nouvelles lignes de 500 m, pour former AMANDA-B10. Entre 1997 et 2000, 9 autres lignes de 1200 m ont été rajoutées, entre 1150 et 2350 m de profondeur tout autour des 10 lignes et des 302 modules optiques du détecteur AMANDA-B10 afin de former le télescope final ; AMANDA-II est constitué en tout de 676 modules optiques.

Ce télescope est complété en surface par : un détecteur de gerbes atmosphériques SPASE (South Pole Air Shower Experiment) constitué d'un réseau de 30 stations séparées de 30 m et contenant chacune 4 scintillateurs de  $0,2 \text{ m}^2$  et un télescope à imagerie gamma GASP (Gamma Astronomy South Pole). Ces deux expériences permettent de vérifier les mesures de flux de muons atmosphériques descendants et la résolution angulaires du télescope (de l'ordre de  $3^\circ$ ).

Actuellement, les résultats d'AMANDA déterminent la limite la plus restrictive sur le flux de neutrinos de haute énergie. Toutefois la mauvaise résolution angulaire de ce détecteur et le faible nombre d'évènements attendus rendent la recherche de sources ponctuelles très difficile. C'est pourquoi la collaboration a lancé la construction de la seconde génération de télescope, de taille kilométrique : IceCube.

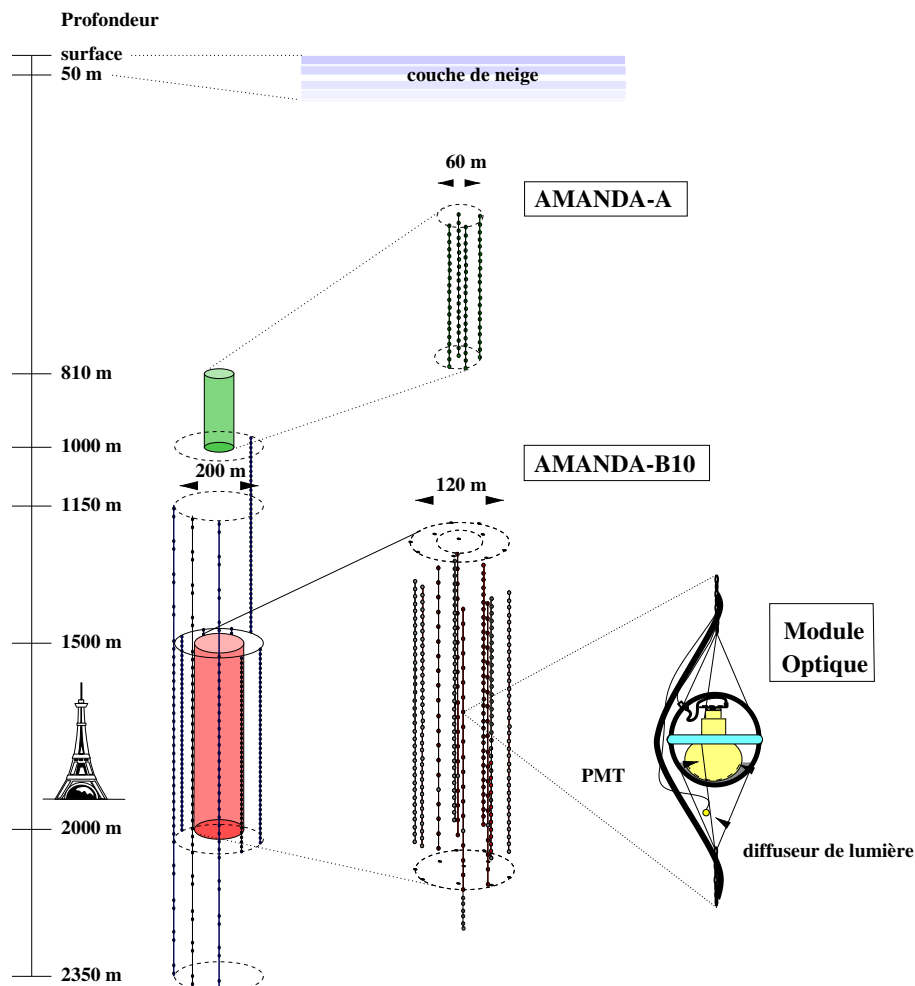


Figure B-32 : Schéma du détecteur AMANDA

### **IceCube**

Comme expliqué ci-dessus, IceCube est la continuation d'Amanda à l'échelle kilométrique. La première ligne a été mise en place en Janvier 2005. Au final, ce détecteur sera composé de 80 lignes de 60 modules optiques, pour un total de 4 800 photomultiplicateurs de 10 pouces, figés dans la glace du Pôle Sud entre 1 500 m et 2 500 m de profondeur. À la surface, un détecteur, IceTop, servira de veto et de système d'étalonnage pour IceCube. Le calendrier officiel prévoit le déploiement de 16 lignes par été austral. Le détecteur devrait donc être achevé au bout de cinq ans.

La résolution angulaire attendue est d'environ  $0,7^\circ$ , ce qui diminue d'un facteur quinze le taux de bruit de fond par unité de surface engendré par les neutrinos atmosphériques pour la recherche de source ponctuelle par rapport à AMANDA. La résolution en énergie espérée est de l'ordre d'un facteur deux au-dessus du TeV.

### **Nemo (NEutrino Mediterranean Observatory)**

La collaboration italienne Nemo, créée en 1999, projette la construction d'un télescope de taille kilométrique au large de Capo Passero en Sicile, à 3350 m de profondeur. L'architecture proposée est constituée de photomultiplicateurs fixés sur des bras rigides et reliés par des câbles pour former des tours de 750 mètres. Chaque bras se compose de quatre modules optiques, deux orientés vers le haut et deux orientés vers le bas. Ce télescope formé de 64 tours espacées les unes des autres de 200 mètres soit au total 4 096 modules optiques, devrait obtenir une résolution angulaire meilleure que  $0,3^\circ$ .

### **NESTOR (Neutrino Experimental Submarine Telescope with Oceanography Research)**

NESTOR, a pour but le déploiement d'un détecteur de taille kilométrique au large de la baie de Navarino en Grèce, à près de 4 000 mètres de profondeur. Ce détecteur est constitué de 6 tours semi-rigides autonomes, de 12 étages espacés de 30 m. Chaque étage comporte 6 bras de 16 m, disposés radialement, dont les extrémités sont équipées de multiplicateurs, dont la moitié orientée vers le haut et l'autre vers le bas. Le détecteur final contiendra en tout 1 008 modules optiques.

Le câble principal de 28 km reliant le futur détecteur à la côte a été immergé en 2002. Puis en 2003, la collaboration a déployé un étage constitué de 12 multiplicateurs de 15 pouces aux extrémités des bras d'une étoile de 6 m de rayon, pour valider les choix technologiques. Les mesures effectuées ont permis de mesurer le flux de muons atmosphériques à une profondeur de l'ordre de 3500 m.

### **KM3NeT**

Si IceCube constituera le premier télescope de neutrinos de haute énergie de taille kilométrique au monde, il ne pourra, de par sa position dans l'hémisphère Sud, observer l'intégralité du ciel, en particulier le centre de notre Galaxie. Il est donc impératif de construire un détecteur équivalent dans l'hémisphère Nord. Dans cette optique, des instituts de 8 pays européens (Allemagne, Angleterre, Chypre, Espagne, France, Grèce, Italie, Pays-Bas) se sont regroupés dans le consortium KM3NET en 2002. Ce projet a pour ambition d'unifier les efforts des différents instituts (généralement impliqués dans un des projets méditerranéens : ANTARES, NEMO, NESTOR) pour définir les caractéristiques d'un futur télescope méditerranéen de taille kilométrique.

Ce « design study » est financé sur la période 2006-2009, en partie par la commission de financement des projets européens de recherche.

## B.4 La détection des muons

Antares a été optimisé pour détecter les neutrinos muoniques. L'avantage de cette saveur sur les saveurs électronique et tauique réside dans le fait que le muon a un parcours moyen dans la roche bien plus grand. Par exemple un muon de 100 TeV parcourt en moyenne 5 km dans la roche et un peu plus de 10 km dans l'eau, alors qu'à ces mêmes énergies un électron ou un tau ne parcourent que quelques mètres [24].

Le volume de détection dans ce cas à une taille comparable au parcours moyen du muon dans la roche, il est donc beaucoup plus grand que le volume instrumenté. Au contraire les  $\nu_e$  et les  $\nu_\tau$  ne sont détectés que s'ils interagissent dans le volume géométrique du détecteur, ces événements sont dits contenus.

Le neutrino traverse la Terre, puis interagit avec le milieu par courant chargé et produit un muon. Comme décrit au paragraphe B.2, ce muon est détecté grâce à la lumière Tcherenkov qu'il produit dans l'eau. Cette lumière est émise selon un cône de demi-angle au sommet égal à  $42^\circ$ , angle Tcherenkov dans l'eau. La détection de cette lumière s'effectue à l'aide d'un réseau tridimensionnel de photomultiplicateurs (PM). Le temps d'arrivée et la position précise des PM touchés permettent de remonter à la direction et à l'énergie du muon.

### B.4.1 Propagation des muons dans la matière

L'écart entre la direction du neutrino et celle du muon est gouverné par la cinématique de l'interaction et la diffusion coulombienne subie par le muon lors de son parcours dans la matière. La figure ci-dessous montre les effets de la propagation du muon dans la Terre sur la différence angulaire entre le neutrino et le muon et sur la fraction d'énergie emportée par le muon. Ces résultats sont obtenus à partir d'une simulation Monte-Carlo.

Deux régimes sont clairement distinguables : à basse énergie, en dessous de  $10^4$  GeV, la cinématique induit des angles entre le muon et le neutrino parent ( $\theta_{\mu\nu}$ ) supérieurs au degré ; à haute énergie, l'effet de la cinématique devient négligeable et c'est la diffusion qui détermine  $\theta_{\mu\nu}$ .

L'évolution de  $\langle \theta_{\mu\nu} \rangle$  au niveau du détecteur peut être décrite par (les énergies sont exprimées en TeV) :

$$(22) \quad \langle \theta_{\mu\nu} \rangle \approx \begin{cases} \frac{0,65^\circ}{E_\nu^{0,48}} & E_\nu < 100 \text{ TeV} \\ \frac{0,33^\circ}{E_\nu^{0,32}} & E_\nu > 100 \text{ TeV} \end{cases}$$

A partir d'une centaine de GeV, la corrélation angulaire est suffisante pour justifier le terme d'astronomie neutrino, permettant (pour une reconstruction parfaite) de détecter des sources ponctuelles.

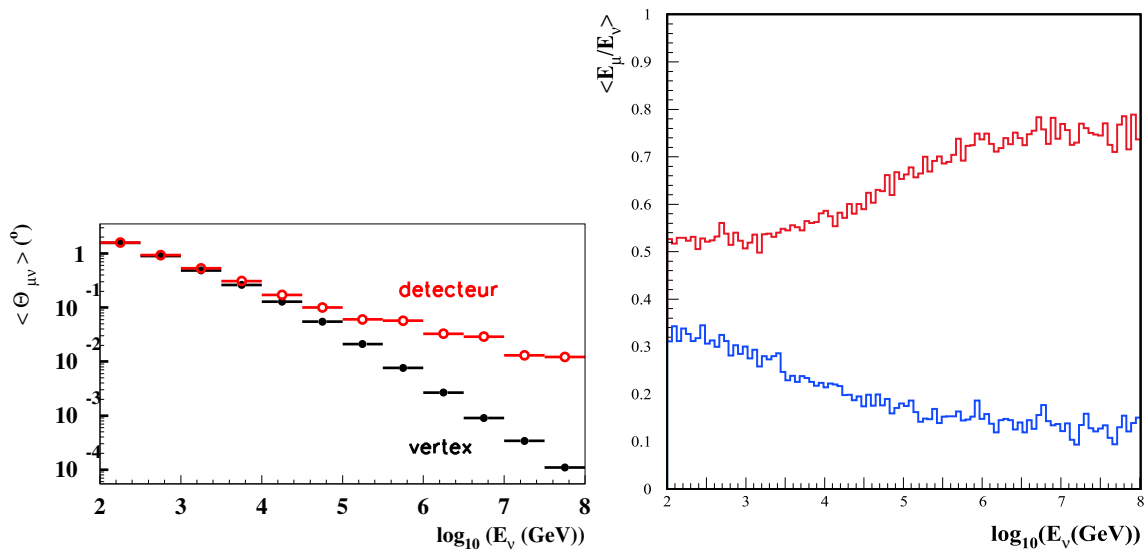


Figure B-33 : Comparaison de l'écart angulaire moyen entre le neutrino et le muon, à gauche, et la fraction d'énergie emportée par le muon au niveau du vertex et au niveau du détecteur, à droite.

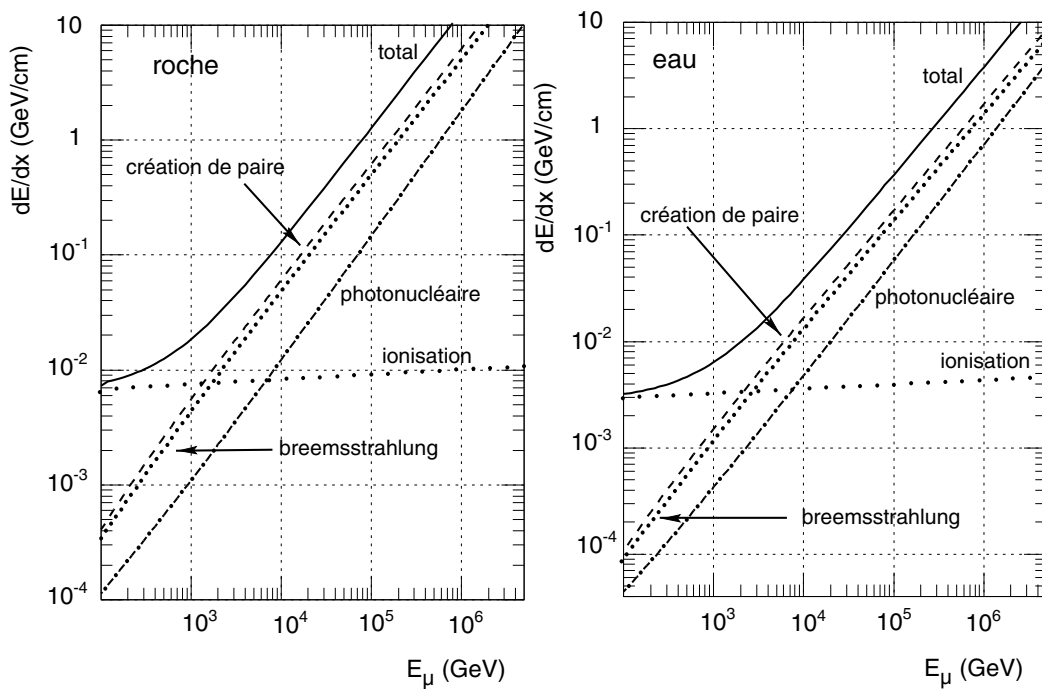


Figure B-34 : Contribution à la perte d'énergie des principaux types de processus radiatifs engendrés par le passage d'un muon dans l'eau (gauche) et dans la roche (droite).

Les pertes d'énergie du muon sont gouvernées par la densité de matière traversée et par l'énergie de la particule. Elles peuvent être séparées en deux types de processus : continus (l'ionisation, les pertes radiatives) et stochastiques (bremsstrahlung, production de paire ( $\mu Z \rightarrow \mu e^+ e^- Z'$ ), interaction photonucléaire ( $\mu N \rightarrow \mu \text{hadrons}$ )). Ces derniers induisent de grandes fluctuations sur la perte d'énergie.

La Figure B-34 décrit l'évolution des différentes contributions aux pertes d'énergie, dans la roche et dans l'eau.

Les pertes par ionisations sont pratiquement constantes pour les énergies inférieures à la centaine de GeV. Celles dues aux processus radiatifs stochastiques augmentent linéairement avec l'énergie du muon. L'expression des pertes moyennes d'énergie par unité de longueur de la particule d'énergie  $E$  peut s'exprimer par la formule ci-dessous :

$$(23) \quad \frac{dE}{dx} = \alpha + \beta \cdot E$$

En première approximation, les coefficients  $\alpha$ ,  $\beta$  (représentant respectivement les pertes par ionisation et les pertes radiatives) peuvent être considérés indépendants de l'énergie du muon. Leurs valeurs dans l'eau sont respectivement d'environ  $2,2 \cdot 10^{-3} \text{ GeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$  et  $4 \cdot 10^{-6} \text{ g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ . Pour une énergie supérieure à l'énergie critique  $E_c = \alpha/\beta$  (550 GeV dans l'eau et 600 GeV dans la roche) les processus radiatifs stochastiques sont prédominants.

Le parcours du muon d'énergie  $E_\mu$  dans le matériau est alors obtenu par la formule suivante :

$$(24) \quad R_\mu = \int_0^{E_\mu} \frac{1}{dE/dx} dE \approx \frac{1}{\beta} \ln\left(1 + \frac{E_\mu}{E_c}\right)$$

Pour une énergie supérieure à l'énergie critique le parcours moyen devient proportionnel à  $\log(E)$ .

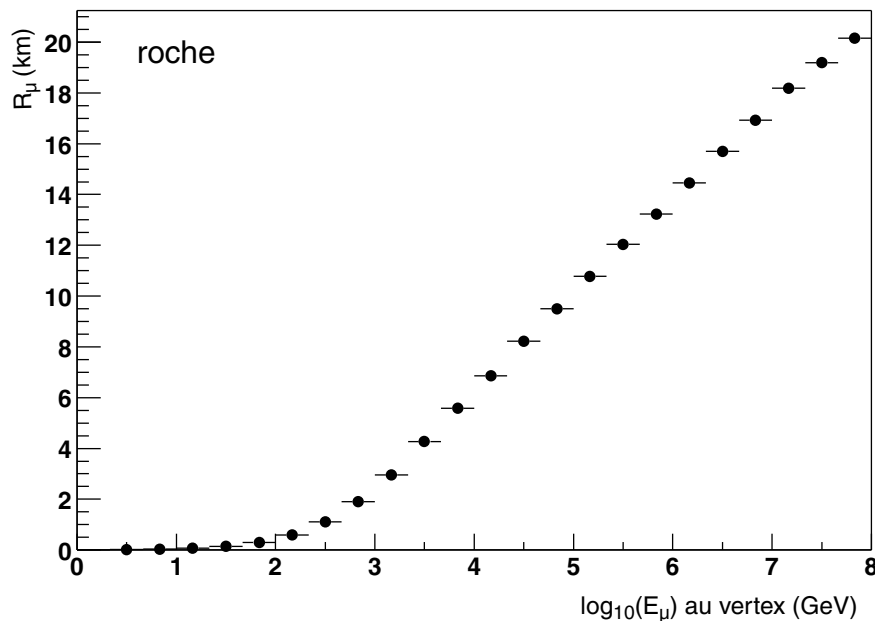


Figure B-35 : évolution du parcours du muon dans la roche,  $R_\mu$ , en fonction de son énergie au vertex.

#### B.4.2 Les bruits de fond physique

Afin de détecter les muons ascendants provenant de l'interaction d'un neutrino cosmique avec la matière, il est nécessaire de s'affranchir de deux sources de bruit de fond provenant

des gerbes atmosphériques produites par l'interaction des rayons cosmiques avec les noyaux de l'atmosphère: les muons et les neutrinos atmosphériques (formule (3)).

Le bruit constitué des muons atmosphériques peut être considérablement atténué en immergeant le détecteur à une grande profondeur sous la glace ou sous le niveau de l'eau. Toutefois à 2300 mètres sous l'eau, il domine encore de 6 ordres de grandeur le flux induit au-delà de 1 TeV par les neutrinos atmosphériques verticaux descendants.

En outre, les muons atmosphériques ne peuvent pas traverser la Terre et ne peuvent donc pas parvenir au détecteur sous un angle zénithal supérieur à  $90^\circ$ . Il suffit donc de rechercher le signal parmi les traces reconstruites montantes. 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 le signal. Le pouvoir de rejet de la méthode de reconstruction par rapport à ce bruit de fond devra être maximal et estimé avec précaution.

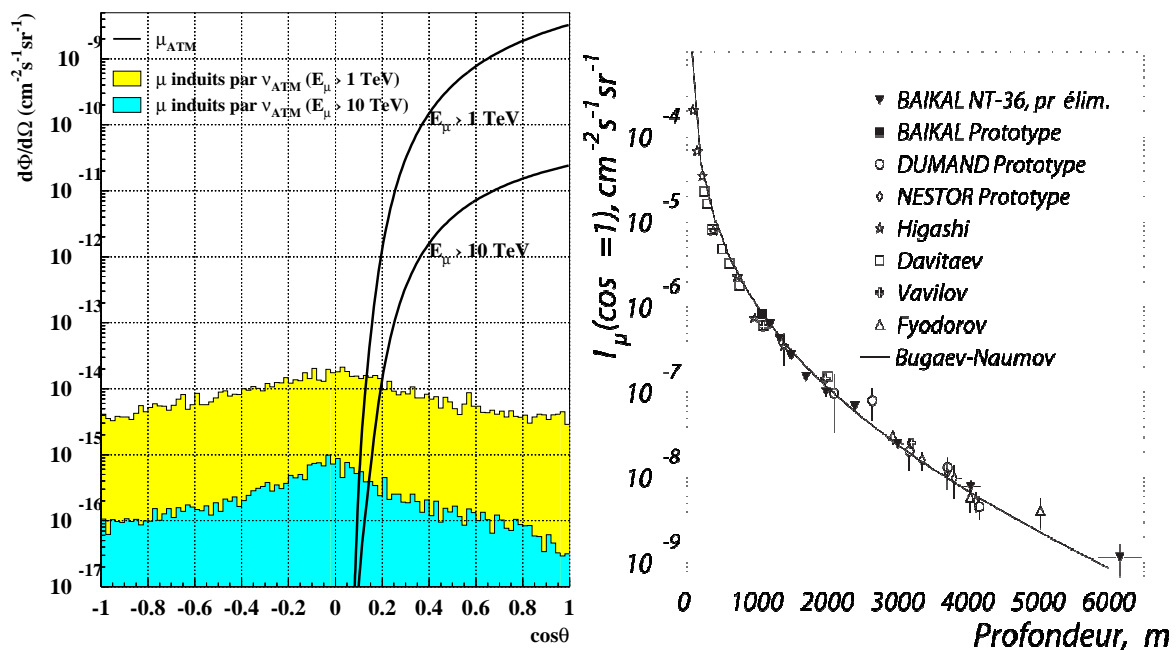


Figure B-36 : A gauche, les différentes composantes de bruit de fond de muons. A droite, flux verticaux des muons atmosphériques en fonction de l'épaisseur de matière traversée.

La seconde source de bruit de fond, les neutrinos atmosphériques, est un bruit de fond physique irréductible. Ces neutrinos sont produits de manière isotrope et peuvent interagir aux alentours du détecteur et produire un signal identique aux neutrinos cosmiques. Aucun critère topologique ne peut les distinguer. Cependant, le flux des neutrinos atmosphériques est plus "mou" que celui des rayons cosmiques, car ces derniers sont issus par la désintégration directe des pions chargés et la désintégration des muons, phénomène secondaires qui devient négligeable à haute énergie à cause de l'interaction des muons atmosphériques avec les noyaux de l'atmosphère. De ce fait, le spectre en énergie des neutrinos atmosphériques a pour indice spectral 3,7 contre 2,7 pour les rayons cosmiques. Par ailleurs, le spectre des neutrinos cosmiques attendus devrait être plus dur que celui des rayons cosmiques.

Il est à souligner que seule cette distinction des spectres en énergie permet l'existence d'une astronomie neutrino à hautes énergies pour les flux diffus qui ne peuvent être isolés dans le ciel.



Avant de décrire le principe et les performances de la méthode de détection par les traces induites pas les neutrinos muoniques, rappelons ces deux principaux avantages:

- à haute énergie, le neutrino et le muon sont pratiquement alignés, déviation inférieure au degré au dessus de 1 TeV ce qui permet de remonter à la source;
- le muon a un grand parcours dans la roche, plusieurs km, ce qui permet d'avoir un volume de détection bien plus grand que le volume instrumenté et d'obtenir ainsi un taux d'évènement relativement important, de l'ordre de  $10^4$  par an pour les  $\nu^{\text{atm}}$  selon le flux de Bartol.

### B.4.3 Principe et performance de la reconstruction d'une trace de muon

Après avoir décrit le parcours du muon dans la matière ainsi que les différentes sources de bruits de fond, cette section va développer le principe de reconstruction de la trace du muon. Comme expliqué au paragraphe B.2, le muon engendre un cône Tcherenkov de lumière lors de sa traversée du télescope. Chaque photon émis arrivant sur l'un des photomultiplicateurs est un coup qui sera enregistré par l'électronique. Le principe de reconstruction de la trace du muon s'effectue à partir des temps d'arrivée et de la position de photomultiplicateur sur ce coup est enregistré.

#### B.4.3.1 Principe de reconstruction d'une trace

La trace d'un muon est définie par 5 paramètres d'espace indépendants : une position  $\vec{X}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ , une direction  $\vec{d} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$  (où phi est l'angle azimutal et  $\theta$  l'angle zénithal) et un temps prédéfini  $t_0$ . À partir des quantités mesurées qui sont les temps d'arrivées des impulsions sur les phototubes, leurs amplitudes et la position des photomultiplicateurs touchés  $\vec{X}_{PM}$ , l'algorithme de reconstruction donne la meilleure estimation de  $\vec{X}_0$  et de  $\vec{d}$  ainsi qu'une estimation de l'erreur.

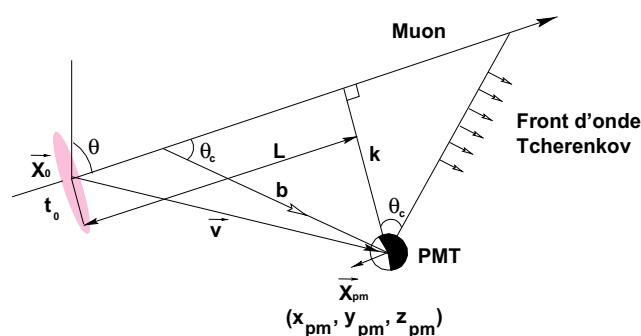


Figure B-37 : Illustration de l'émission d'un photon Tcherenkov par un muon se propageant en ligne droite vers un phototube.

Le référentiel utilisé par la reconstruction a pour origine le barycentre du détecteur, calculé à partir de la position des phototubes. L'origine de la trajectoire,  $\vec{X}_0$ , est défini comme étant le point d'intersection entre le plan perpendiculaire à la trace passant par le barycentre du détecteur et la trajectoire elle-même.

Le temps théorique  $t_{th}$  d'arrivée sur le phototube à la position  $\vec{X}_{PM}$  d'un photon Tcherenkov émis par un muon sous l'angle  $\theta_c$  (cf. Figure B-37) peut être calculé par la formule suivante :

$$(25) \quad t_{th}(\vec{X}_0, \vec{d}) = t_0 + \frac{1}{c} \left( L - \frac{k}{\tan \theta_c} \right) + \frac{1}{V_g} \frac{k}{\sin \theta_c}$$

où  $V_g = c \cdot \cos \theta_c$  est la vitesse de groupe de la lumière dans l'eau,

$k = \sqrt{V^2 - L^2}$  est la distance entre le phototube et la trace, avec  $L = \vec{v} \cdot \vec{d}$  et  $\vec{v} = \vec{X}_{PM} - \vec{X}_0$ .

Le premier terme représente l'origine des temps  $t_0$ , le second est le temps nécessaire au muon pour atteindre le point d'émission du photon Tcherenkov à partir de  $\vec{X}_0$  et le troisième correspond au temps mis par le photon pour atteindre le phototube situé en  $\vec{X}_{PM}$ , c'est-à-dire pour parcourir la distance  $b = \frac{k}{\sin \theta_c}$ . Tous les algorithmes de reconstruction sont basés sur cette relation entre le temps théorique et les paramètres de la trace qui est plus souvent utilisée sous la forme du résidu  $\Delta t$ , où  $\Delta t = t_i - t^{th}$  mesure l'écart en temps entre le temps d'arrivée de l'impulsion  $t_i$  et le temps d'arrivée théorique  $t^{th}$  calculé par l'équation ci-dessus.

Dans le cas idéal où tous les photons détectés proviennent de photons Tcherenkov émis par le muon arrivant directement sur le phototube, la distribution de  $\Delta t$  est piquée à zéro avec une largeur résultant de la résolution temporelle des appareils de mesure. Dans la réalité, la distribution des  $\Delta t$  ne pique pas exactement en zéro et une queue pour les grands  $\Delta t$  apparaît comme illustré sur la Figure B-38. Deux effets sont à l'origine de cette distorsion. Le premier est la diffusion des photons dans l'eau qui peut induire un retard sur leur temps d'arrivée. Le deuxième provient des pertes d'énergies catastrophiques des muons. A haute énergie, ils perdent leur énergie par brehmstrahlung et création de paires, induisant des gerbes électromagnétiques. Les particules secondaires créées dans ces gerbes émettent également du rayonnement Tcherenkov qui arrivera en retard par rapport à celui émis directement par le muon.

Les photons arrivant en avance,  $\Delta t$  négatif, sont également expliqués par ces particules secondaires. Elles se propagent à la vitesse  $c$  alors que les photons se propagent à la vitesse  $c/n$  ( $n$  l'indice de réfraction du milieu) et dans certains cas, leurs photons Tcherenkov arrivent en avance par rapport aux temps théoriques.

La composante constante en temps à la distribution des résidus provient de l'émission  $\beta$  du bruit de fond constitué par le  $^{40}\text{K}$  et de la bioluminescence. Il est intéressant de noter que la forme de la distribution évolue avec l'énergie, comme illustrée sur la Figure B-38.

L'évaluation des paramètres de la trajectoire est effectuée grâce à un enchaînement d'algorithmes de filtrages et d'ajustements. Les premiers algorithmes de filtrages permettent de rejeter les impulsions du bruit de fond optique. Ensuite viennent des algorithmes simplistes permettant une première estimation des paramètres de la trace. Ces derniers servent de point de départ à l'algorithme d'ajustement qui est plus sensible aux conditions initiales. Cette méthode itérative permet de déterminer la meilleure solution de trace compatible avec les impulsions sélectionnées.

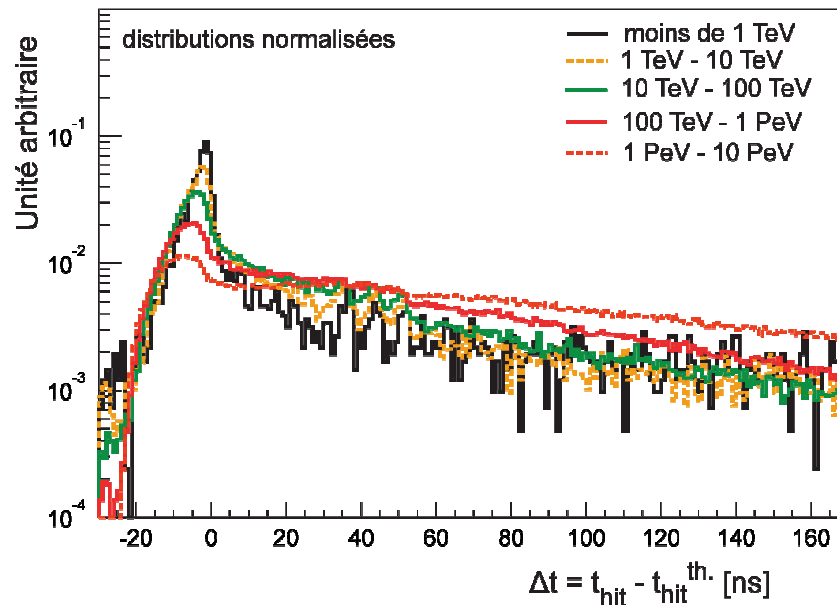


Figure B-38 : évolution de la distribution des résidus en temps en fonction de l'énergie des muons.

#### B.4.3.2 Le filtrage des impulsions

Un muon traverse le détecteur en environ une microseconde. Pendant ce temps le bruit de fond optique produit 50 impulsions pour un détecteur de 900 phototubes comme ANTARES. Les algorithmes de filtrage sont utilisés pour augmenter la proportion d'impulsions induites par le muon, qui sont de l'ordre de quelques centaines de coups.

Un filtre de coïncidence sélectionne les impulsions d'un même étage séparées au maximum de 20 ns. Cette fenêtre en temps permet d'intégrer environ 55% du signal tout en laissant une probabilité de 0,01% de collecter une impulsion due au potassium (à 60 kHz).

On applique ensuite deux filtres de sélection des impulsions dépendant de l'algorithme de reconstruction : la sélection en coïncidence et la sélection spatiale et temporelle.

Un premier filtre dynamique itératif conserve seulement les impulsions proches d'une première estimation de la trace du muon, constituant ainsi une sorte de chemin. Les coups sont sélectionnés si leur résidu est inclus dans une fenêtre en temps limitée et si leur distance reconstruite à la trace est inférieure à une valeur maximale déterminée par la stratégie de reconstruction.

Un second filtre de causalité permet de ne retenir que les impulsions qui peuvent être reliées les unes aux autres de manière causale : deux photons Tcherenkov, émis par le même muon en deux points différents de sa trajectoire, doivent avoir un rapport de l'éloignement spatial à l'écart des temps d'arrivée compatible avec une vitesse de propagation comprise entre celle de la lumière dans l'eau,  $c/n$  ( $n$  indice de réfraction de la lumière dans l'eau), et celle du muon,  $c$ .

#### B.4.3.3 La reconstruction de la trajectoire

Après l'utilisation des filtres de sélection des impulsions, des estimations préliminaires des paramètres de la trace sont nécessaires. Ces estimations servent de point de départ à des ajustements plus perfectionnés. Ces premières estimations permettent d'éviter de tomber sur

une solution secondaire qui ne correspond pas à la réalité mais qui pourrait s'approcher de la distribution des impulsions dans le détecteur.

La première estimation est un simple ajustement linéaire sur la position et le temps des impulsions enregistrées et sélectionnées dans le détecteur. Cette estimation vient du fait que la distance séparant les phototubes de la trace est petite comparée à la longueur de parcours du muon dans le détecteur.

À partir de cette première trace estimée, sept autres sont construites avec des angles et des distances différents qui vont servir de point de départ aux ajustements suivants afin de s'affranchir au mieux des minima locaux. A chacune de ces traces est appliquée une minimisation des résidus par une méthode de moindre carré, avant l'ajustement final par une méthode de maximum de vraisemblance.

Cette dernière étape de maximisation d'une fonction de vraisemblance  $\mathcal{L}$  basée sur une fonction de densité de probabilité incluant le plus d'information physique possible comme le temps d'arrivée du photon, la diffusion, l'atténuation, etc.

Le maximum de vraisemblance est le produit de fonctions de densités de probabilités calculées pour chaque impulsion :

$$(26) \quad \mathcal{L} = \prod_{i=1} L_i$$

Un évènement est une collection d'impulsions enregistrées par les photomultiplicateurs, définies par un temps d'arrivée, une amplitude et la position du phototube. La relation entre la trace du muon et ces informations dépend du temps théorique d'arrivée du photon  $t_{th,i}$ , donné par la formule (25), de la distance de vol du photon  $b_i$ , de l'angle entre l'axe du phototube et de la direction du photon  $\theta_i$  et de l'amplitude de l'impulsion  $A_i$ .

La fonction densité de probabilité d'avoir  $t_i$  connaissant  $t_{th,i}$ ,  $b_i$ ,  $\theta_i$  et  $A_i$ , notée  $P(t_i/t_{th,i}, b_i, \theta_i, A_i)$ , est définie par la formule ci-dessous :

$$(27) \quad \mathcal{L}_i = P(t_i/t_{th,i}, b_i, \theta_i, A_i) = P_{signal}(t_i/t_{th,i}) \cdot P(b_i, \theta_i, A_i) + P_{bruit}(t_i/t_{th,i}) \cdot P(b_i, \theta_i, A_i)$$

Les impulsions liées aux bruits de fond optique sont supposées distribuées de manière totalement aléatoire durant un évènement.  $P_{bruit}(t_i/t_{th,i})$  est donc un terme constant qui est déterminé par la normalisation de la fonction.

La faible dépendance de la forme générale des résidus avec l'énergie du muon permet de n'utiliser qu'une seule paramétrisation pour la fonction  $P_{signal}(t_i/t_{th,i})$  :

$$(28) \quad P_{signal}(t_i, t_{th,i}) = \alpha \left[ e^{-\frac{\Delta t^2}{2\sigma^2}} + H \frac{\kappa_1 e^{-\mu_1 \Delta t} + \kappa_2 e^{-\mu_2 \Delta t}}{\sqrt{1 + \frac{\Delta t^2}{\sigma^2}}} + (1-H) \frac{\lambda e^{\nu \Delta t}}{\sqrt{1 + \frac{\Delta t^2}{\sigma^2}}} \right]$$

où  $H$  est la fonction de Heavyside et  $\lambda, \kappa, \nu, \mu$  des constantes déterminées par les données Monte Carlo.

Le premier terme de cette fonction est une gaussienne représentant le pic de la distribution des résidus donc la largeur  $\sigma$  est dictée par le temps de réponse des appareils de mesures (de

l'ordre de 1,3 ns). Le second terme prend en compte les photons diffusés et ceux produits par les gerbes électromagnétiques arrivant en retard, tandis que le troisième terme reproduit la forme de la distribution aux temps négatifs.

#### B.4.3.4 Les performances attendues en muon

Les performances de la stratégie de reconstruction sont visibles sur l'évolution de la surface effective (rapport du nombre d'évènements reconstruits par unité de temps sur le flux de neutrinos incident), en fonction de l'énergie du neutrino.

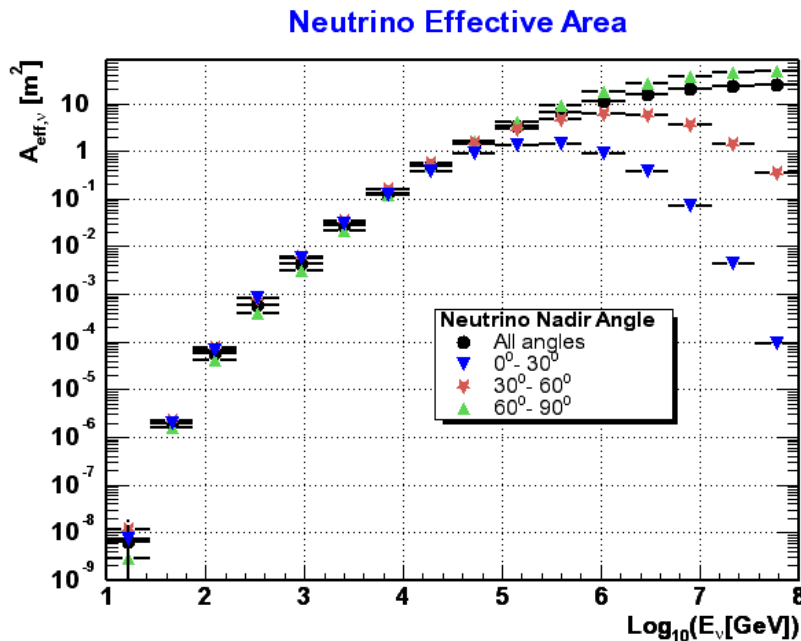


Figure B-39 : Evolution de la surface effective neutrino en fonction de l'énergie pour différentes incidences.

La surface effective en neutrinos qui dépend de la section efficace d'interaction du neutrino dans la Terre, augmente avec l'énergie du neutrino incident. A partir de 50 TeV l'effet de l'opacité de la Terre est observable pour les neutrinos verticaux dont la surface effective diminue comme illustré sur la Figure B-39.

La reconstruction permet d'obtenir, en utilisant une coupure de qualité optimisée pour l'étude des sources ponctuelles, une résolution angulaire sur la direction du neutrino uniquement déterminée par la résolution angulaire sur la direction du muon à partir de 100 TeV.

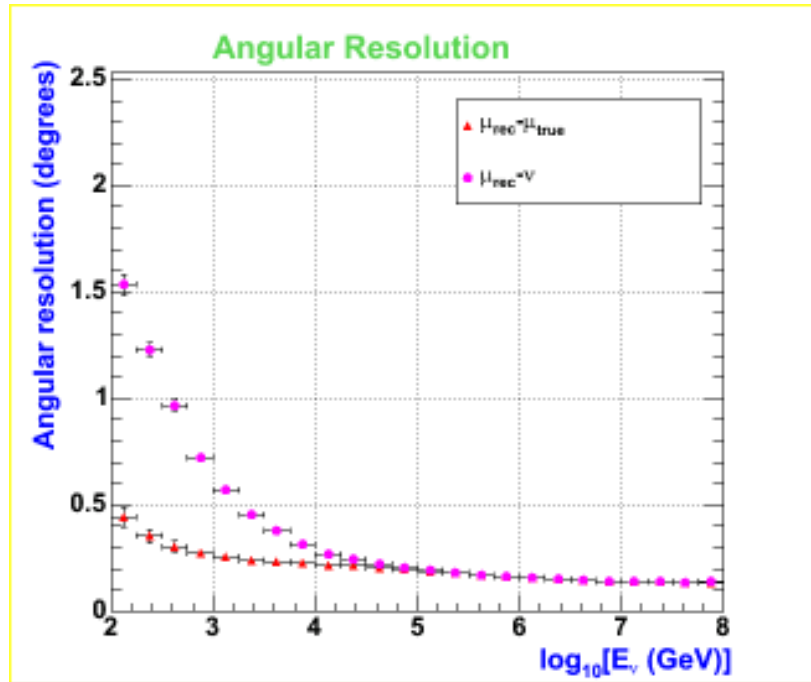


Figure B-40 : En rose angle médian entre le muon vrai et le muon reconstruit en fonction de l'énergie initiale du neutrino. En rouge angle médian entre le muon reconstruit et le neutrino initial, en fonction de l'énergie du neutrino.

En dessous de  $10^4$  GeV, la résolution angulaire sur la direction du neutrino est dominée par la cinématique (le muon produit n'étant pas colinéaire au neutrino). Au-delà de cette valeur, ce sont la diffusion coulombienne du muon et les performances intrinsèques du détecteur qui dominent. La direction du muon est alors celle du neutrino, elle est mesurée avec une précision de  $0,4^\circ$  ou mieux.

#### B.4.3.5 Reconstruction en énergie du muon

La reconstruction en énergie est cruciale pour l'étude des flux diffus de neutrinos astrophysiques car elle permet de les discriminer du bruit de fond irréductible des neutrinos atmosphériques qui possèdent un spectre en énergie d'indice spectral plus grand.

Malheureusement, comme souligné antérieurement, l'énergie du neutrino muonique n'est pas mesurable. Seule l'énergie du muon induit peut être estimée à partir de ces pertes d'énergie dans le détecteur. De plus, un muon de 10 TeV traversant le détecteur possède en moyenne seulement 10% de l'énergie du neutrino, cf. Figure B-33. La dispersion sur cette moyenne dégrade le spectre de muons par rapport à celui du flux de neutrinos, la discrimination de deux flux ayant des indices spectraux proches devient encore plus difficile.

La méthode d'estimation de l'énergie du muon, basée sur le fait que les pertes d'énergie augmentent avec son énergie, n'est valable qu'au-dessus de l'énergie critique ( $\sim 600$  GeV dans l'eau). Les pertes d'énergie radiatives (bremsstrahlung, création de paires, interactions photonucléaires) dominent alors les pertes par ionisation (cf. paragraphe B.4.1).

La méthode d'estimation de l'énergie est séparée en deux domaines :

- le régime de basse énergie caractérisé par  $0,1 < \frac{A^{hit}}{A^{PMI}} < 100$  où  $A^{hit}$  est l'amplitude enregistrée par un phototube lors du passage du muon et  $A^{PMI}$  amplitudes attendue pour une particule au minimum d'ionisation.
- le régime de haute énergie défini par  $10 < \frac{A^{hit}}{A^{PMI}} < 1000$

Un estimateur de l'énergie  $x \propto E_\mu$ , peut être défini à partir de la somme des impulsions satisfaisant le régime considéré :

$$(29) \quad x = n_{hit} \left[ \frac{\sum_i A_i^{hit}}{\sum_i A_i^{PMI}} - 1 \right]$$

où  $n_{hit}$  est le nombre de coups provenant de la trace du muon.

La relation entre l'énergie du muon et celle de l'estimateur peut être paramétrée pour chacun des régimes à l'aide d'un ajustement parabolique :

$$(30) \quad \log_{10} x = P_0 + P_1 \log_{10} E_\mu + P_2 (\log_{10} E_\mu)^2$$

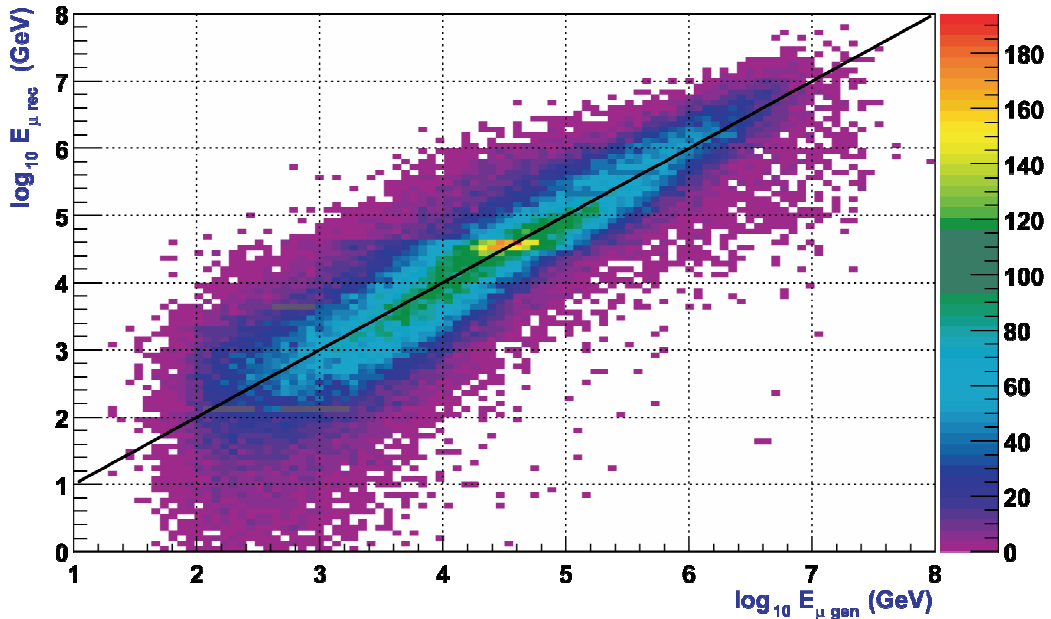


Figure B-41 Comparaison entre l'énergie du muon Monte Carlo et celle reconstruite. La ligne noire correspond à  $E_\mu^{rec} = E_\mu^{vrai}$ .

L'inversion de cette relation permet d'obtenir une estimation de l'énergie du muon à partir de la valeur de  $x$ . Le rapport  $\log_{10}(E_\mu^{rec}/E_\mu^{vrai})$  peut être ajusté par une gaussienne pour différentes énergies vraies du muon. Sa moyenne est concentrée autour de 0 au delà de 10 TeV et sa déviation est inférieure à 0,4 à partir de  $10^{4,5}$  GeV ce qui correspond à déterminer l'énergie à un facteur 2,5 près.





## C. RECONSTRUCTION DES GERBES CONTENUES

Le détecteur Antares a été optimisé pour détecter les muons traversants engendrés par les neutrinos muons. Ce choix est motivé par le long parcours du muon dans la roche et dans l'eau. Ce mode de détection permet d'être sensible à des interactions de neutrinos ayant eu lieu jusqu'à plusieurs kilomètres du volume instrumenté. En effet dès 200 GeV, le parcours moyen du muon dans l'eau devient plus grand que la longueur des lignes du détecteur (partie active 360 m). A partir de ces énergies, le taux d'évènements traversant attendu est donc plus important que celui des évènements contenus dans le volume du détecteur. Ils possèdent aussi un « bras de levier » plus important pour la détermination de la direction du muon, ce qui permet d'obtenir une résolution angulaire de l'ordre de  $0,3^\circ$  au dessus de 10 TeV. L'inconvénient de ce mode de détection réside dans la détermination de l'énergie du muon, obtenue de façon indirecte à partir de la quantité de lumière produite par unité de longueur parcourue dans le détecteur, elle même corrélée à l'énergie de la particule au-dessus de 1 TeV. Cette méthode conduit à une résolution en énergie limitée de l'ordre d'un facteur 2 à 3. Enfin, le muon n'emporte qu'une partie de l'énergie du neutrino et parcourt une longueur de roche inconnue, ce qui permet de remonter à l'énergie du neutrino que de manière statistique.

Le second mode de détection possible est celui des évènements contenus qui sont caractérisés par une gerbe électromagnétique et/ou hadronique. La diversité des saveurs et des interactions de neutrinos et du comportement dans la matière des particules produites implique une grande variété d'évènements, détaillée au paragraphe suivant. Ce mode de détection n'a pas été privilégié lors de la conception d'Antares. Tout d'abord, à cause de la faible extension spatiale des gerbes électromagnétiques et hadroniques produites, de l'ordre de la dizaine de mètres, même à haute énergie. Cette localisation du dépôt d'énergie rend la reconstruction de la direction moyenne de la gerbe difficile et donne une résolution angulaire, de l'ordre du degré, nettement moins bonne qu'avec les évènements traversants. De plus en se limitant au volume instrumenté, le taux d'évènements détectables est plus faible : l'ordre de grandeur de ce taux est relié aux dimensions caractéristiques du détecteur, quelques centaines de mètres.

En contrepartie ce mode de détection permet d'obtenir une bonne résolution en énergie. Dans le cas des neutrinos électroniques interagissant par courant chargé ( $\nu_e + N \rightarrow e + H$ ), qui représentent 85% des évènements dont l'interaction est contenue dans le détecteur, toute l'énergie du neutrino est déposée dans les deux gerbes, la gerbe hadronique et celle engendrée par l'électron, ce qui permet d'obtenir une résolution en énergie de l'ordre de 25% sur l'énergie du neutrino. Cette résolution en énergie est favorable à la réjection des neutrinos électroniques atmosphériques dont l'énergie est généralement plus basse et donc à la recherche d'un signal de neutrinos cosmiques à plus haute énergie. En outre, même si la résolution angulaire de ce mode de détection est de l'ordre du degré, la direction moyenne de la gerbe est celle du neutrino incident.

Enfin, le bruit de fond irréductible constitué par les neutrinos atmosphériques électroniques interagissant dans le détecteur (dans ce cas  $\nu_e^{\text{atm}}$ ) est a priori plus faible que pour la détection des évènements traversant car ils proviennent majoritairement de la désintégration des muons atmosphériques ( $\mu^{\text{atm}}$ ). Or la probabilité que les muons se désintègrent dans l'atmosphère décroît avec l'énergie ou, autrement dit, leur probabilité d'atteindre le sol et de s'y arrêter plutôt que de se désintégrer en vol est d'autant plus grande que leur énergie est élevée.

Une source importante de bruit de fond est constituée par les gerbes induites par les pertes catastrophiques d'énergie des muons atmosphériques dans le détecteur qui constituent la source de bruit de fond majeure. Ces gerbes présentent des caractéristiques qui permettent de s'en affranchir.

Le paragraphe suivant expose les différentes topologies des événements contenus ainsi que ceux du bruit de fond. Le chapitre se poursuit avec la description des simulations développées dans Antares. Enfin, les derniers paragraphes décrivent le code de reconstruction des gerbes contenues et passe en revue les différents algorithmes utilisés et les performances obtenues en termes de résolution angulaire, énergétique et spatiale.

## C.1 Les différentes saveurs et les différentes topologies d'événements contenus

Les topologies des événements observables dans un télescope à neutrino sont de grande variété. Cette diversité provient des différentes saveurs, modes d'interaction des neutrinos et comportement dans la matière des particules produites. Le Tableau C-1 présente ([1]) ces différentes topologies qu'il est possible de classer en quatre catégories ; une trace, une gerbe, une gerbe et une trace, deux gerbes. Les différentes topologies engendrées pour chacune des saveurs de neutrinos ainsi que par le bruit de fond sont décrites dans les paragraphes suivants.

### C.1.1 La détection des différentes saveurs.

Les frontières entre les différentes topologies engendrées par les différentes saveurs de neutrino sont floues. Par exemple un neutrino muon interagissant à l'intérieur du détecteur peut apparaître comme une simple gerbe si le muon n'emporte qu'une faible partie de l'énergie mise en jeu. Il peut alors être pris pour un neutrino électronique ayant interagi par courant chargé.

#### C.1.1.1 Les neutrinos électroniques

L'interaction par courant chargé d'un neutrino électronique avec la matière produit une gerbe (ou cascade) hadronique et un électron, qui produit à son tour une gerbe électromagnétique. Les longueurs en mètre de ces cascades dans l'eau, sont calculées à partir de l'énergie déposée suivant les relations suivantes :

- pour une gerbe électromagnétique :

$$(31) \quad L_{em} \approx 2 \log_{10} \left( \frac{E_{em}}{110 \text{ MeV}} \right)$$

- pour une gerbe hadronique :

$$(32) \quad L_{had} \approx 1,5 \log_{10} \left( \frac{E_{had}}{22 \text{ MeV}} \right)$$

Le développement longitudinal de ces gerbes, même à haute énergie est de l'ordre de la dizaine de mètre (par exemple, une gerbe électromagnétique de 100 TeV a une longueur de 12 m alors qu'une gerbe hadronique de même énergie fait environ 10 m), comparable à la distance entre deux étages d'Antares (14,5 m). Ces deux gerbes ne sont donc pas distinguables et forment une seule gerbe contenant toute l'énergie du neutrino électronique incident. La détection d'un neutrino électronique nécessite donc la reconstruction de cette émission de lumière face à la granularité du détecteur.

Les cas particuliers des résonances des neutrinos n'ont pas de topologie particulière, elles se produisent à des énergies bien précises. Leurs détections résultent donc par des excès d'événements dans la topologie détectée pour une énergie précise. A compléter.

### C.1.1.2 Les neutrinos muons

Comme déjà signalé, le détecteur Antares a été optimisé pour détecter la trace de lumière produite par un muon engendré par l'interaction d'un neutrino muon dans la matière par courant chargé. Cependant dans certains cas, si leur interaction se produit dans le volume instrumenté, ils peuvent engendrer soit une gerbe et une trace (interaction par courant chargé) soit une gerbe (interaction par courant neutre). Dans ces cas de figure, il peut être pris à tort pour un neutrino électronique interagissant par courant chargé.

### C.1.1.3 Les neutrinos taus

Le cas des neutrinos tau est plus subtil car ils peuvent engendrer les quatre catégories de topologie répertoriées dans le Tableau C-1. L'interaction d'un  $\nu_\tau$  avec la matière par courant chargé donne une gerbe hadronique et un tau. Puis dans 82% des cas, une seconde gerbe est créée par la désintégration du  $\tau$  ( $BR(\tau \rightarrow e) = 17,8\%$ ,  $BR(\tau \rightarrow \mu(+\gamma)) = 17,7\%$ ,  $BR(\tau \rightarrow q\bar{q}) = 64,5\%$ ). Donc le signal engendré dans le détecteur dépend de la position du point d'interaction par rapport au détecteur, des différents modes de désintégration du tau et de la longueur de désintégration du tau donnée par la formule suivante :

$$(33) \quad \langle L_\tau \rangle = 4,9 \frac{E_\tau}{100 \text{ TeV}} \text{ en mètres}$$

La détection non ambiguë d'un neutrino  $\tau$  nécessite la reconstruction d'une double cascade, dans une gamme d'énergie assez restreinte. En effet, si l'énergie du  $\tau$  est inférieure à 200 TeV, sa longueur de désintégration est inférieure à 10 m en moyenne. Cette distance parcourue par le  $\tau$  avant désintégration n'est donc pas séparable de la gerbe hadronique (qui pour la même énergie a une longueur de 10,5 m), les deux gerbes seront donc confondues. Le neutrino tau sera alors pris pour un neutrino électronique. Par ailleurs, si l'énergie du tau est supérieure à 10 PeV, sa longueur de désintégration est d'environ 500 m et donc supérieure aux dimensions d'Antares, le neutrino tau sera donc pris pour un neutrino muon. Le seul signal spécifique au neutrino tau est donc une double cascade à l'intérieur du détecteur.

Topologie	Saveur		
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$
une trace : $\mu$	$\nu_e + e \xrightarrow{R} \mu + \nu_\mu$ $\nu_e + e \xrightarrow{R} \tau + \nu_\tau$ $\longrightarrow \mu + \nu_\mu + \nu_\tau$	$\nu_\mu + N \xrightarrow{CC} \mu + \text{had}$ (interaction hors du détecteur)	$\nu_\tau + N \xrightarrow{CC} \text{had} + \mu + \nu_\mu + \nu_\tau$ $\nu_\tau + N \xrightarrow{CC} \text{had} + \tau$ $\longrightarrow \mu + \tau + \nu_\tau$ (interaction hors du détecteur)
une gerbe et une trace : gerbe hadronique et $\mu$		$\nu_\mu + N \xrightarrow{CC} \text{had} + \mu$ (interaction contenue dans le détecteur)	$\nu_\tau + N \xrightarrow{CC} \text{had} + \mu + \nu_\mu + \nu_\tau$ $\nu_\tau + N \xrightarrow{CC} \text{had} + \tau$ $\longrightarrow \mu + \tau + \nu_\tau$ (interaction contenue dans le détecteur)
une gerbe: gerbe hadronique	$\nu_e + N \xrightarrow{CN} \text{had} + \nu_e$ $\nu_e + e \xrightarrow{R} \text{had}$ $\nu_e + e \xrightarrow{R} \tau + \nu_\tau$ $\longrightarrow \text{had} + \nu_\mu + \nu_\tau$	$\nu_\mu + N \xrightarrow{CN} \text{had} + \nu_\mu$	$\nu_\tau + N \xrightarrow{CN} \text{had} + \nu_\tau$ $\nu_\tau + N \xrightarrow{CN} \text{had} + \tau$
gerbe électromagnétique	$\nu_e + e \xrightarrow{R} \text{em} + \nu_e$ $\nu_e + e \xrightarrow{R} \tau + \nu_\tau$ $\longrightarrow \text{em} + \nu_\mu + \nu_\tau$		
deux gerbes: deux gerbes hadroniques			$\nu_\tau + N \xrightarrow{CC} \text{had} + \tau$ $\xrightarrow{CN} \text{had} + \nu_\tau$
gerbe hadronique et gerbe électromagnétique	$\nu_e + N \xrightarrow{CC} \text{had} + \text{em}$		$\nu_\tau + N \xrightarrow{CC} \text{had} + \text{em} + \nu_e + \nu_\tau$ $\nu_\tau + N \xrightarrow{CC} \text{had} + \tau$ $\longrightarrow \text{em} + \nu_e + \nu_\tau$

Tableau C-1 : La relation entre les interactions des différentes saveurs et la topologie des événements détectables. Les notations employées sont les suivantes : N/e cible nucléon/électron, CC/CN interaction par courant chargé/courant neutre, R production d'une résonance dans la voie s ( $W$ ,  $\rho$ ,  $D_s^*$ ,...), em/had gerbe électromagnétique/hadronique.

### C.1.2 Bruit de fond

Tout événement conduisant à un dépôt localisé d'énergie est susceptible de constituer un bruit de fond pour la détection de gerbes induites par des neutrinos cosmiques. L'essentiel du bruit de fond est constitué par des gerbes induites par les pertes catastrophiques des muons atmosphériques descendants ainsi que la partie la moins énergétique des neutrinos muons interagissant dans le détecteur, c'est-à-dire essentiellement les neutrinos muons du flux atmosphérique ascendant. Compte tenu des paramètres d'oscillations des neutrinos, une partie du fond est également constitué des interactions de neutrinos  $\tau$  issus de l'oscillation des autres saveurs de neutrinos.

Enfin, lors de la recherche d'un signal de neutrinos cosmiques, les gerbes de basse énergie devront être éliminées puisqu'elles sont essentiellement dues aux interactions des neutrinos atmosphériques.

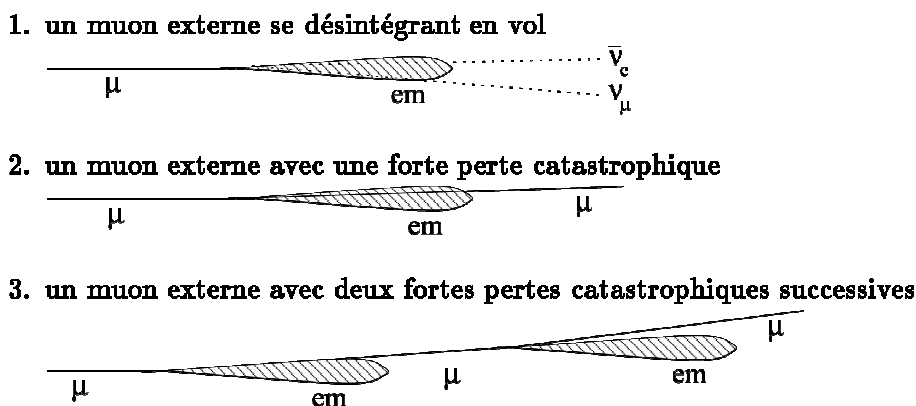


Figure C-1 : Différentes topologies engendrées dans le détecteur par un muon, p58 dans la thèse de F.B

Les neutrinos atmosphériques constituent en effet le bruit de fond physique pour la détection des gerbes induites par les  $\nu_e$  cosmiques. De même topologie que le signal, la seule manière de les éliminer réside dans leur différence de spectre en énergie, celui des  $\nu_e^{\text{atm}}$  étant moins dur que celui des neutrinos cosmiques (indice spectral de  $\sim 3$  au lieu de  $\sim 2$ ). Une coupure sur l'énergie reconstruite permet de discriminer le signal de ce bruit de fond, cette coupure est possible grâce à la bonne résolution en énergie de ce mode de détection.

Le bruit de fond provenant des muons qu'ils soient descendants (issus de l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère) ou ascendants (engendrés par l'interaction des  $\nu_\mu^{\text{atm}}$  avec la matière), peut se présenter sous trois topologies différentes, représentées sur la Figure C-1.

La première et la seconde topologie peuvent être reconstruite comme des gerbes seules si la trace du muon passe inaperçue par rapport à la gerbe. Cela peut se produire si l'énergie déposée dans la gerbe est grande ou si l'interaction a lieu à la frontière du volume instrumenté. Dans le cas où les traces de muons sont détectables, la topologie de la distribution temporelle des coups permettra de les discriminer par rapport au signal. A cause de la composante due à la trace, la distribution temporelle des coups est attendue plus étalée que celle due à une gerbe seule.

## C.2 Simulation des événements physiques dans ANTARES

Les résultats de cette thèse s'appuient sur les outils de simulation développés dans la collaboration. Ils s'organisent comme suit :

- la génération des neutrinos selon un flux donné. En général les événements sont engendrés en énergie selon une loi en  $E^{-1}$  afin de compenser l'augmentation de la section efficace d'interaction des neutrinos. Ceci permet d'obtenir par la suite un nombre d'événements comparable dans chaque décade d'énergie. Les flux physiques sont alors obtenus par pondération de chaque événement ;
- le traitement de leur interaction conduisant à des particules détectables, ou la génération des gerbes atmosphériques produites par le rayonnement cosmique. ;
- la propagation des particules secondaires ;
- la simulation du rayonnement Tcherenkov, et sa propagation, tenant compte des caractéristiques de l'eau de mer (diffusion, absorption) ;
- la simulation du bruit de fond optique et de la réponse du détecteur.

La réponse du détecteur utilisée pour ce travail est une version simplifiée du code aujourd'hui en vigueur dans la collaboration qui tient compte des conditions réalistes de déclenchement, de numérisation, de filtrage et de traitement du signal. Cette version, par ailleurs utilisée pour l'analyse des premières données réelles, donne donc une réponse idéalisée du détecteur.

Dans la suite de ce paragraphe, les principes de simulation servant à engendrer et à propager des particules seront brièvement exposés.

### C.2.1 Génération des neutrinos

La génération des événements issus de l'interaction des neutrinos dans la Terre est effectuée par un programme interne à la collaboration (GENHEN). Ce code permet de traiter toutes les saveurs de neutrino qu'ils interagissent par courant neutre ou par courant chargé. Cette simulation prend en compte l'opacité de la Terre aux neutrinos en fonction de leur énergie, de leur angle zénithal, des différences de densité de la roche selon le profil de densité défini dans la référence [27].

La génération est effectuée dans un domaine d'énergie borné pour un flux de neutrinos donné, divisé en 10 intervalles en logarithme de l'énergie. Pour chacun d'entre eux, le volume de génération est calculé à partir de la distance maximale que peut parcourir un muon ayant comme énergie la borne supérieure de l'intervalle.

Dans le cas des neutrino-muons, où l'essentiel des événements provient d'interaction en dehors du détecteur, lorsque le point d'interaction du neutrino est à l'extérieur du volume de sensibilité du détecteur (i.e. le volume dans lequel le passage d'un muon engendre au moins un coup sur un photomultiplicateur), seul le muon est propagé à l'aide d'un des deux programmes : MUSIC [31] ou MUM [32]. Ces programmes tiennent compte des pertes d'énergie dans la matière et du phénomène de diffusion. A la surface du volume de sensibilité, appelé « canette », seuls les événements engendrés dont le muon est susceptible d'atteindre le volume de détection sont conservés par une coupure en énergie de 20 GeV.

La canette englobe le volume instrumenté représenté par un cylindre circonscrit aux photomultiplicateurs et centré sur leur barycentre, de hauteur égale à la distance maximale entre deux photomultiplicateurs verticalement ( $\sim 356$  m). Le rayon de ce cylindre est d'environ  $\sim 100$  m. Elle est généralement étendue de une à trois fois la longueur d'atténuation des photons dans l'eau (environ 55 m pour une longueur d'onde de 470 nm) autour du volume instrumenté selon le type d'événements simulés (Figure C-2).

Dans le cas des autres saveurs produisant des particules secondaires parcourant au plus quelques dizaines de mètres, les interactions sont engendrées directement à l'intérieur de la canette.

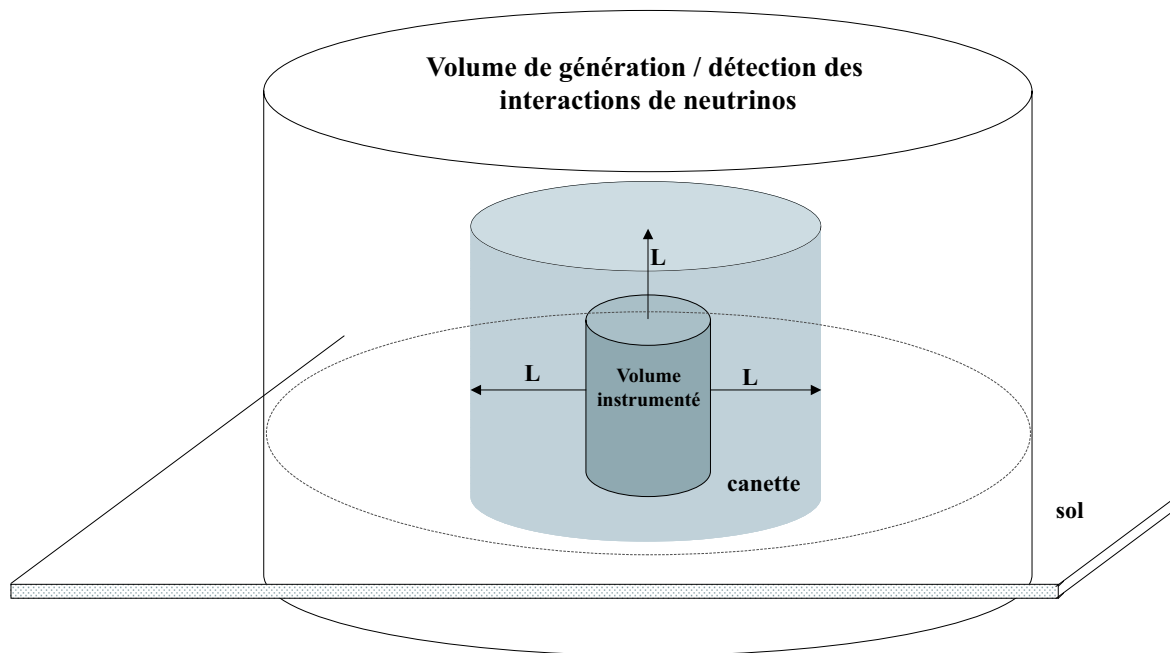


Figure C-2: Le cylindre de génération et la canette.

### C.2.2 Les muons atmosphériques

Les muons atmosphériques sont produits à une altitude comprise entre 10 et 20 km dans l'atmosphère. Ils sont issus des gerbes hadroniques résultant de l'interaction des rayons cosmiques avec les noyaux de l'atmosphère. Plusieurs muons peuvent être produits dans la même gerbe, et lorsque leur énergie est suffisante ils parviennent en même temps dans le détecteur : on parle alors de multi-muons. La simulation des muons atmosphériques se déroule en trois étapes :

- l'interaction des rayons cosmiques et le développement de la gerbe hadronique, simulée par Hemas (réf. [30], certaines productions ont aussi été réalisées avec Corsika, réf. [29], mais nous ne les considérons pas dans ce travail). Pour chaque événement le nombre de muons ainsi que leur énergie, leur inclinaison et leur position à la surface de la mer sont connus. L'énergie minimale pour qu'un muon atteigne le sommet du détecteur est de 500 GeV ;
- la propagation des muons depuis le niveau de la mer jusqu'au détecteur est effectuée par le programmes MUSIC ;

- la dernière étape consiste à la simulation de l'émission de la lumière Tcherenkov par chacun des muons de l'évènement et la réponse du détecteur (programme appelé KM3).

### C.2.3 Simulation des photons Tcherenkov et de la réponse du détecteur

L'étape finale de la simulation qui consiste à propager les évènements dans la canette et à simuler la lumière Tcherenkov émise, en tenant compte de la réponse du détecteur et du bruit de fond optique, est effectuée par un programme adaptée par la collaboration Antares (Km3) à partir d'algorithmes de la collaboration SNO (Sudbury Neutrino Observatory).

#### C.2.3.1 Simulation de l'émission Tcherenkov

Dans le cas de la propagation d'un muon, la simulation de la lumière Tcherenkov se fait à partir de tables de photons obtenues de façon indépendante en utilisant GEANT 3.

Pour cela, les photons engendrés par des muons de différentes énergies ont été suivis, en incluant les résultats des mesures sur les propriétés optiques de l'eau (absorption et diffusion). Ensuite, ces champs de photons sont convertis en densité de probabilité de coups sur les photomultiplicateurs.

La seconde étape consiste à propager les muons dans la canette à partir de leur point d'entrée et à simuler les impulsions engendrées dans les modules optiques à l'aide des distributions de probabilité établies précédemment. Les pertes d'énergie des muons lors de leur parcours sont également prises en compte, en analysant la trajectoire mètre par mètre. Si la perte d'énergie d'un muon sur un mètre est supérieure aux pertes par ionisation (environ 0,22 GeV/m), une gerbe électromagnétique est susceptible de se former. Les particules résultantes sont également suivies et traitées.

Dans le cas d'une gerbe électromagnétique, la collaboration utilise, dans son code de simulation, une paramétrisation de lumière Tcherenkov. Ce choix est motivé par le temps de calcul prohibitif de ce type de phénomène physique. Ce type de simulation est possible grâce à l'homogénéité des gerbes électromagnétiques quelque soit les particules engendrées pourvu que les conditions initiales soient les mêmes.

Cette méthode de paramétrisation du champ de lumière créé par une gerbe électromagnétique, ne peut pas être appliquée dans le cas des gerbes hadroniques, à cause des grandes fluctuations dans les processus à l'origine des particules secondaires et des pertes d'énergie occasionnelles des muons secondaires qui y sont produits.

#### C.2.3.2 Simulation des modules optiques

La simulation de la réponse des modules optiques du détecteur a été construite à partir de nombreuses mesures expérimentales. Elle permet de reproduire le nombre de photoélectrons  $N_{pe}$  engendré par un flux de photons  $\Phi_\gamma(\lambda)$  de longueur d'onde  $\lambda$  et d'incidence  $\theta_\gamma$  par rapport à l'axe du module optique. Cette quantité  $N_{pe}(\lambda)$  est donnée par la formule suivante :



$$(34) \quad \frac{dN_{pe}}{dx} = A_{géo} \varepsilon \alpha f(\theta_\gamma) \int \phi_\gamma(\lambda) T(\lambda) Q(\lambda) e^{\frac{-b}{L_{abs}}} d\lambda$$

avec  $A_{géo}$  la surface de la photocathode,  $\varepsilon$  l'efficacité de collection des charges et  $\alpha$  les effets d'ombre de la cage en  $\mu$  métal servant de blindage contre le champ magnétique terrestre.  $T(\lambda)$  est la transmissivité de la sphère et du gel,  $Q(\lambda)$  l'efficacité quantique du photomultiplicateur,  $f(\theta_\gamma)$  sa réponse angulaire,  $b$  est la distance entre le point d'émission du photon et le photomultiplicateur et  $L_{abs}$  la longueur d'absorption de la lumière dans l'eau. Le facteur exponentiel permet de tenir compte de l'atténuation. A l'exception de l'efficacité de collection des charges  $\varepsilon$ , la contribution de l'ensemble des paramètres a été mesurée dans l'eau sur un phototube Hamamatsu de 10 pouces. L'efficacité  $\varepsilon$  a été obtenue en normalisant les données à la simulation.

Pour finir, les impulsions engendrées sur les photomultiplicateurs, d'amplitude supérieure au seuil (0,5 pe.), passent par une simulation simplifiée de l'ARS : chaque photomultiplicateur possède 2 ARS fonctionnant en mode SPE, chacun ayant un temps d'intégration de 25 ns et un temps mort de 250 ns.

### C.2.3.3 Bruit de fond optique

Le programme Km3 prend également en compte le bruit de fond optique dû à l'émission Tcherenkov des électrons provenant de la désintégration  $\beta$  du  $^{40}\text{K}$  et à la bioluminescence. Au contrario, les pics de bioluminescence sont omis.

## C.2.4 Echantillons Monte Carlo utilisés

L'étude complète des performances du code de reconstruction des gerbes contenues dans Antares, nécessite de simuler l'interaction du  $\nu_e$  d'une part, et de l'interaction du  $\nu_\mu$  et des  $\mu$  atmosphériques d'autre part. La simulation de neutrinos électroniques interagissant par courant chargé avec le milieu effectuée par la collaboration est constitué de 421740 événements. Leur spectre en énergie est en  $E^{-1}$ , leur énergie est comprise entre  $10^2$  et  $10^7$  GeV. Ils sont générés de manière isotrope sur tout le ciel ( $4\pi$  stéradians). La canette de tirage (Figure C-2) choisie pour cette simulation est une extension d'une longueur d'atténuation de la lumière ( $\sim 55$  m, ce qui correspond approximativement à la valeur mesurée dans l'eau pour une longueur d'onde de 470 nm) autour du volume instrumenté. Le taux de bruit optique simulé est constant et son taux est de 60 kHz. Les fichiers sont produits par décade d'énergie. La statistique utilisée pour les quatre premières décades est d'environ de 100000 événements simulés alors qu'elle n'est d'environ que de 25000 pour la dernière. Cette différence de statistique provient de la forte augmentation du temps de calcul quand l'énergie croît pour de telles interactions.

L'étude de la rejection du bruit de fond sera faite à partir de deux simulations différentes :

- $\nu_\mu$  : la simulation est constituée de  $9,6 \cdot 10^{11}$  interactions de  $\nu_\mu$  dans la Terre par échange de courants chargés pour des énergies comprises entre  $10$  et  $10^8$  GeV, produits de manière isotrope sur le demi-hémisphère inférieur au détecteur. Pour cette simulation, la canette de tirage choisie est une extension à trois longueurs d'atténuation de la lumière ( $\lambda_{abs}$ ) autour du volume instrumenté. Le taux de bruit

optique simulé est de 60 kHz. Afin d'augmenter la statistique à haute énergie, l'indice spectral de génération est de 1,4.

- $\mu^{\text{atm}}$  ; la simulation des muons atmosphériques engendrés par les interactions des noyaux cosmiques (p, He, CNO, Mg-Si et Fe) dans la haute atmosphère est produite à partir du programme HEMAS. Les fichiers de données Monte Carlo des muons atmosphériques produits par la collaboration contiennent  $9,8 \cdot 10^7$  interactions dont l'énergie initiale est comprise entre 20 et  $2 \cdot 10^6$  TeV, produits sur le demi-hémisphère supérieur au détecteur. Les temps de calculs étant très différents selon la masse du noyau, son énergie et son incidence, la production se divise en 60 fichiers d'évènements ayant des temps de vie équivalents très différents. Cette production sera détaillée au chapitre suivant. La canette de tirage est choisie dans ce cas à  $2,5 \lambda_{\text{abs}}$  au-delà du volume instrumenté.

### C.3 Programme de reconstruction des gerbes

Ce paragraphe décrit les différentes étapes du code de reconstruction qui a été utilisé dans ce travail. Il s'agit d'une évolution du code de reconstruction de gerbes contenues développé par F. Bernard pour Antares en 2000 [1], appelé CONFIT. Il a été modifié pour tenir compte du nouveau format de données simulées. Ce programme permet de déterminer à partir des distributions en temps et en charge des impulsions lumineuses sur les différents photomultiplicateurs, les sept paramètres nécessaires pour définir une cascade : son énergie  $E$ , la position du point et du temps de l'interaction,  $x$ ,  $y$ ,  $z$ ,  $t$  et sa direction,  $\theta$ ,  $\varphi$ .

Ce code se fonde sur une série de pré-ajustements et ajustements obtenus par la minimisation de fonction de  $\chi^2$  liées à différentes hypothèses et approximations. Pour chaque étape de pré-ajustements ou ajustements, différents critères de sélection sont utilisés pour établir la liste des coups correspondant à l'hypothèse du  $\chi^2$  (cf. C.3.2). Cependant, l'ensemble de ces coups sélectionnés selon l'étape de l'algorithme contient une part due au bruit de fond (bioluminescence, désintégration du  $^{40}\text{K}$ ) qui peut impliquer des contributions importantes au  $\chi^2$  à minimiser. Afin d'éviter au maximum cette « contamination du bruit de fond » des filtrages des coups sont utilisés entre chaque étape (cf. C.3.4). Par ailleurs, les minimisations de fonction de  $\chi^2$  par MINUIT appliquées lors des pré-ajustements nécessitent des estimations préalables de l'énergie, de la position, du temps et de la direction obtenues par de simples calculs analytiques (cf. C.3.5.1, C.3.5.2, C.3.5.3)

Le schéma ci-dessous explique les différentes étapes de la reconstruction développées au paragraphe C.3.5. La numérotation indiquée à proximité des flèches correspond à la chronologie des différentes étapes. Les indices  $_{\text{est}}$ ,  $_{\text{pf}}$  et  $_{\text{f}}$  sont utilisés pour désigner les valeurs des paramètres estimés, pré-ajustés (prefit en anglais) et ajustés (fit) respectivement. Les variables  $x$ ,  $y$ ,  $z$ ,  $t$  seront désignées par  $xyz$  ou  $xyzt$  pour parler d'une position ou d'une position et du temps et  $\theta$ ,  $\varphi$  par  $\theta\varphi$  pour désigner une direction.

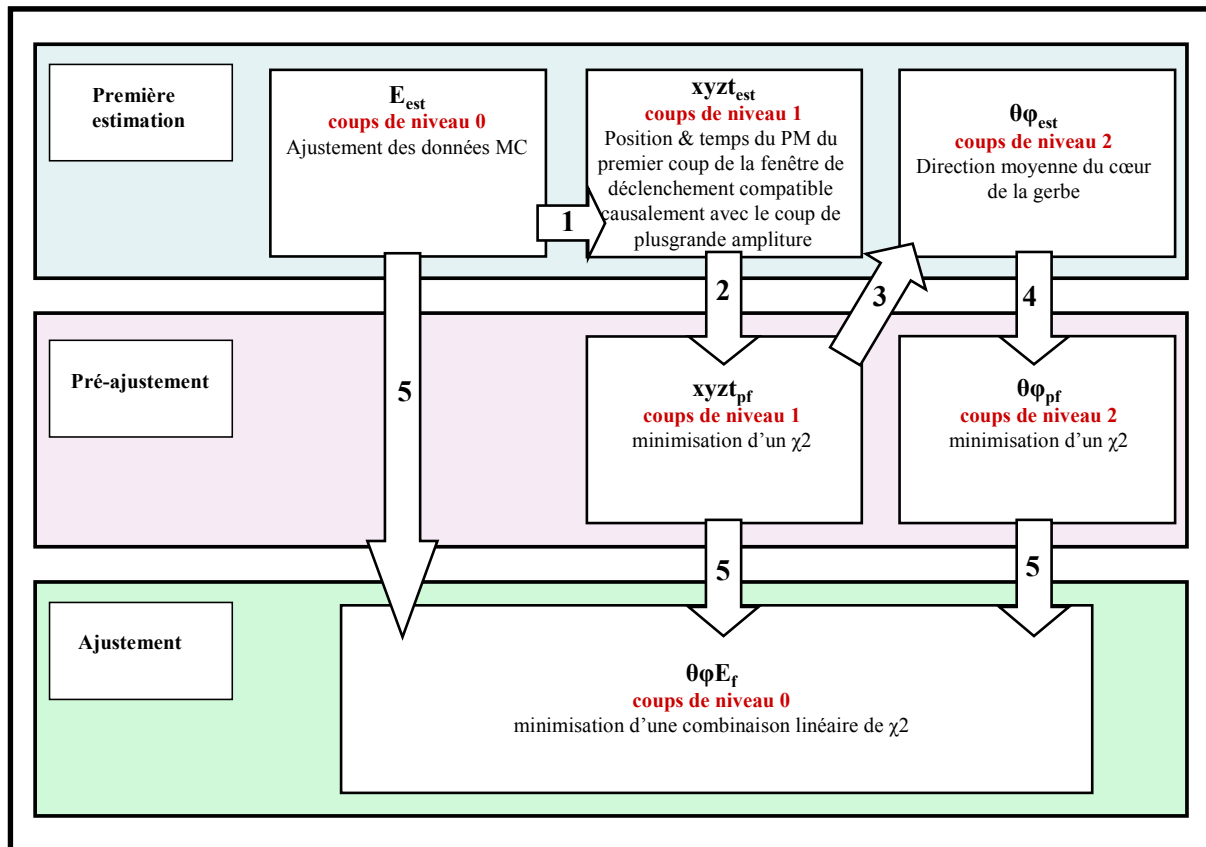


Figure C-3 : Schéma logique de CONFIT, les flèches représentant les liens de dépendance entre les différentes étapes de reconstruction. Les numéros à l'intérieur des flèches indiquent l'ordre d'exécution du code.

Ce programme a été mis au point en 2000 et contient des algorithmes dépendant de la géométrie du détecteur. Par exemple, il est expliqué dans le paragraphe C.3.5.1 que l'énergie du neutrino est liée à la quantité de lumière collectée par les photomultiplicateurs, elle est donc dépendante de la granularité du détecteur. Or, la géométrie du détecteur a évolué depuis. La première étape de cette étude a été de valider le code et ces performances pour cette nouvelle géométrie (cf. C.3.5).

### C.3.1 Modèles de trace : Paramétrisation des gerbes

L'hypothèse de base pour la reconstruction d'une gerbe, c'est-à-dire la détermination de sa position, de sa direction moyenne et de l'énergie déposée, est qu'elle se comporte comme une gerbe électromagnétique. Cette hypothèse est rendue valide par deux arguments :

- les gerbes électromagnétiques et hadroniques ne sont pas distinguables. La Figure C-4 montre que les longueurs de parcours des gerbes électromagnétiques et hadroniques dans l'eau sont comparables. Pour un neutrino de 1 TeV, la longueur sur laquelle est déposée en moyenne 95% de l'énergie initiale dans une gerbe électromagnétique est de 7,9 m. Si le neutrino dépose son énergie dans une gerbe hadronique cette longueur est de 7,0 m (thèse de Frank Bernard [1], p49). Même si dans les faits une gerbe hadronique est plus courte et a une ouverture angulaire plus grande qu'une gerbe électromagnétique, la granularité d'Antares (caractérisée par la

distance entre les photomultiplicateurs) est telle qu'elles ne peuvent pas être distinguées.

- Le nombre d'interaction est proportionnel aux sections efficaces et à l'énergie déposée. Or le rapport entre les sections efficaces par courant chargé sur celle par courant neutre est de 3, de plus l'énergie déposée dans la gerbe lors d'une interaction par courant chargé d'un neutrino électronique est égale à l'énergie du neutrino incident alors qu'elle n'est en moyenne que de la moitié lors d'une interaction par courant neutre, l'autre partie étant emportée par le neutrino électronique sortant. Par conséquent à une énergie donnée, le rapport du nombre d'interaction par courant chargé sur celui par courant neutre est de 6. Donc 85% des événements sont produits par interaction par courant chargé (cf. aussi [34]).

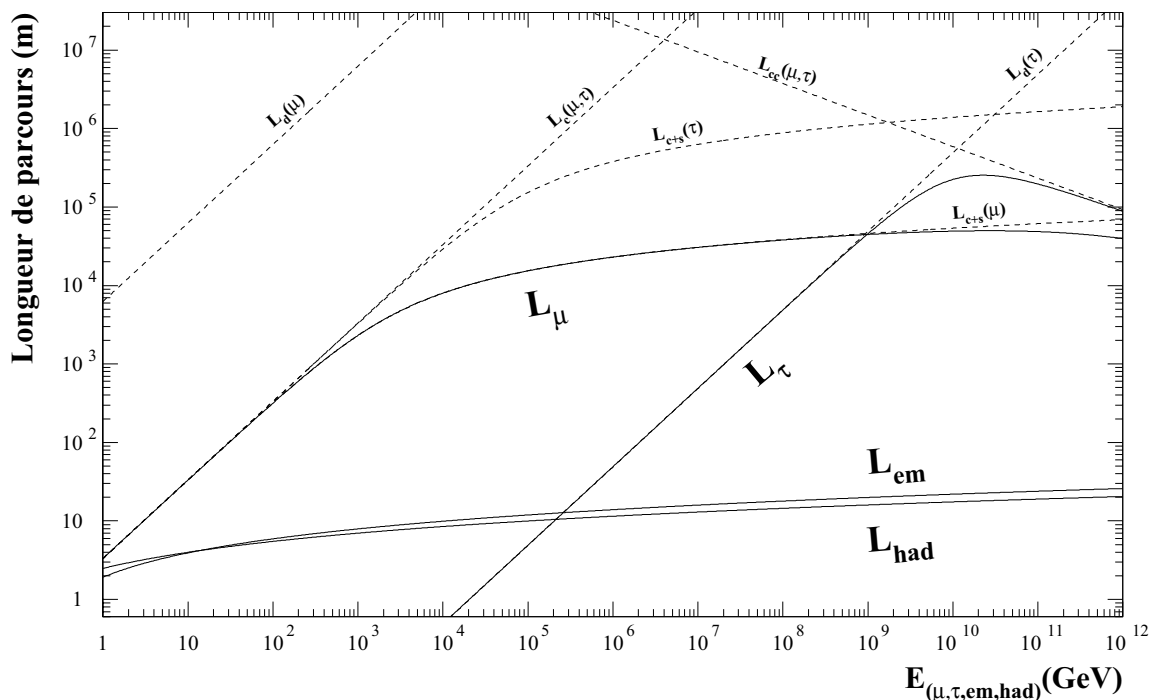


Figure C-4 : Longueurs de parcours des muons et de taus et longueurs de développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques de haute énergie dans l'eau. Les courbes en pointillées représentent les différentes composantes de désintégration ( $L_d$ ), interaction par courant chargé ( $L_{cc}$ ), pertes d'énergie continues ( $L_c$ ) et stochastiques ( $L_s$ ) pour les muons et les taus. p 46 de la thèse de F.B.

Par conséquent, grâce à ces deux arguments, le modèle physique (défini dans les sections suivantes) utilisé par la suite pour modéliser l'amplitude théorique des coups enregistré, se limitera à la production de gerbes purement électromagnétique. La Figure C-5 définit les paramètres du neutrino qui sont reconstruits. En pratique, seule la direction moyenne et l'énergie totale de la cascade sont accessibles.

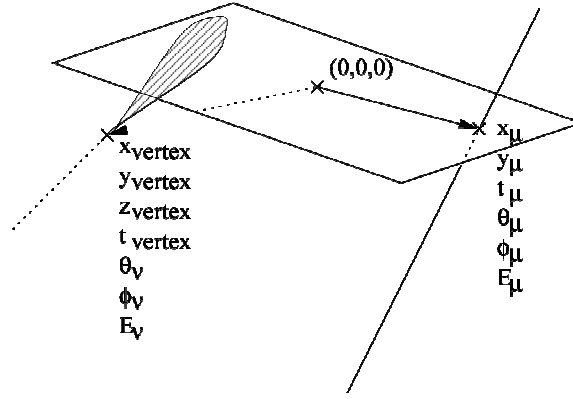


Figure C-5 : Définition des paramètres nécessaires pour caractériser un événement contenu à une gerbe et traversant.

### C.3.1.1 Nombre moyen de photons Tcherenkov émis dans une gerbe

Le temps d'émission des photons Tcherenkov correspond à l'hypothèse que la gerbe se développe à la vitesse de la lumière  $c$ . Le nombre total de photons Tcherenkov est donné par la formule suivante :

$$(35) \quad N_{\gamma}^{tot} = \frac{dN_{\gamma}}{dl} \cdot \frac{dl_{tot}}{dE} \cdot E,$$

avec  $dN_{\gamma}/dl = 34000 \gamma m^{-1}$  le nombre de photons Tcherenkov émis par mètre intégré entre 300 nm et 600 nm de longueur d'onde,  $dl_{tot}/dE = 4,9 m GeV^{-1}$  la longueur totale de trace chargée au-dessus du seuil d'émission Tcherenkov dans la cascade par unité d'énergie.

Pour obtenir le nombre de photons Tcherenkov émis vers chaque module optique, le nombre total de photons Tcherenkov  $N_{\gamma}^{tot}$  est pondéré par les distributions longitudinale et angulaire suivantes :

- la distribution longitudinale du rayonnement Tcherenkov d'une gerbe peut être décrite par la formule suivante :

$$(36) \quad x_{long}(E, z) = \frac{1}{N_{\gamma}} \frac{\partial N_{\lambda}}{\partial z}(E, z) = b_1 \frac{(b_1 z)^{a-1} \cdot \exp(-b_1 z)}{\Gamma(a)}$$

où  $b_1 = 1,768$ ,  $a = 2,03 + 0,604 \cdot \ln(E)$ ,  $E$  en GeV,  $z$  et  $dz$  en mètres.

- La distribution angulaire des photons émis par unité d'angle solide est reproduite par la formule ci-dessous :

$$(37) \quad x_{ang}(\theta) = \frac{1}{N_{\gamma}} \frac{\partial N_{\lambda}}{\partial \Omega}(\theta) = \sum_{i=1}^3 x_i \cdot \exp\left(-\left| \frac{\theta - \theta_c}{\sigma_i + \varepsilon_i(\theta - \theta_c)} \right|\right)$$

Avec  $\theta_c = 41,27^{\circ}$ ,  $\theta$  en degré,  $\partial \Omega$  en stéradians,

$x_1 = 0,8021 \text{ sr}^{-1}$ ,  $\sigma_1 = 2,33^{\circ}$ ,  $\varepsilon_1 = -0,068$ ,  $x_2 = 0,1247 \text{ sr}^{-1}$ ,  $\sigma_2 = 17,6^{\circ}$ ,  $\varepsilon_2 = 0,401$ ,  $x_3 = 0,1200 \text{ sr}^{-1}$ ,  $\sigma_3 = 23,6^{\circ}$ ,  $\varepsilon_3 = -0,768$  [6] ces paramètres sont sensiblement les mêmes pour les gerbes électromagnétiques et hadroniques.

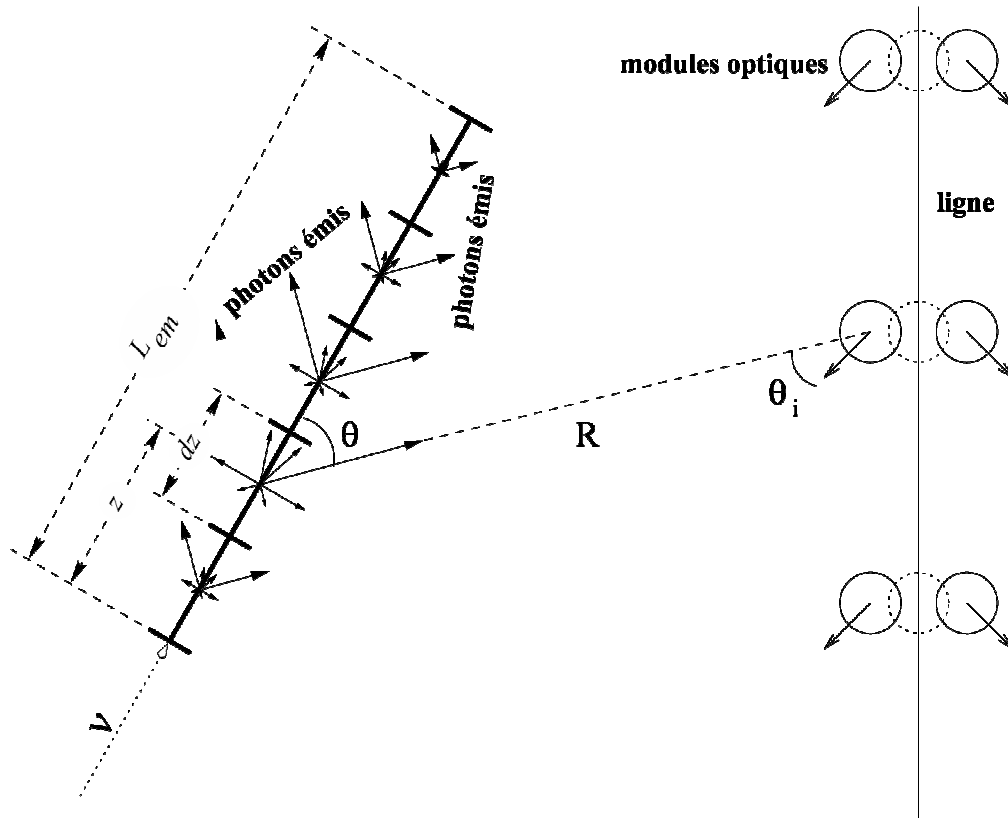


Figure C-6 : Définition des notations employées pour le calcul de l'amplitude théorique des coups sur les PM produits par la lumière Tcherenkov engendrée par une gerbe

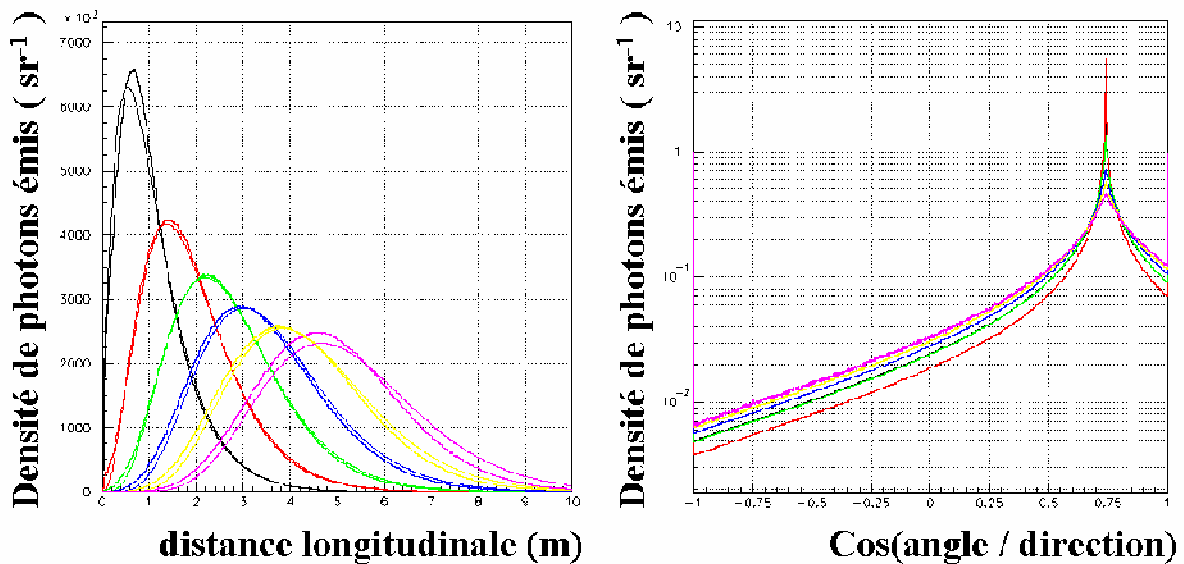


Figure C-7 : Distribution longitudinale (à gauche) et angulaire (à droite), pour des énergies de 1, 10,  $10^2$ ,  $10^3$ ,  $10^4$ ,  $10^5$  GeV. Les courbes montrent les ajustements faits à partir de la paramétrisation du champ de photons utilisée lors de la simulation.

Le nombre de photons Tcherenkov émis du pas de longueur dz situé à la position longitudinale z, vers un module optique sous un angle solide dΩ autour de l'angle θ par rapport à la direction de la cascade est obtenu en combinant les formules (35), (36), (37) :

$$(38) \quad dN_\gamma(E, z, dz, \theta, d\Omega) = N_\gamma^{tot}(E) \cdot x_{long}(E, z) \cdot dz \cdot x_{ang}(\theta) \cdot d\Omega$$

Pour connaître l'amplitude théorique attendue des coups engendrés par la lumière Tcherenkov de la gerbe dans les photomultiplicateurs, il est nécessaire de connaître la réponse du détecteur.

### C.3.1.2 Réponse du détecteur

Afin de connaître le nombre de photoélectrons collectés dans un module optique, il faut tenir compte de l'absorption dans l'eau, le verre et le gel ainsi que de la réponse angulaire, la surface effective et l'efficacité quantique de la photocathode.

Le nombre moyen de photoélectrons produits par un photon Tcherenkov dans un photomultiplicateur situé à une distance R et orienté selon l'angle  $\theta_i$  par rapport à la direction du photon incident peut s'écrire sous la forme :

$$(39) \quad peprob(R, \theta_i) = \frac{\int_{300nm}^{600nm} \frac{1}{\lambda^2} e^{-\frac{R}{L_{abs}(\lambda)}} e^{-\frac{W_{verre}}{L_{verre}(\lambda)}} e^{-\frac{W_{gel}}{L_{gel}(\lambda)}} Q E(\lambda) d\lambda}{\int_{300nm}^{600nm} \frac{1}{\lambda^2} d\lambda} \cdot \frac{S_{PM}^{eff}}{S_{MO}} \cdot \varepsilon(\theta_i)$$

L'intégration s'effectue entre 300 nm et 600 nm pour obtenir une moyenne sur le spectre Tcherenkov. R et  $L_{abs}(\lambda)$  sont respectivement l'épaisseur et la longueur d'absorption dans l'eau,  $W_{verre}$  et  $L_{verre}(\lambda)$  celle du verre et  $W_{gel}$  et  $L_{gel}(\lambda)$  celle du gel,  $QE(\lambda)$  l'efficacité quantique,  $S_{PM}^{eff}$  la surface effective,  $\varepsilon(\theta_i)$  la réponse angulaire de la photocathode et  $S_{MO}$  la surface du module optique. Cette probabilité de donner un photoélectron peut être approchée par la formule suivante :

$$(40) \quad peprob(R, \theta_i) \approx a_{eff} e^{-\frac{R}{b_{eff} L_{abs}^0}} \cdot \frac{S_{PM}^{eff}}{S_{MO}} \cdot \frac{1}{N} (a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3 + a_4 x^4)$$

avec  $a_{eff} = 0,12$ ,  $b_{eff} = 0,65$ ,  $L_{abs}^0 = 55$  m est le maximum de la longueur d'absorption dans l'eau pour une longueur d'onde d'environ 470 nm,  $x \equiv \theta_i + \theta_{Tcherenkov} + \theta_s \equiv \theta_i + 58^\circ$ ,  $\theta_s$  est une correction systématique provenant des mesures de la réponse angulaire de photomultiplicateur [35]. Pour les photomultiplicateurs de 10'' Hamamatsu utilisés dans ANTARES,  $S_{PM}^{eff} = 440$  cm<sup>2</sup>,  $N = 84$ ,  $a_0 = 59,11$ ,  $a_1 = 0,52258$ ,  $a_2 = 0,60944 \cdot 10^{-2}$ ,  $a_3 = -0,16955 \cdot 10^{-3}$ ,  $a_4 = 0,60929 \cdot 10^{-6}$ .

L'amplitude théorique du signal observé par les photomultiplicateurs est alors donnée par :

$$(41) \quad a_{th} = dN_\gamma(E, z, dz, \theta, d\Omega) \cdot peprob(R, \theta_i)$$

En supposant que la réponse en charge du photomultiplicateur est linéaire, l'amplitude observée est dispersée autour de cette valeur théorique selon une distribution de Poisson de variance  $\sigma_a^2 = \sigma_{spe}^2 \cdot n_{pe}$ , où  $\sigma_{spe}^2 = 30\%$  est la variance mesurée pour les signaux à un photoélectron.

Le temps d'arrivée théorique de ces photoélectrons est  $T_{th} = t_0 + z/c + R \cdot n/c$ . Le temps d'arrivée mesuré est dispersé autour de cette valeur théorique selon une distribution normale de variance  $\sigma_t^2 = \sigma_{TTS}^2 / a_m$ , où  $a_m$  est l'amplitude mesurée et  $\sigma_{TTS}$  est l'écart-type de la dispersion des temps de transit (Transit Time Spread) pour des événements à un seul photoélectron. Pour les photomultiplicateurs de 10'' de Hamamatsu,  $\sigma_{TTS} = 1,26$  ns.

### C.3.2 Définition des coups

Ce code utilise trois sous-ensembles distincts de « coups », c'est-à-dire de photoélectrons (pe) numérisés par l'acquisition. Un photoélectron correspond à un seul photon ayant arraché un électron au niveau de la photocathode du photomultiplicateur. Chaque sous-ensemble correspond à des sélections adaptées aux différentes étapes de la reconstruction. Ces sélections permettent d'améliorer la proportion de coups dus au signal par rapport à ceux engendrés par le bruit de fond optique (la bioluminescence et le  $^{40}\text{K}$ ). Les trois niveaux de sélection sont définis de la manière suivante :

- le niveau 0 correspond à tous les coups d'amplitude  $a_{MO}$  supérieure au seuil de déclenchement des photomultiplicateurs, c'est-à-dire  $a_{MO} > 0,5$  pe ;
- le niveau 1 définit les coups en coïncidence locale, c'est-à-dire des coups appartenant à une paire sur un même étage de photomultiplicateurs et espacés en temps de moins de 15 ns, ou les coups de forte amplitude, c'est-à-dire  $a_{MO} > 3$  pe ;
- le niveau 2 est constitué des coups de forte amplitude, c'est-à-dire  $a_{MO} > 3$  pe.

Ces critères correspondent schématiquement à ceux retenus pour le fonctionnement réel du détecteur ANTARES et en particulier aux conditions utilisés pour les différents niveaux de déclenchement de l'acquisition développées au chapitre précédent. Cette sélection constitue implicitement un premier filtrage des coups. Cependant, chacun de ces lots contient une part de bruit de fond. En effet deux désintégrations de  $^{40}\text{K}$  simultanées peuvent donner deux coups en coïncidence fortuite ou un coup de forte amplitude n'importe où sur le détecteur et n'importe quand. Afin de limiter la contamination des données par ce bruit de fond optique, il est nécessaire d'appliquer un filtre défini au paragraphe C.3.4.

Les Figure C-8, Figure C-9 et Figure C-10 représentent les distributions des coups de niveau 0,1 et 2 en fonction de l'énergie engendrée pour les simulations des neutrinos électroniques, neutrinos muons interagissant par courant chargé et pour les muons atmosphériques. La Figure C-8 montre qu'en première approximation, l'énergie déposée par un neutrino électronique est proportionnelle à la lumière détectée par les photomultiplicateurs. Cette corrélation est utilisée par la suite par le code de reconstruction de gerbe. De plus, la différence des distributions selon le type d'événements simulés est liée à leur topologie et à la quantité d'énergie déposée dans le détecteur. Cette caractéristique permettra dans le chapitre C de discriminer le signal de  $\nu_e$  du bruit de fond des muons.



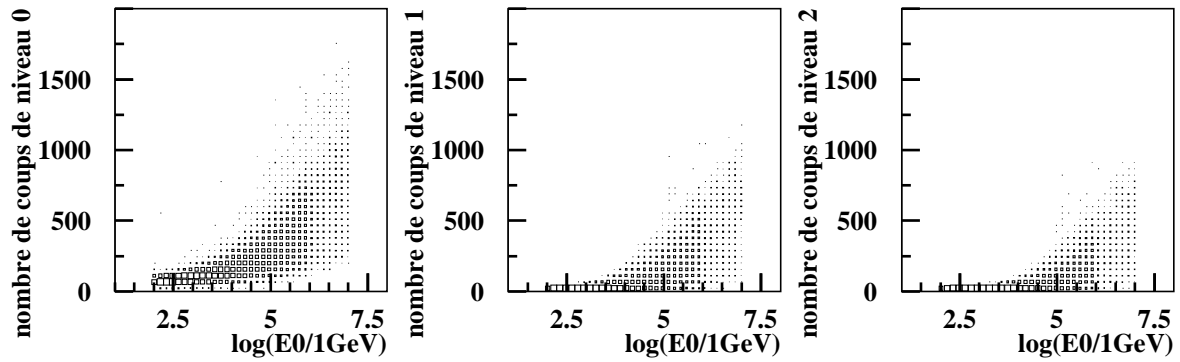


Figure C-8 : Distributions du nombre de coups de niveau 0, 1 et 2 en fonction du logarithme décimal de l'énergie Monte Carlo, pour une simulation de neutrinos électroniques interagissant par courant chargé sur  $4\pi$  stéradians.

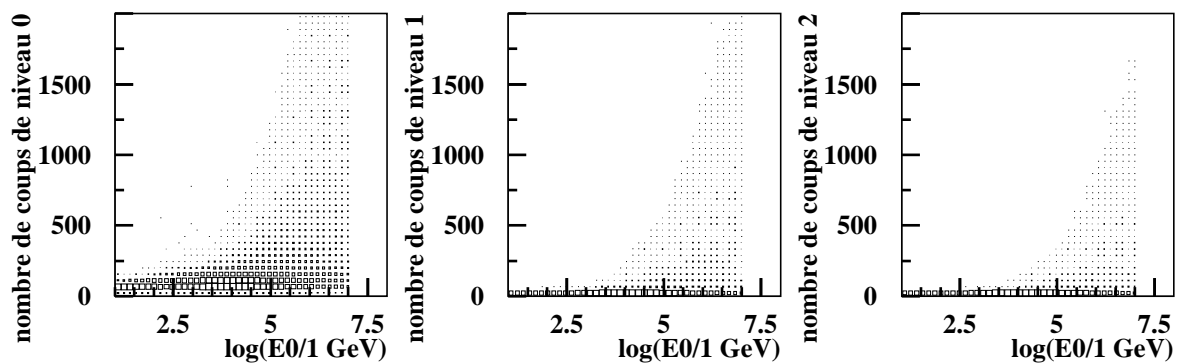


Figure C-9 : Distributions du nombre de coups de niveau 0, 1 et 2 en fonction du logarithme décimal de l'énergie Monte Carlo, pour une simulation de neutrinos muon interagissant par courant chargé sur l'hémisphère inférieur au détecteur.

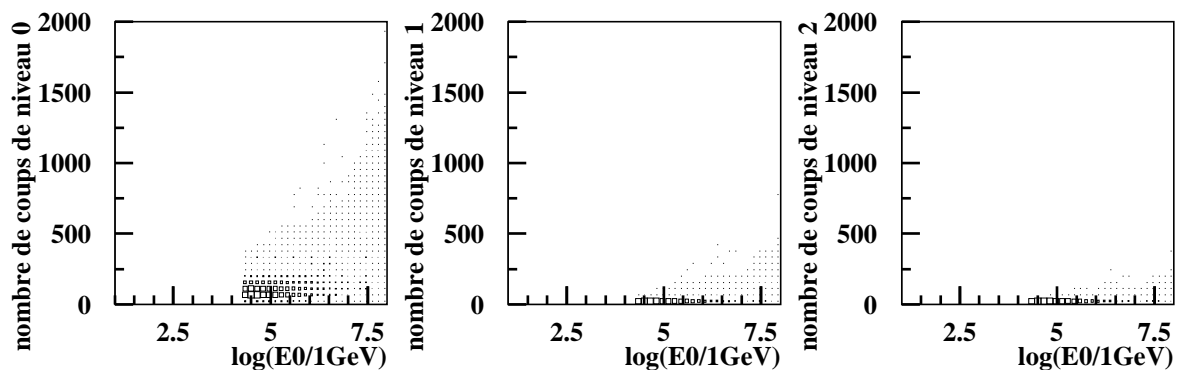


Figure C-10 : Distributions du nombre de coups de niveau 0, 1 et 2 en fonction du logarithme décimal de l'énergie Monte Carlo du primaire, pour une simulation de muons atmosphériques

### C.3.3 Déclenchement

La condition de déclenchement de la reconstruction doit permettre d'éviter une perte de temps de calcul en essayant de reconstruire des événements manquant d'information, ou ne vérifiant pas les critères de reconstruction.

Les évènements physiques reconstituables potentiellement intéressants peuvent impliquer des conditions de déclenchement variées. Dans le cas d'une cascade de haute énergie qui peut être assimilée à un dépôt d'énergie localisé, une condition de déclenchement tridimensionnelle s'impose. Cette condition, justifiée par la suite (C.3.5), est constituée des contraintes suivantes :

- Le nombre de coups de niveau 1 doit être strictement supérieur à 5 ;
- le nombre de lignes touchées par des coups de niveau 2 doit être strictement supérieur à 1 ;
- le nombre d'étages touchés par des coups de niveau 2 doit être strictement supérieur à 4.

### C.3.4 Filtrage du bruit de fond optique

Le filtrage du bruit de fond optique doit être adapté à la topologie des évènements qui sont reconstruits. Comme expliqué par la suite, les temps d'arrivée des photons correspondant au signal doivent être compatibles avec l'hypothèse d'une onde lumineuse sphérique, à quelque dizaine de nanosecondes près. Donc, dès que l'estimation de la position et du temps de la gerbe est faite, il est possible de calculer pour chaque PM touché, le temps prévu d'arrivée d'un signal sphérique, afin d'éliminer les coups qui seront en net décalage temporel avec cette hypothèse, non pour autant, nécessaires à une bonne reconstruction et à une bonne discrimination des muons.

En contre partie, ce filtrage ne doit pas supprimer trop d'information. Tout d'abord, parce qu'il est important d'avoir le maximum de coups provenant de la cascade afin de la reconstruire avec la meilleure précision possible. La seconde raison intervient lorsqu'il s'agit de ne pas confondre une cascade provenant d'un muon atmosphérique avec une cascade provenant de l'interaction d'un neutrino. En effet, si le filtrage supprime tous les coups qui sont en décalage temporel avec l'hypothèse d'une onde sphérique, il existe un risque de perdre toute l'information sur le muon qui permettrait de rejeter cet évènement comme étant probablement du bruit de fond dû à un muon atmosphérique.

Le filtrage a pour objectif de supprimer les événements dépendants du bruit optique de 60 kHz dans la simulation pour les coups de niveau 0, ce qui correspond à 120 Hz pour le niveau 1 et à 20 Hz pour le niveau 2.

L'algorithme calcule, dans un premier temps, le nombre moyen de coups provenant du bruit optique pendant la fenêtre temporelle de déclenchement de l'acquisition sur tout le détecteur. Il estime la limite,  $N^{90}$ , à 90% de niveau de confiance en admettant que la fluctuation des coups du bruit suit une distribution de Poisson. La dernière étape consiste à supprimer exactement les coups les plus en décalage avec l'hypothèse d'une onde sphérique, se propageant à la vitesse  $v=c/n$ , à partir d'une position du vertex de référence.

Ce filtrage est appliqué à trois reprises sur les différents niveaux de sélection des coups tout au long de la reconstruction. La première utilisation de ce filtre s'effectue après l'estimation de la position sur le lot de niveau 1 juste avant le pré-ajustement, en utilisant comme point d'émission de la lumière la position estimée. Sa seconde exécution est juste après ce pré-ajustement en prenant la position pré-ajustée comme référence d'émission des coups de niveau 2. Sa dernière application est avant l'ajustement final, sur tous les coups de niveau 0 en utilisant la position du vertex pré-ajustée.

### C.3.5 L'algorithme de reconstruction

L'algorithme de reconstruction suit les étapes suivantes ; estimation de l'énergie, estimation et pré-ajustement de la position, estimation et pré-ajustement de la direction, ajustement final de la direction et de l'énergie. Chacune de ces étapes est décrite dans ce qui suit. Les différentes minimisations effectuées tout au long de ce code utilisent les fonctions Minimize et Hesse (pour le calcul des erreurs) de Minuit.

#### C.3.5.1 Estimation de l'énergie

L'énergie est estimée à partir d'un échantillon de données Monte Carlo. Elle utilise un ajustement réalisé à partir de la relation entre l'énergie engendrée et la somme des amplitudes des tous les coups de niveau 1 sélectionnés. Il s'agit d'une relation de proportionnalité due au fait que le nombre total de photons émis est directement relié à l'énergie, cf. l'équation (33) (un neutrino de 100 GeV produira environ 16 millions de photons Tcherenkov alors qu'un neutrino de 100 TeV en produira mille fois plus). Afin que cet estimateur ne soit pas biaisé par les pertes d'efficacité de détection pour les événements interagissant en dehors du volume instrumenté, cette relation est définie à partir des événements engendrés à l'intérieur du volume de détection, de rayon 100 m et de hauteur 356 m avec comme point d'origine le barycentre des PM. Elle ne peut donc être appliquée que dans les mêmes conditions. Il sera donc nécessaire de se limiter, dans la suite de l'étude, aux événements reconstruits dans le volume instrumenté.

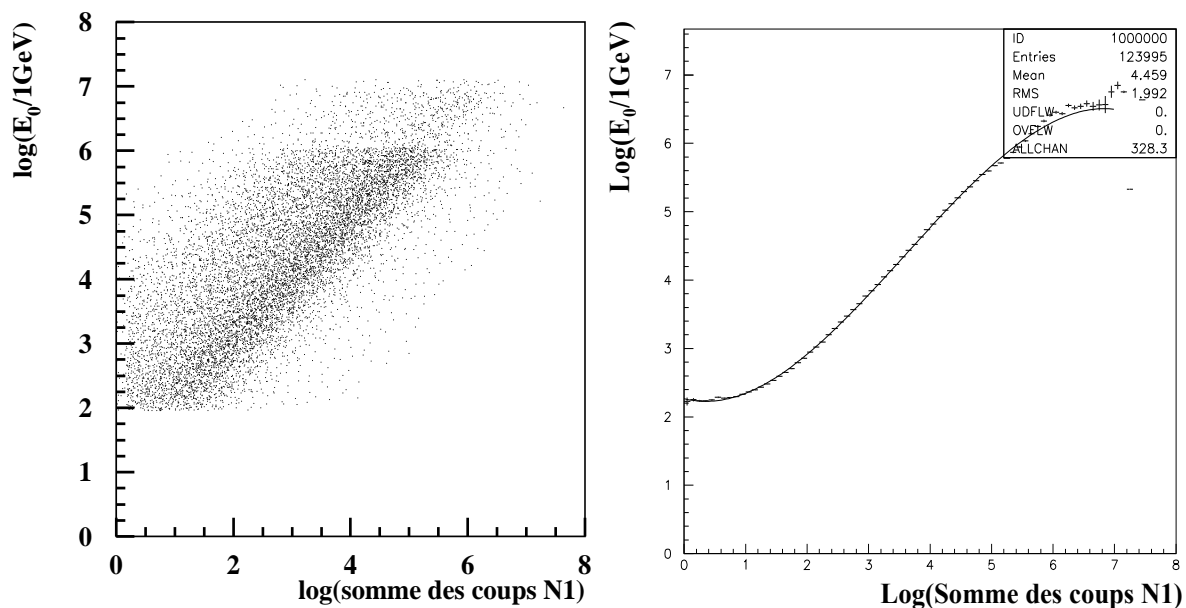


Figure C-11: Logarithme décimal de l'énergie engendrée en fonction de la somme des amplitudes des coups de niveau 1 (à gauche), interpolation par un polynôme du troisième degré (à droite). Les barres d'erreur sont uniquement dues à la statistique.

Les Figure C-11 représentent la distribution du logarithme décimal de l'énergie en fonction de celui de la somme des coups de niveau 1. Le décrochage observé sur la figure de droite dans la dernière décade d'énergie engendrée ( $10^6$ - $10^7$  GeV) provient de la diminution de la statistique pour cette gamme d'énergie conséquence de l'augmentation linéaire du temps de

calcul avec l'énergie, cf. C.2.3.1. L'interpolation appliquée sur la figure de gauche est un polynôme du quatrième ordre, elle est définie par la relation suivante :

$$(42) \quad \log_{10}(E_{est}) = b_0 + b_1 \cdot \log_{10} \left( \sum_{\text{coups de niveau 1}} a_i \right) + b_2 \cdot \log_{10} \left( \sum_{\text{coups de niveau 1}} a_i \right)^2 + b_3 \cdot \log_{10} \left( \sum_{\text{coups de niveau 1}} a_i \right)^3$$

avec  $b_0=2,2666$ ,  $b_1=-0,22801$ ,  $b_2=0,33895$ ,  $b_3=-0,03143$ . Cette relation permet d'obtenir l'énergie centrée et d'écart-type de 0,4 en échelle logarithmique décimale, Figure C-12. L'erreur relative entre l'énergie estimée et l'énergie engendrée est donc à ce stade déjà comparable au facteur 2 à 3 obtenu lors de la reconstruction des événements constitués de muons traversants.

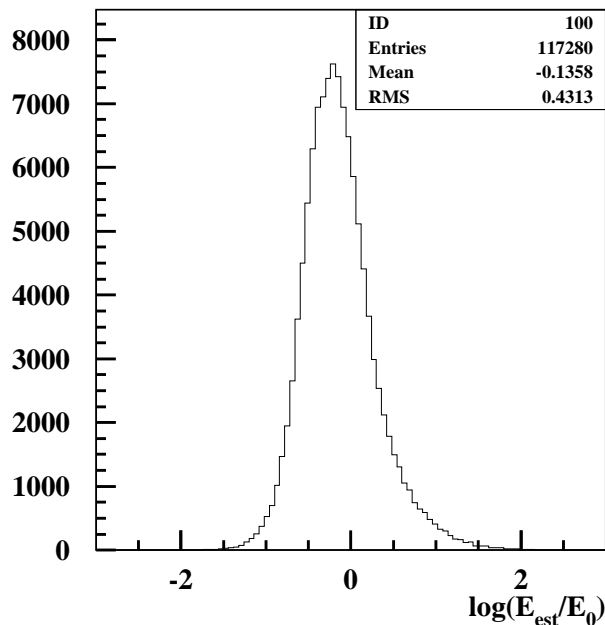


Figure C-12 : Dispersion du logarithme décimal de l'énergie estimée après l'interpolation

### C.3.5.2 Estimation et pré-ajustement de la position

L'estimation et le pré-ajustement de la position sont basés sur une approximation ponctuelle. Ils supposent que toute la lumière est émise en un point de l'espace et au même instant et se déplace comme une onde sphérique à la vitesse de la lumière dans l'eau ( $v=c/n$ ), cf. Figure C-13. Les coups vérifiant au mieux cette approximation sont les coups de niveau 1. La détermination de l'estimation et du pré-ajustement de la position ne considère donc que ces coups. Cette hypothèse peut s'écrire sous la forme d'un  $\chi^2$  minimisé pour déterminer la position pré-ajustée.

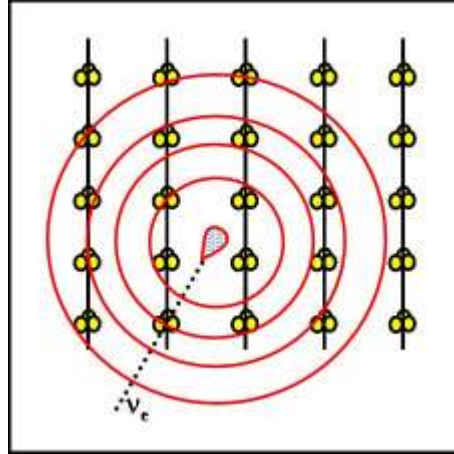


Figure C-13: Schéma de l'onde sphérique engendrée par une gerbe de lumière dans le détecteur.

### Estimation de la position

La première estimation de la position, point de départ pour la minimisation du pré-ajustement de la position et pour le premier filtrage, est simplement donnée par la position et le temps du premier coup de niveau 1 ( $xyz_{t_{prem}}$  position du photomultiplicateur touché) dans la fenêtre de déclenchement compatible avec le coup de plus haute amplitude de l'événement ( $xyz_{t_{ref}}$ ).

Les deux coups sont censés provenir du même phénomène physique, c'est-à-dire le dépôt ponctuel d'énergie donnant des photons se propageant comme une onde sphérique à la vitesse  $c/n$  (vitesse de la lumière dans l'eau). L'écart temporel entre les deux coups en temps doit être inférieur au temps nécessaire à la lumière pour parcourir la distance qui les sépare, à une constante près liée à la résolution en temps des MO et surtout à la non ponctualité stricte de la gerbe. Car malgré l'approximation ponctuelle, les points d'émission des photons engendrant les coups sélectionnés sont différents : le premier coup provient du point d'interaction alors que le coup de plus grande amplitude est issu du cœur énergétique de la gerbe. La différence en temps s'écrit selon la formule suivante.

$$(43) \quad \begin{aligned} |t_{pre} - t_{ref}| &\leq \text{dist}(xyz_{pre}, xyz_{ref}) \cdot \frac{n}{c} + C \\ C &= 2 \cdot \left( L_{em} \cdot \frac{1+n}{c} + \sigma_t \right) \end{aligned}$$

avec  $L_{em}$  la longueur de la gerbe électromagnétique (obtenue à partir de la formule (31) pour l'énergie estimée précédemment),  $\sigma_t \approx 1,3$  ns la résolution temporelle du photomultiplicateur et  $n=1,35$  l'indice de réfraction de la lumière dans l'eau.

Cette expression, le terme  $L_{em}/c$  tient compte du développement de gerbe à la vitesse de la lumière alors que le terme  $L_{em}/(c/n)$  tient compte de la différence de parcours de la lumière dans l'eau issue entre deux points (différence de parcours qui est au maximum égale à la longueur de la gerbe d'énergie estimée).

Cette estimation de la position, illustrée sur la Figure C-14 ((a), (b)) suit la granularité du détecteur. Etant donnée la similitude de comportement de l'abscisse et de l'ordonnée seule l'abscisse est illustrée par la suite. Cette estimation permet d'obtenir des erreurs relatives de l'altitude et l'abscisse centrées en zéro et d'écart-type respectivement 0,18 m et 1,2 m (Figure C-14, (c), (d)). La différence de précision provient de la différence de granularité horizontale et verticale, la distance horizontale entre les photomultiplicateurs est de l'ordre de 65 à 70 m alors que la distance verticale entre les PM est de 14,5 m (cf. description du détecteur B.3.1).

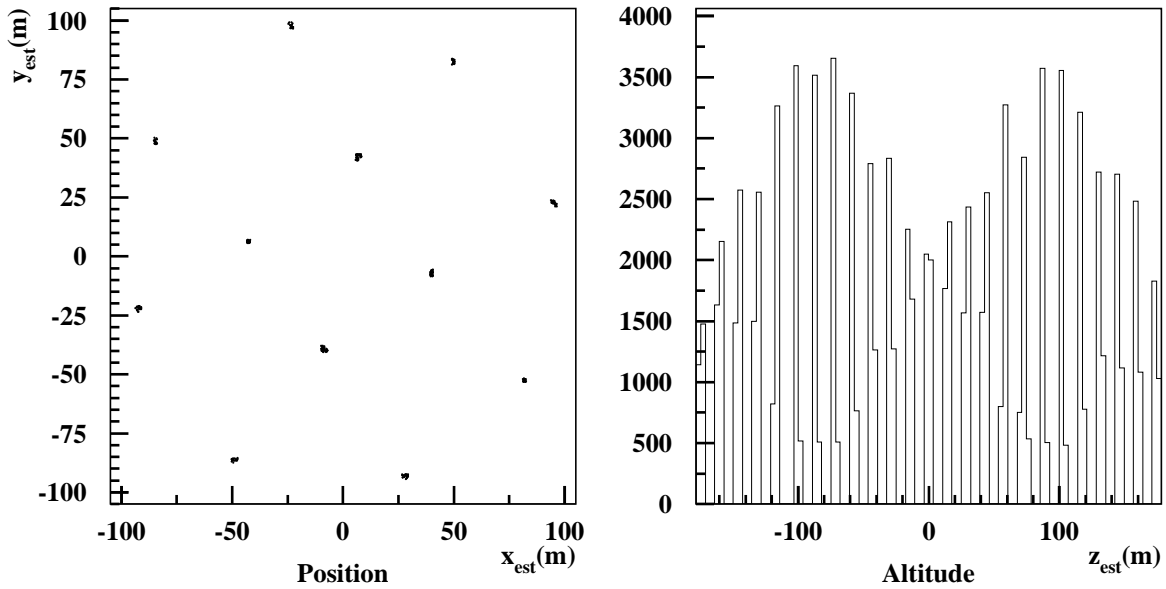


Figure C-14 : Distributions de la position estimée du vertex de l'interaction en mètre : à gauche position estimée dans le plan horizontal, à droite estimation de l'altitude. L'estimation de position s'accumule clairement aux positions des photomultiplicateurs.

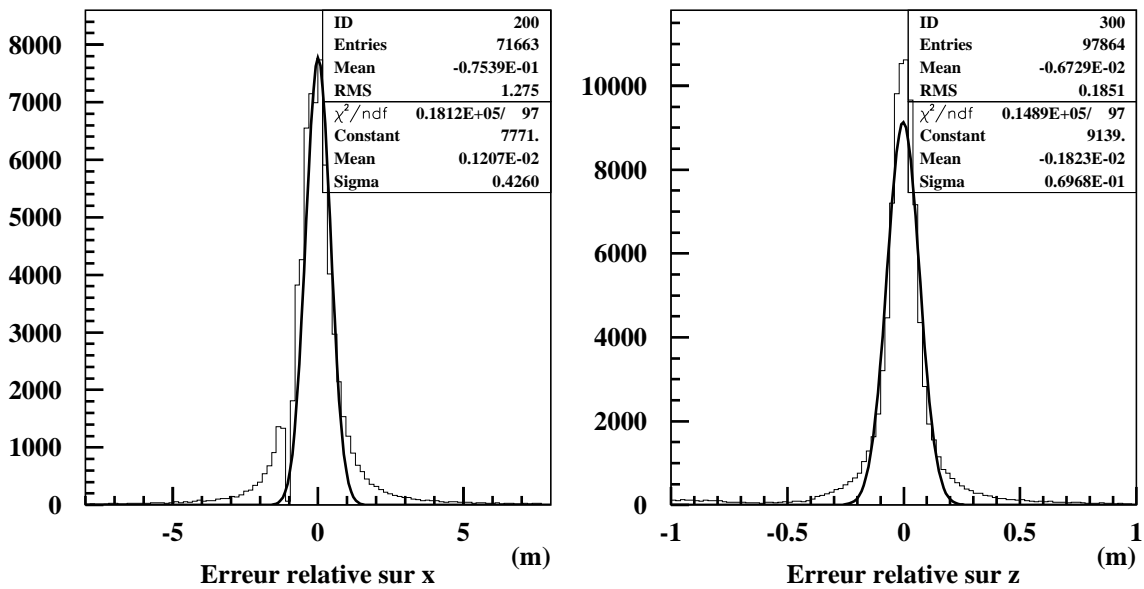


Figure C-15: Erreur relative sur la détermination de l'abscisse estimée (à gauche) et erreur relative sur la détermination de l'altitude estimée (à droite).

### Pré-ajustement

Avant d'effectuer le pré-ajustement de la position, un premier filtrage est appliqué aux coups de niveau 1, utilisés pour cette étape du code, en utilisant le point  $xyzt_{est}$  de l'estimateur précédent comme source d'une onde sphérique.

Ce pré-ajustement est en fait un ajustement final de la position puisqu'il ne sera pas réévalué jusqu'à l'étape finale de la reconstruction.

L'hypothèse d'onde sphérique qui se propage à la vitesse de la lumière dans l'eau  $c/n$ , peut être retranscrite sous forme d'un  $\chi^2$  appelé par la suite  $\chi^2_{sph}$ . La minimisation utilise comme point de départ la première estimation de la position de l'étape précédente. Afin de tenir

compte de l'atténuation de la lumière émise lors de sa propagation dans l'eau, chaque coup est pondéré par son amplitude et sa distance au photomultiplicateur, ce qui permet d'estimer l'amplitude émise à la position du point d'interaction recherchée ( $\omega_{sph}^i$ ). Le résidu du  $\chi^2_{sph}$  est une différence entre le temps d'arrivée du coup et le temps d'émission du photon au vertex en tenant compte du temps de parcours entre ce dernier et le photomultiplicateur touché. La fonction à minimiser est donnée par la formule ci-dessous :

$$(44) \quad \chi_{sph}^2 = \frac{1}{\sum_{\text{coups de niveau } l} \omega_{sph}^j} \sum_{\text{coups de niveau } l} \frac{\omega_{sph}^i * \left( t_i - \left( t_{pf} + \text{dist}(xyz_{pf}, xyz_{OM}) \cdot \frac{n}{c} \right) \right)^2}{2 \cdot \sigma_{sph}^2}$$

avec

$$(45) \quad \omega_{sph}^i = a_i \cdot \text{dist}(xyz_{pf}, xyz_{OM})^2$$

et  $\sigma_{sph} = 2,9 \text{ ns}$

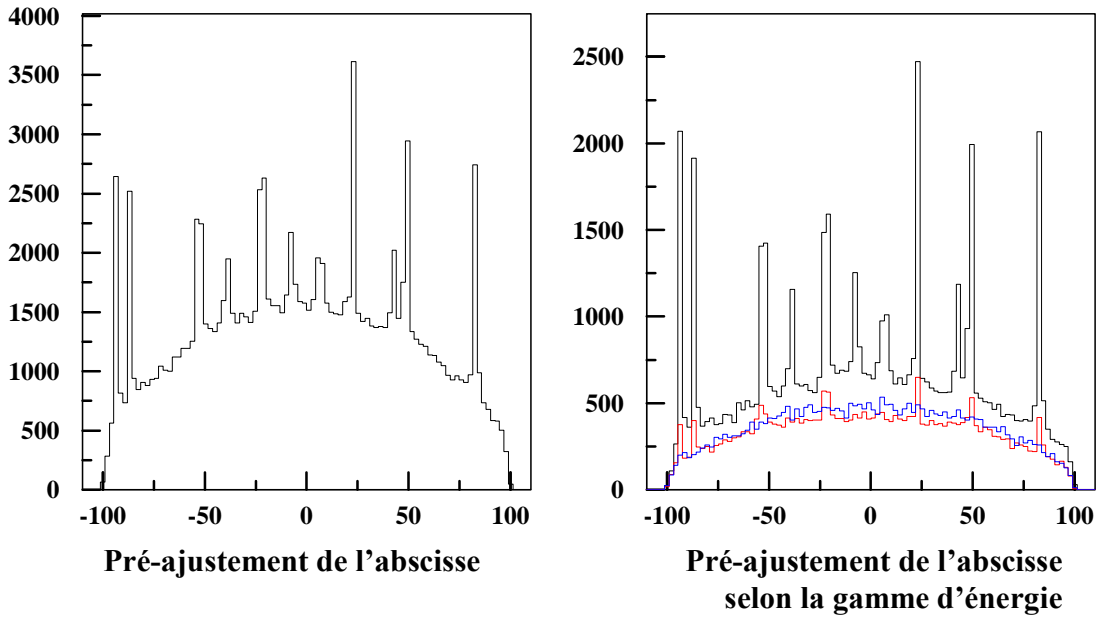


Figure C-16 Distributions de l'abscisse pré-ajustée, (à gauche) sur toute la gamme d'énergie, (à droite) en fonction de gamme d'énergie (en noir les événements d'énergie générée inférieure à  $10^4 \text{ GeV}$ , en rouge d'énergie comprise entre  $10^4$  et  $10^5 \text{ GeV}$ , en bleu d'énergie générée supérieure à  $10^5 \text{ GeV}$ )

Les distributions de l'abscisse et de l'altitude pré-ajustées, Figure C-16 et Figure C-17, présentent des accumulations sur les abscisses et altitudes des photomultiplicateurs qui proviennent de la première estimation de la position, Figure B-11 (le comportement des abscisses et des ordonnées sont toujours comparables, seule celui de l'abscisse est représentée sur les Figure C-16).

L'accumulation aux coordonnées des photomultiplicateurs est d'autant plus importante que l'énergie est basse. Ainsi au dessus de 100 TeV, elle est quasiment inexistante. A ces énergies en effet, le nombre de coups est si important que le détecteur se comporte comme un calorimètre. La répartition de coups vérifie alors parfaitement les hypothèses de départ. Ce

comportement se retrouve sur les distributions des altitudes pour les mêmes raisons (Figure C-17).

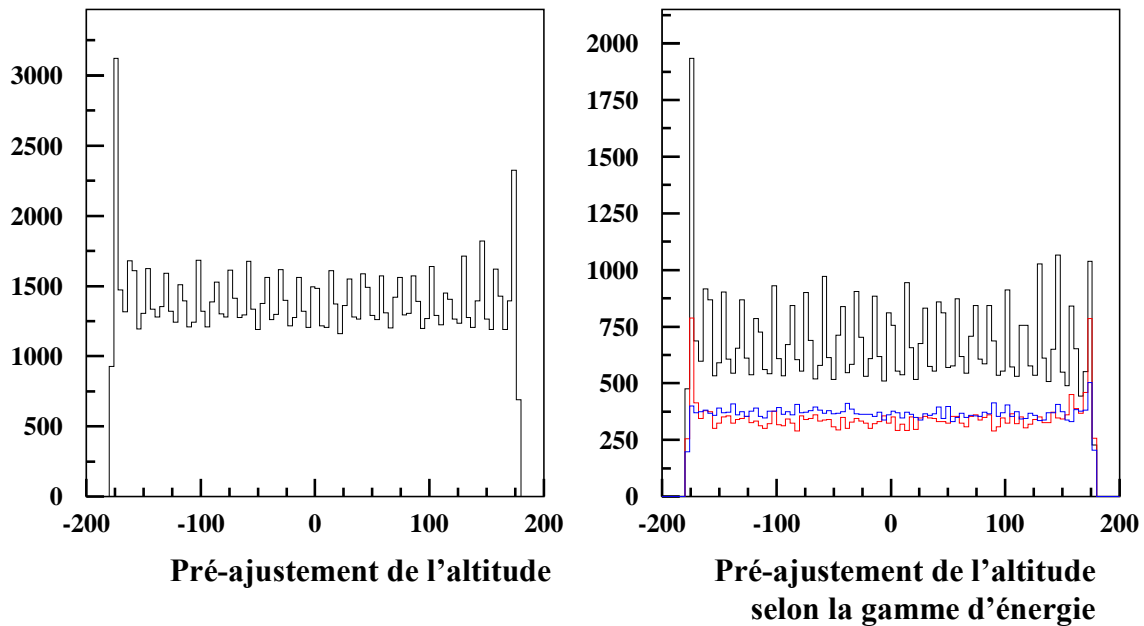


Figure C-17 : Distributions de l'altitude pré-ajustée, (à gauche) sur toute la gamme d'énergie, (à droite) en fonction de gamme d'énergie (en noir les événements d'énergie générée inférieure à  $10^4$  GeV, en rouge d'énergie comprise entre  $10^4$  et  $10^5$  GeV, en bleu d'énergie générée supérieure à  $10^5$  GeV)

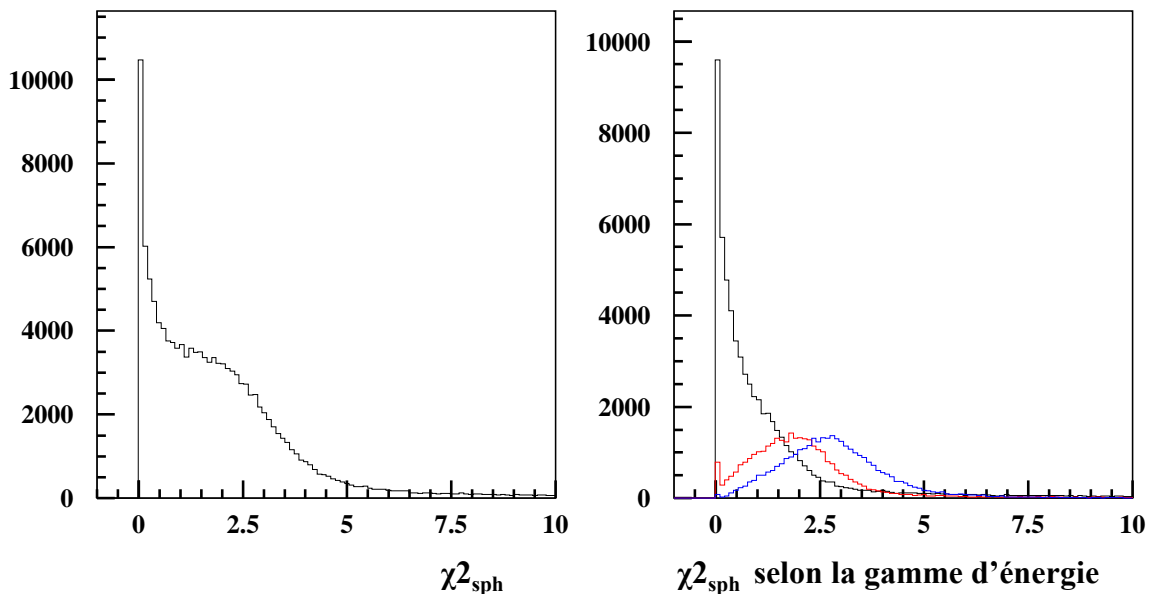


Figure C-18 : Distribution du  $\chi^2$  utilisé pour le pré-ajustement de la position du vertex, à gauche sur toute la gamme d'énergie générée, à droite en fonction de gamme d'énergie (en noir les événements d'énergie générée inférieure à  $10^4$  GeV, en rouge d'énergie comprise entre  $10^4$  et  $10^5$  GeV, en bleu d'énergie générée supérieure à  $10^5$  GeV)

La distribution du  $\chi^2_{\text{sph}}$  obtenu lors de la minimisation, Figure C-18, présente une accumulation anormale d'événements à zéro. Ce phénomène, non physique, disparaît avec l'augmentation de l'énergie. Or, l'énergie est liée au nombre de hits sélectionnés (cf. C.3.5.1). L'étude de la distribution du  $\chi^2_{\text{sph}}$  en fonction des différentes variables liées à la



répartition des coups de niveau 1 sur le détecteur, confirme la dépendance de ce pic en zéro avec le nombre de coups de niveau 1 des événements simulés, comme le montre la Figure C-19.

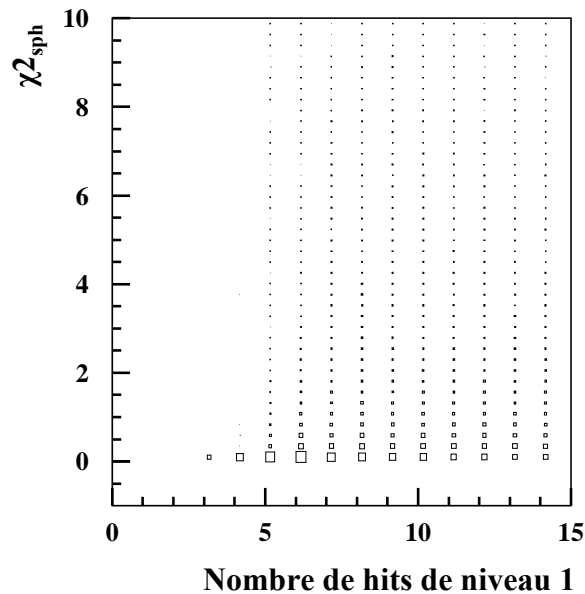


Figure C-19 : Distribution du  $\chi^2$  utilisé pour le pré-ajustement de la position du vertex en fonction du nombre de hits sélectionnés.

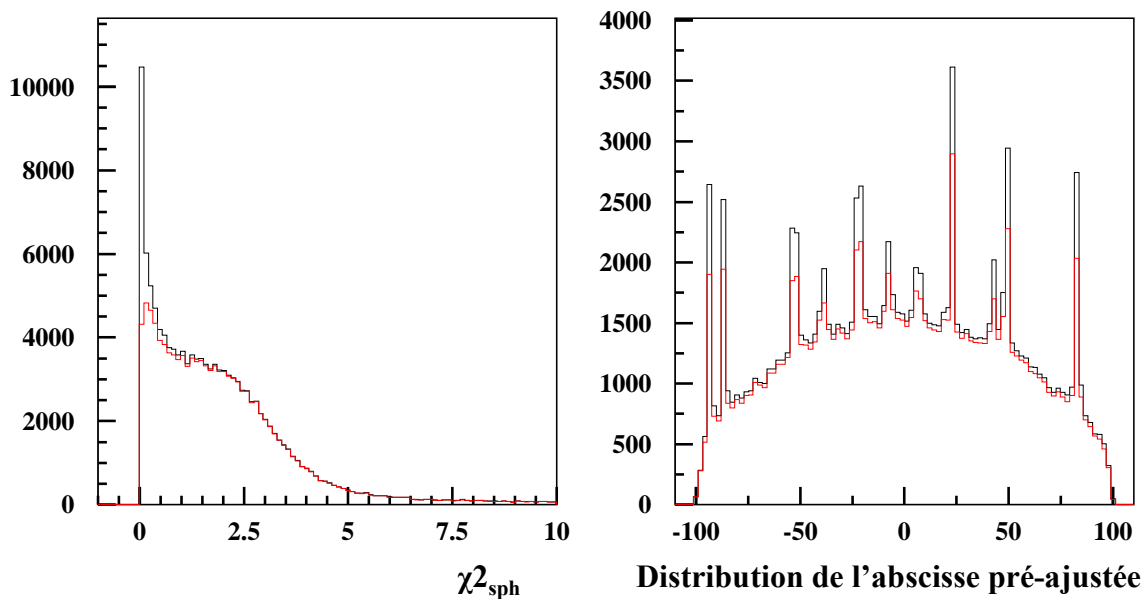


Figure C-20 : A gauche, distribution du  $\chi^2$  du pré-ajustement, en noir avant la coupure sur le nombre de hits sélectionnés, en rouge après la coupure. A droite, distribution de l'abscisse pré-ajustée avant (en noir) et après (en rouge) la coupure sur le nombre de hits sélectionnés.

La Figure C-19 montre qu'en réclamant au moins 5 coups sélectionnés l'accumulation en zéro est fortement atténuée. En effet, la minimisation de pré-ajustement de la position ajuste 4 paramètres, il est donc nécessaire d'avoir au moins 4 équations pour que le système ait une solution unique. Donc la valeur de la coupure doit être supérieure ou égale à 4. Une coupure

à 5 permet de supprimer le maximum d'événements mal ajustés tout en conservant la quasi-totalité des événements bien reconstruits. Le résultat de cette coupure est illustré sur la Figure C-20.

### Résolution

A ce stade de la reconstruction, les résolutions spatiales étudiées sont l'erreur radiale et l'erreur longitudinale. L'erreur radiale est définie comme la distance entre le point d'interaction pré-ajusté et la droite ayant la direction du neutrino incident. L'erreur longitudinale est la distance entre la projection perpendiculaire du vertex pré-ajusté sur l'axe vrai et le maximum de développement de la gerbe. La Figure C-21 représente les erreurs obtenues après coupure. Les erreurs sur ces deux variables sont de quelques mètres, bien inférieures à la distance séparant les étages de détection entre eux, la largeur à mi-hauteur des pics étant de 2,1 m pour l'erreur radiale et de 2 m pour l'erreur longitudinale. Toutefois, les pics de ces erreurs présentent des biais de respectivement +1,4 m et -1,9 m.

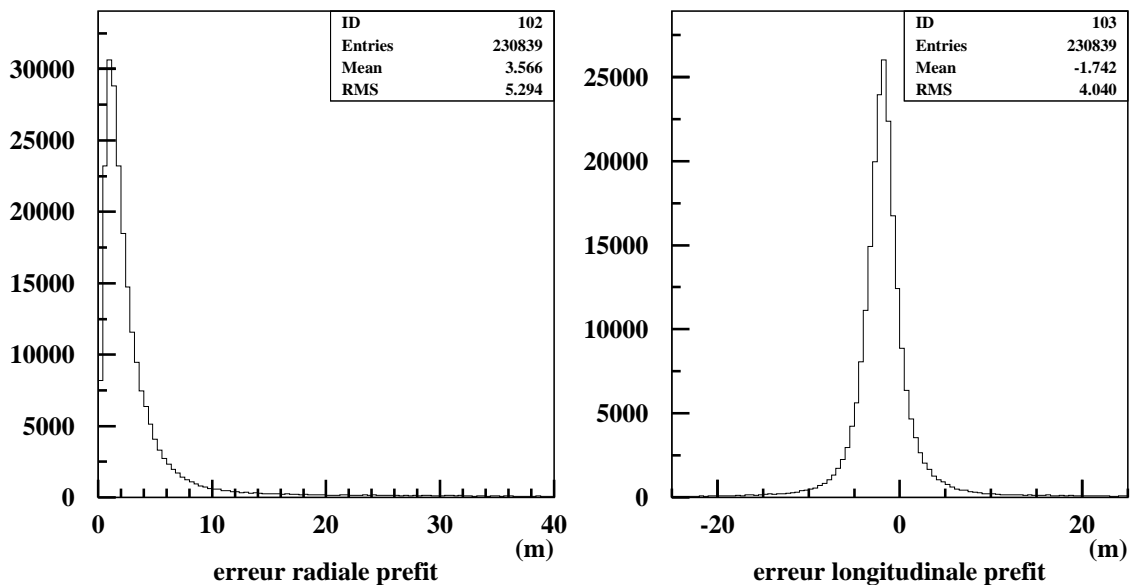


Figure C-21: A gauche, l'erreur radiale obtenue après coupure et à droite l'erreur longitudinale.

#### C.3.5.3 Estimation et pré-ajustement de la direction

L'estimation et le pré-ajustement de la direction supposent que la lumière Tcherenkov issue de la cascade est émise sur un cône fixe dont le sommet est la position pré-ajustée précédemment, de demi angle au sommet égal à l'angle Tcherenkov, et d'axe la direction recherchée. Le modèle physique sous-jacent utilise le fait que le cœur de la gerbe électromagnétique se comporte en première approximation comme une trace, de faible dimension, émettant donc la lumière sur un cône au lieu d'une sphère, cf. Figure C-22. Afin d'être cohérent avec cette approximation, seuls les coups de niveau 2 sont utilisés dans cette étape de reconstruction. Ce niveau de sélection permet de conserver les coups correspondant à la partie la plus énergétique de la gerbe.

Les photons émis au point pré-ajusté se propagent sur ce cône à la vitesse de la lumière dans l'eau,  $c/n$ . Les temps d'arrivée doivent alors correspondre à ceux de la propagation d'une onde plane perpendiculaire à la direction de la cascade à la vitesse  $v_{plan} = \cos(\theta_c) \cdot c/n = c/n^2$ . La

densité de photons sur le plan d'onde n'est pas uniforme, puisque les photons se répartissent sur un anneau dont l'épaisseur et le rayon augmentent avec le temps à la vitesse  $\sin(\theta_c) \cdot c/n$ . Cependant, l'hypothèse d'une onde plane est une approximation qui s'avère suffisante pour estimer la direction correctement. Les deux approximations utilisées à ce niveau du code peuvent être écrites sous forme d'un  $\chi^2$ , appelé  $\chi_c^2$ , décrit par la suite. Ce  $\chi^2$  sera minimisé par Minuit afin d'obtenir le pré-ajustement de la direction  $(\theta_{pf}, \phi_{pf})$ .

Avant d'effectuer ce pré-ajustement, il est nécessaire de sélectionner les coups de niveau 2. Ce filtre, décrit au paragraphe C.3.4, utilise le vertex pré-ajusté,  $xyz_{t_{pf}}$ , obtenu à l'étape précédente comme référence.

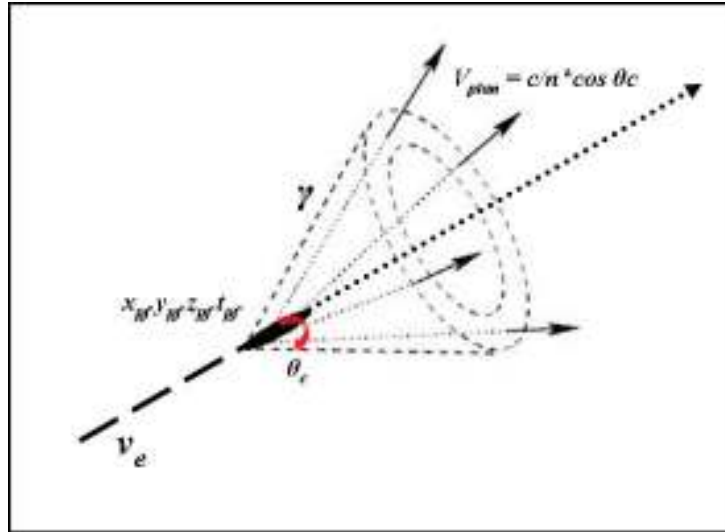


Figure C-22: Schéma du cône de lumière engendré par le cœur énergétique d'une gerbe

### Estimation de la direction

L'estimation de la direction est donnée par la direction moyenne des coups de niveau 2. Afin de tenir compte de la propagation des photons ainsi que de la réponse du photomultiplicateur, chaque coup est pondéré par son amplitude, sa distance parcourue depuis la position pré-ajustée jusqu'au photomultiplicateur (l'amplitude supposée émise) divisée par la probabilité que le photon émis en  $xyz_{pf}$  produise un signal (appelée *peprob*, cf. formule (40))

$$(46) \quad U_{moyen} = \frac{1}{\sum_{\text{coups de niveau 2}} \omega_{plan}^j} \sum_{\text{coups de niveau 2}} \omega_{plan}^i U_{xyz_{pf} - OM^i}$$

avec

$$(47) \quad \omega_{plan}^i = a_i \cdot \text{dist}(xyz_{pf}, xyz_{OM}^i)^2 / \text{peprob}(\text{dist}(xyz_{pf}, xyz_{OM}^i), \theta_i)$$

Où  $U_{moyen}$  est le vecteur directeur unitaire de la direction estimée,  $U_{xyz_{pf} - OM^i}$  le vecteur directeur unitaire de la droite passant par la position du vertex pré-ajustée et par celle du photomultiplicateur touché.

Les Figure C-23 et Figure C-24 présentent respectivement les distributions de l'angle zénithal ( $\theta_{\text{est}}$ ) et azimutal ( $\varphi_{\text{est}}$ ), après application de la coupure sur le nombre de coups de niveau 1 de l'étape précédente.

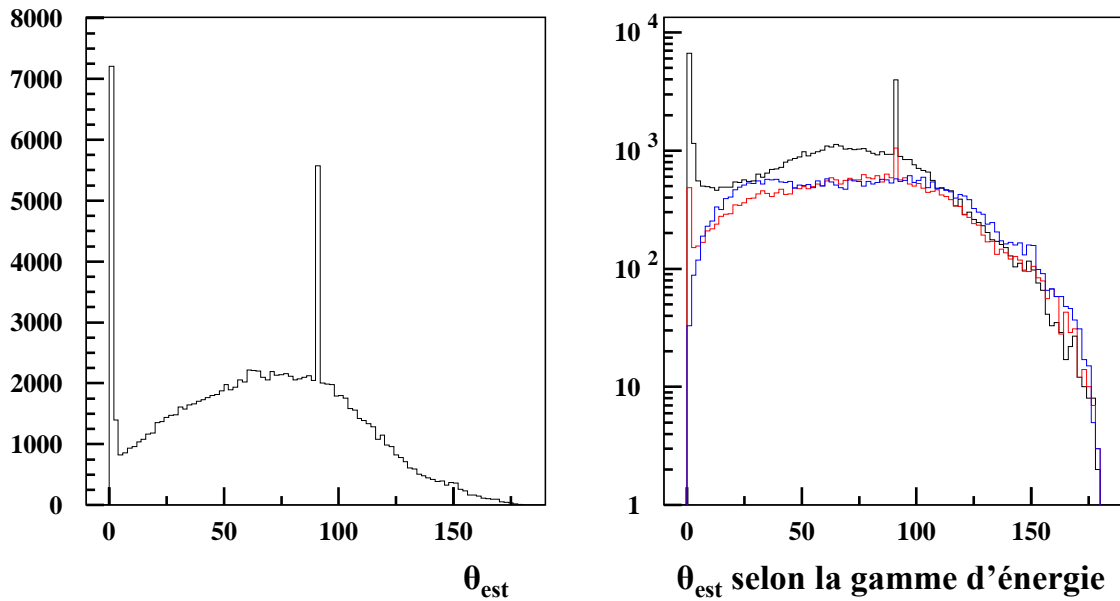


Figure C-23: Distribution de l'angle zénithal estimé sur toute la gamme d'énergie (à gauche), (à droite) distribution en fonction de gamme d'énergie (en noir les événements d'énergie générée inférieure à  $10^4$  GeV, en rouge d'énergie comprise entre  $10^4$  et  $10^5$  GeV, en bleu d'énergie générée supérieure à  $10^5$  GeV).

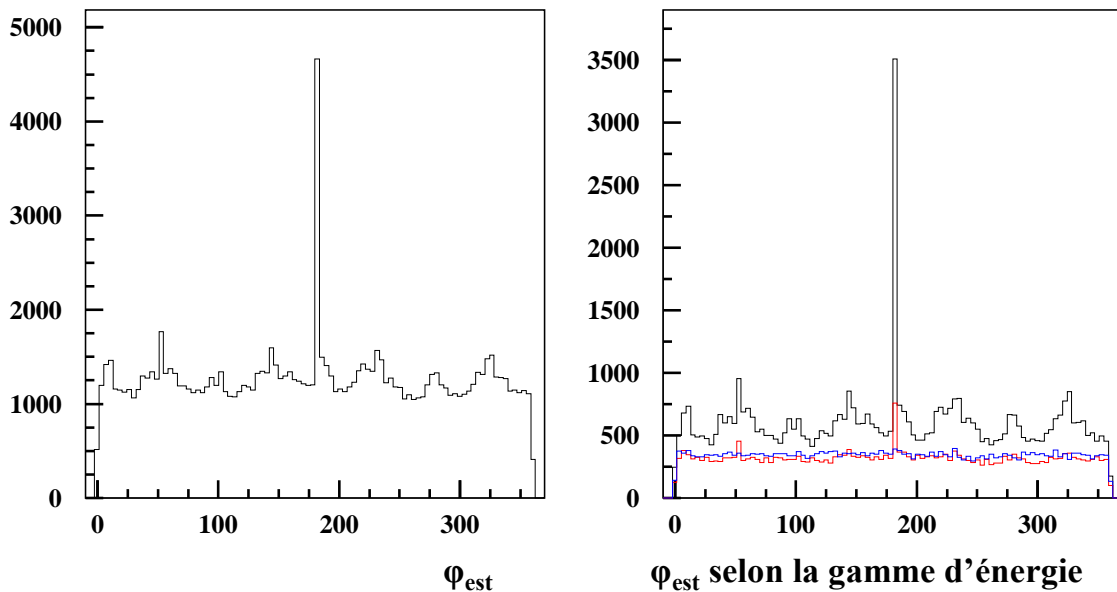


Figure C-24: Distribution de l'angle azimutal estimé sur toute la gamme d'énergie générée (à gauche), (à droite) distribution en fonction de gamme d'énergie (en noir les événements d'énergie générée inférieure à  $10^4$  GeV, en rouge d'énergie comprise entre  $10^4$  et  $10^5$  GeV, en bleu d'énergie générée supérieure à  $10^5$  GeV)

Les distributions ainsi obtenues présentent des accumulations non physiques. L'angle zénithal,  $\theta_{\text{est}}$ , a deux singularités en 0 et  $90^\circ$ , alors que la distribution de l'angle azimutal,  $\varphi_{\text{est}}$ , présente plusieurs pics, dont un prédominant à  $180^\circ$ , répartis de manière quasi-périodique. À part ces irrégularités, la distribution de  $\varphi_{\text{est}}$  est globalement plate, alors que celle de  $\theta_{\text{est}}$  est

bombée avec un maximum au environ de  $70^\circ$ . Elle semble corrélée à l'orientation des modules optiques, cette corrélation sera rediscutée après le pré-ajustement de la direction. Par ailleurs, les distributions par décades mettent en évidence la diminution de ce phénomène avec l'augmentation de l'énergie. Ces pics proviennent donc d'événements peu lumineux. Cependant, la périodicité de l'angle azimutal est difficile à interpréter.

Au contraire, comme le prouve la distribution du cosinus de l'angle zénithal en fonction du nombre de lignes touchées par des coups de niveau 2 (Figure C-25), les pics de la distribution de  $\theta_{\text{est}}$  correspondent à des événements purement verticaux ou horizontaux, susceptibles de ne passer à proximité que d'une seule ligne. Il n'est pas étonnant que les événements verticaux ou horizontaux ne donnant des coups de niveaux 2 sur une ligne ou même aucune ligne ne permettent pas de donner une estimation de la direction moyenne.

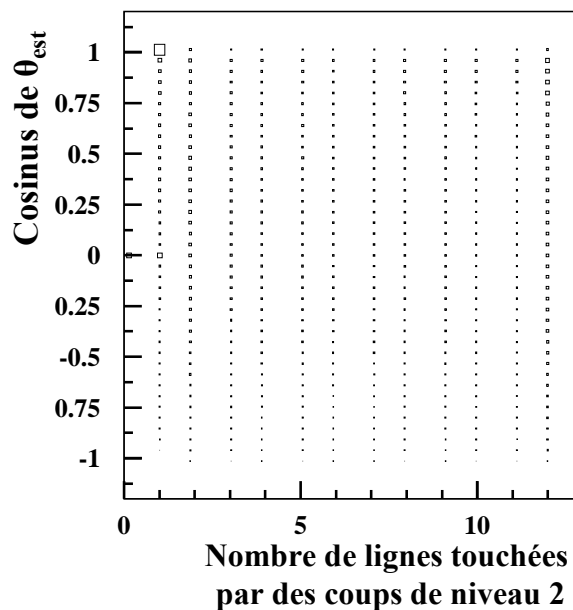


Figure C-25 : Cosinus de l'angle zénithal  $\theta_{\text{est}}$  en fonction du nombre de lignes touchées par les coups de niveau 2, la surface des rectangles est proportionnelle au nombre d'événements Monte Carlo mis en jeu.

Une coupure sur le nombre de lignes touchées par des coups de niveau 2 est donc appliquée. La valeur utilisée est directement donnée par la Figure C-25: le nombre de lignes touchées par des coups de forte amplitude doit être supérieur ou égal à 2.

La Figure C-26 illustre l'évolution des distributions de la direction moyenne estimée en fonction des deux coupures appliquées jusqu'ici, nombre de coups de niveau 1 plus grand que 5, et nombre de lignes touchées par des coups de niveau 2 supérieur ou égal à 2. La seconde coupure sur le nombre de lignes touchées par des coups de niveau 2 permet de supprimer les pics en  $0$  et  $90^\circ$  de  $\theta_{\text{est}}$ , ainsi que le pic en  $180^\circ$  pour  $\varphi_{\text{est}}$ . Cependant, le comportement périodique observé sur la distribution de l'angle azimutal, bien qu'atténué, est toujours présent.

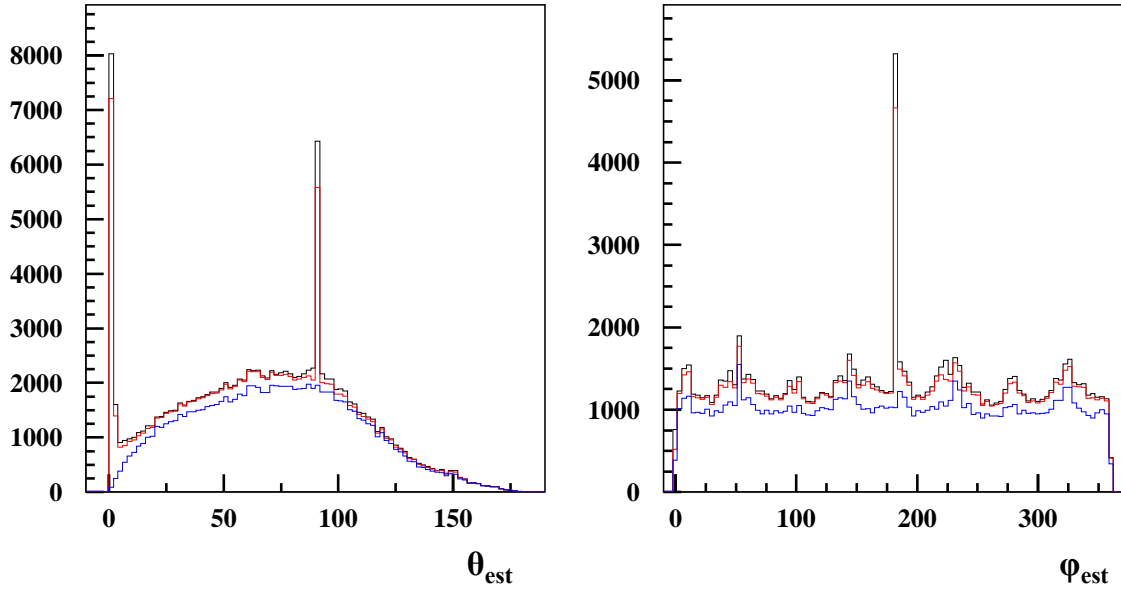


Figure C-26 : Distribution de l'angle zénithal estimé (à gauche), celle de l'angle azimutal estimé (à droite). Les courbes noires représentent les distributions sans coupures, les courbes rouges celles obtenues après la coupure sur le nombre de coups de niveau 1, et en bleu les distributions après la coupure sur le nombre de lignes touchées par des coups de niveau 2.

### Pré-ajustement de la direction

Le modèle d'onde plane est retranscrit sous la forme d'un  $\chi^2$  appelé par la suite  $\chi^2_{plan}$ . La minimisation utilise comme point de départ l'estimation de la position de l'étape précédente. Afin de tenir compte de la propagation des photons ainsi que de la réponse du photomultiplicateur, chaque coup de niveau 2 utilisé est pondéré par son amplitude, sa distance au photomultiplicateur divisée la probabilité que le photon émis en  $xyz_{pf}$  produise un signal (appelée peprob, défini au 1.4 par la formule (7)).

$$(48) \quad \chi^2_{plan} = \frac{1}{\sum_{\text{coups de niveau 2}} \omega_{plan}^j} \sum_{\text{coups de niveau 2}} \frac{\omega_{plan}^i * \left[ xyz_{OM}^i \cdot xyz_{pf} \cdot U_{pf} - (t_{OM}^i - t_{pf}) \frac{c}{n^2} \right]^2}{2 \cdot \sigma_{i,\theta}^2}$$

avec

$$(49) \quad \sigma_{i,\theta} = \left[ (t_{OM}^i - t_{pf}) \cdot \frac{c}{n} \cdot \sin \theta_c \cdot \sigma_\theta \right]$$

où  $U_{pf}$  est le vecteur directeur unitaire de la direction recherchée,  $xyz_{OM}^i \cdot xyz_{pf}$  le vecteur directeur de la droite passant par le vertex pré-ajustée et le photomultiplicateur touché et  $\sigma_\theta = 10^\circ$ . Le résidu du  $\chi^2_{plan}$  est une différence de distance entre :

- la distance parcourue selon la direction recherchée par l'onde plane émise en  $xyzt_{pf}$  et détectée par un photomultiplicateur en  $xyzt_{OM}$
- la distance parcourue par une onde plane se propageant à la vitesse  $v_{plan} = \cos(\theta_c) \cdot c/n = c/n^2$  pendant l'intervalle de temps  $(t_{OM}^i - t_{pf})$ .

Les résultats obtenus sont représentés sur la Figure C-27. Ces distributions ne présentent plus les accumulations et la périodicité observées lors de l'estimation.

La Figure C-28 présente les distributions de  $\chi^2_{\text{plan}}$  selon différentes gammes d'énergie après l'application des deux coupures précédentes. Ces distributions présentent une accumulation à zéro à basse énergie. Les événements de faibles énergies ne vérifient donc pas l'approximation d'onde plane utilisée pour l'ajustement.

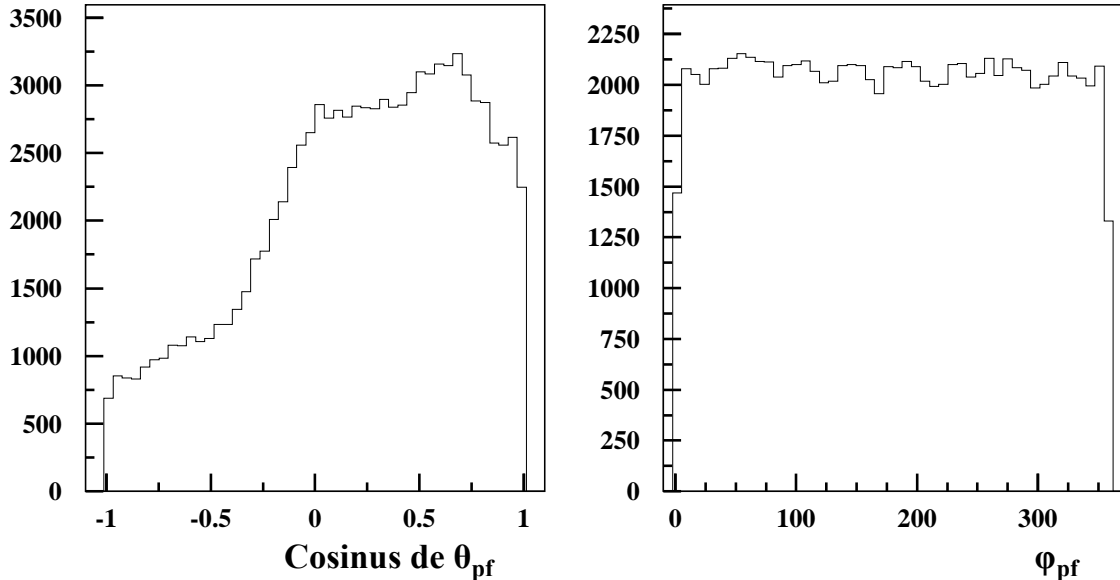


Figure C-27 : Distribution du cosinus de l'angle zénithal pré-ajusté  $\theta_{pf}$  (à gauche) et la distribution de l'angle azimutal pré-ajusté  $\phi_{pf}$  (à droite)

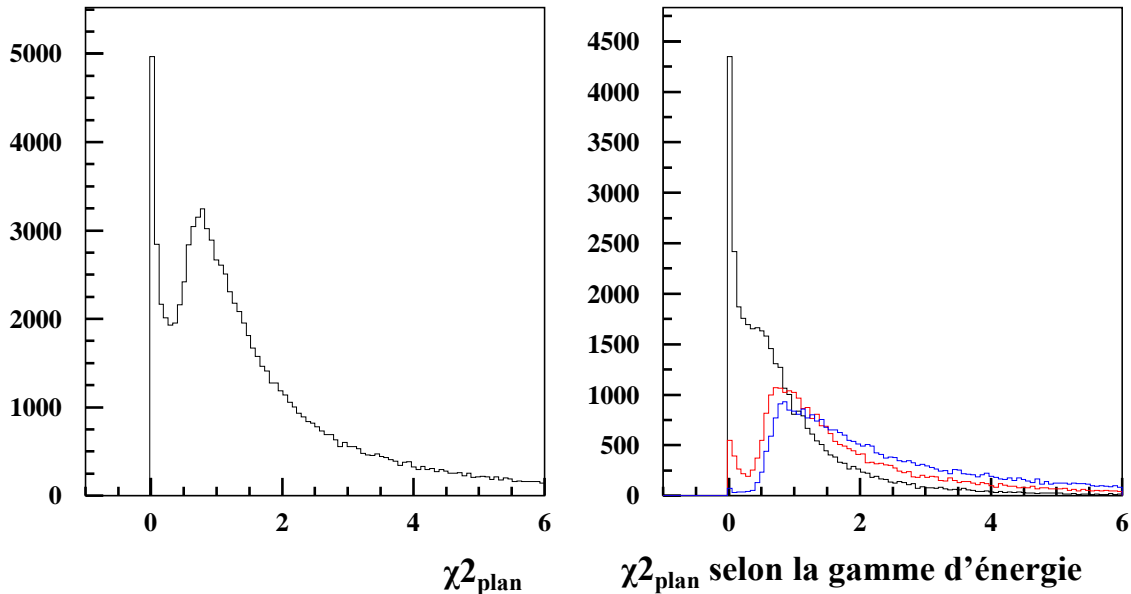


Figure C-28 : Distribution des valeurs du  $\chi^2_{\text{plan}}$  obtenu par minimisation sur toute la gamme d'énergie (à gauche) et (à droite) distribution en fonction de gamme d'énergie (en noir les événements d'énergie générée inférieure à  $10^4$  GeV, en rouge d'énergie comprise entre  $10^4$  et  $10^5$  GeV, en bleu d'énergie générée supérieure à  $10^5$  GeV)

Comme l'énergie est liée au nombre de coups détectés (cf. Figure C-8), afin de comprendre cette singularité, on a étudié l'évolution de la répartition du  $\chi^2_{\text{plan}}$  en fonction de la répartition spatiale de coups de niveau 2 utilisé lors de cette minimisation. La Figure C-29 montre la distribution de  $\chi^2_{\text{plan}}$  en fonction du nombre d'étages touchés par des coups de niveau 2. Une coupure réclamant plus de 5 étages touchés suffit à éliminer le problème comme le montre la Figure C-30.

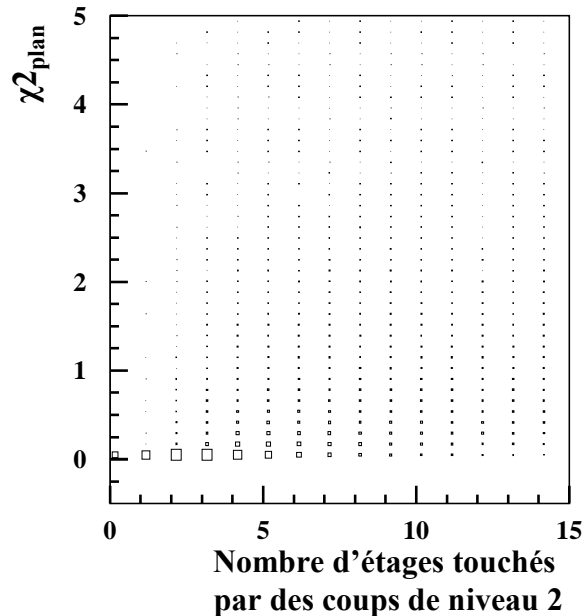


Figure C-29 :  $\chi^2_{\text{plan}}$  en fonction du nombre d'étages touchés par des coups de niveau 2.

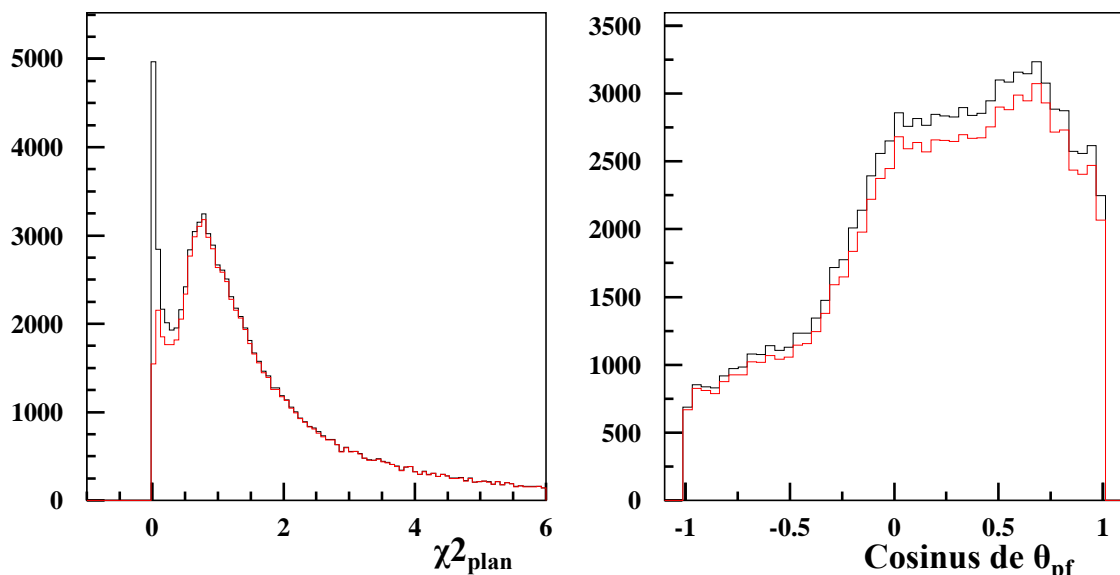


Figure C-30: Distribution des valeurs du  $\chi^2_{\text{plan}}$  (à gauche), distribution de cosinus l'angle zénithal pré-ajusté  $\theta_{\text{df}}$  (à droite), avant coupure sur le nombre d'étages touchés par des coups de niveau 2 en noir et après coupure en rouge.

La minimisation utilise l'approximation d'une onde plane. Or pour définir un plan, il faut au moins trois points dans l'espace. Donc la sélection des événements contenant au minimum 5 points dans l'espace (c'est-à-dire au moins 5 étages touchés par des coups de niveau 2),



permet de se placer dans de meilleures conditions pour que le modèle de trace soit valide. Les Figure C-30, montrent les distributions du  $\chi^2_{\text{plan}}$  et de  $\theta_{\text{pf}}$  après les deux premières coupures en noir puis après la troisième coupure sur le nombre d'étage en violet.

Cette troisième coupure permet de supprimer le pic en zéro de la distribution du  $\chi^2_{\text{plan}}$  tout en conservant la quasi-totalité des événements bien reconstruits ainsi que l'évolution des distributions angulaires, (distribution de l'angle azimutal à venir).

### Résolution

La Figure C-31 représente les erreurs obtenues sur l'angle zénithal  $\theta$ , l'angle azimutal  $\varphi$  et l'erreur angulaire définie comme l'écart angulaire entre la direction vraie et la direction pré-ajustée, appelé  $\alpha_{\text{pf}}$ , après l'application des trois coupures définies précédemment :

- le nombre de coups de niveau 1 strictement supérieur à 5 ;
- le nombre de lignes touchées par des coups de niveau 2 strictement supérieur à 1 ;
- le nombre d'étages touchés par des coups de niveau 2 strictement supérieur à 4.

Les erreurs sur  $\theta_{\text{pf}}$  et  $\varphi_{\text{pf}}$  obtenues sont des distributions (de largeur à mi-hauteur respective 20,9° et 42,3°), avec des queues importantes. Contrairement à l'angle azimutal dont l'erreur est centrée en zéro, l'angle zénithal est sous estimé de 16,4° en moyenne. Ce phénomène pourrait être lié à l'orientation des photomultiplicateurs à 45° sous l'horizontale qui tendrait à favoriser des directions des gerbes plus montantes que la réalité. De plus l'erreur sur l'angle dans l'espace possède deux pics secondaires autour de 40° et 80°. L'accumulation à 80° correspond à des solutions à approximation  $2\theta_c$  comme observées lors de la reconstruction des muons. Celle-ci se fait avec un modèle correspondant à une trace, or certaines configurations des coups conduisent à des résultants différents de deux fois l'angle Tcherenkov correspondant à la détection ambiguë du cône de lumière. En outre pour des gerbes d'angle zénithal supérieur ou égal à 130°, seule une partie de la lumière Tcherenkov peut être détectée : la partie horizontale. Ce signal est donc reconstruit à tort comme horizontalement d'où l'accumulation de l'erreur angulaire de 40°.

Afin de minimiser cette ambiguïté lors de la détermination de la direction, l'ajustement final tient compte des modules optiques non touchés. Toutefois, bien que cette solution permette de resserrer les pics et de diminuer les pics des erreurs en  $\theta_f$  et  $\varphi_f$ , il sera nécessaire d'effectuer des coupures de qualités sur la reconstruction en énergie (cf. D.5) pour s'affranchir des pics secondaires de l'erreur angulaire.

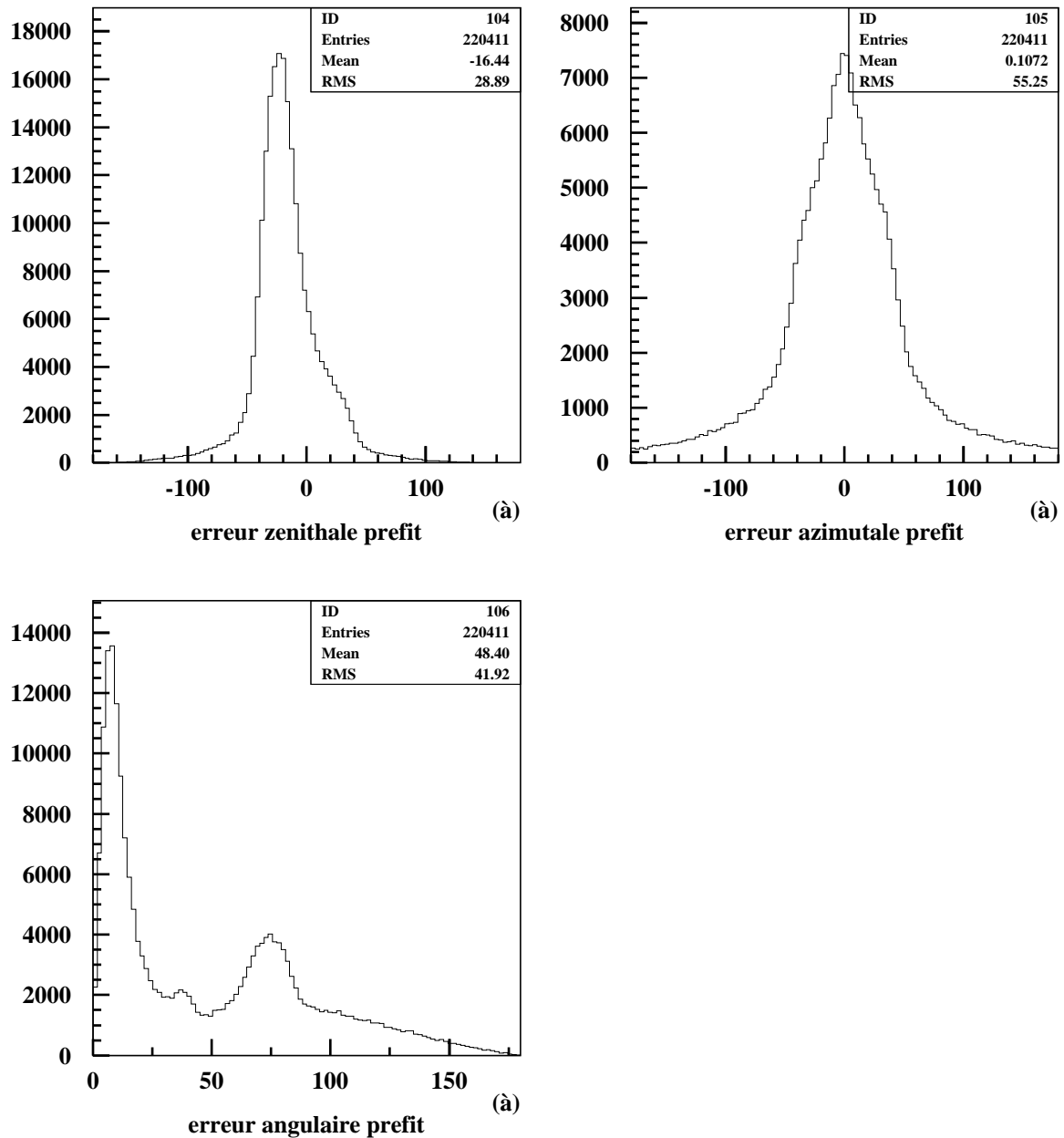


Figure C-31: Erreurs après le pré-ajustement; en haut à gauche sur l'angle zénithal, en haut à droite sur l'angle azimutal, en bas erreur entre la direction vraie du neutrino et la direction pré-ajustée

#### C.3.5.4 Ajustement de la direction et de l'énergie

L'ajustement final vise à améliorer la détermination de la direction et de l'énergie de la gerbe et utilise pour cela l'ensemble des coups détectés (coup de niveau 0), après un filtrage fondé sur la prédétermination du vertex  $xyz_{\text{pf}}$ .

A cette étape de la reconstruction, le point de départ de la minimisation est constitué des valeurs préliminaires des sept variables caractérisant une gerbe électromagnétique déterminés par les étapes précédentes :

- l'énergie a été estimée à partir du nombre de coups de niveau 1 dans le volume instrumentée ;

- la position a été obtenue en supposant que l'énergie est déposée ponctuellement et que la lumière se propage selon une sphère ;
- la direction est obtenue à partir des coups de haute amplitude préférentiellement émis par le cœur de la gerbe et dont la direction est corrélée à celle du neutrino incident.

La méthode utilisée est une minimisation de moindre carré prenant en compte tous les PM théoriquement touchés par l'onde lumineuse indépendamment du fait qu'ils aient donné un signal ou non. La composante liée à la contribution des photomultiplicateurs avec un signal, appelé  $\chi_a^2$  formule (52), compare l'amplitude théorique attendue sur le module optique (formule (41)) à l'amplitude mesurée. La composante retranscrivant la partie des photomultiplicateurs qui n'ont pas répondu, nommée  $\chi_p^2$  (formule (50)), compare l'amplitude théorique à l'amplitude du seuil de détection sur un module optique ( $a_{\text{thresh}} = 0,5$  pe).

$$(50) \quad \chi_p^2 = \frac{1}{N_{PM \text{ sans signal}} \sum_{\text{les PM sans signal}} \frac{(a_{th}^i - a_{\text{thresh}})^2}{a_{th}^i \cdot \sigma_{PM}^2}}$$

avec

$$(51) \quad \sigma_{PM} = \sqrt{\left(1 + (\sigma_{PM}^{spe})^2\right)}$$

$$(52) \quad \chi_a^2 = \frac{1}{\sum_{\text{coups de niveau 0}} a_j} \sum_{\text{coups de niveau 0}} \frac{(a_{OM}^i - a_{th}^i)^2}{\sigma_{PM}^2 \cdot (a_{OM}^i + a_{th}^i)}$$

Le  $\chi^2$  total est la somme de ces deux composantes. L'écart-type  $a_{th}^i \cdot \sigma_{PM}^2$  de  $\chi_p^2$  tient compte de la source d'erreur due à l'efficacité quantique de la photocathode (distribution d'écart-type  $\sqrt{a_{th}^i}$ ) et celle due à la résolution en amplitude des étages d'amplification du photomultiplicateur (distribution d'écart-type  $\sqrt{a_{th}^i} \times \sigma_{PM}^{spe}$ ). Dans le cas de  $\chi_a^2$ , l'écart-type tient compte des mêmes sources d'erreur à la fois sur l'amplitude mesurée et sur l'amplitude théorique.

L'analyse montre que si le terme correspondant à  $\chi_p^2$  permet de diminuer sensiblement la présence de solution secondaire de la direction, en particulier celles à 40° de la valeur vraie, elle n'a aucune influence sur la précision de l'estimation une fois le minimum principal trouvé. Au contraire, la valeur de  $\chi_a^2$  est directement liée à l'erreur faite sur la détermination de ce minimum comme nous le verrons au chapitre suivant.

La Figure C-33 représente la distribution du  $\chi_a^2$  selon différentes gammes d'énergie après les trois coupures présentées plus haut. La Figure C-32 présente les distributions angulaires après ajustement, l'évolution des valeurs ajustées de la direction n'est pas modifiée par l'ajustement.

La distribution de  $\chi_a^2$ , Figure C-33, présente une accumulation en zéro à basse énergie. Cette composante représente la quantité de lumière collectée, qui est liée à la quantité d'énergie détectée. Il a été mis en évidence une corrélation entre ce pic et les grandes valeurs de l'erreur sur la détermination du logarithme de l'énergie fournie par Minuit,  $\sigma_{\text{LogE}}$ , illustrée sur Figure C-34. Une coupure sélectionnant les valeurs de  $\sigma_{\text{LogE}}$  strictement inférieure à 1 (c'est-à-dire 100% d'erreur) permet d'atténuer ce pic d'environ 2/3 tout en conservant la quasi-

totalité des événements bien reconstruits. Une coupure plus dure n'affecte que sensiblement l'accumulation en zéro mais supprime du signal

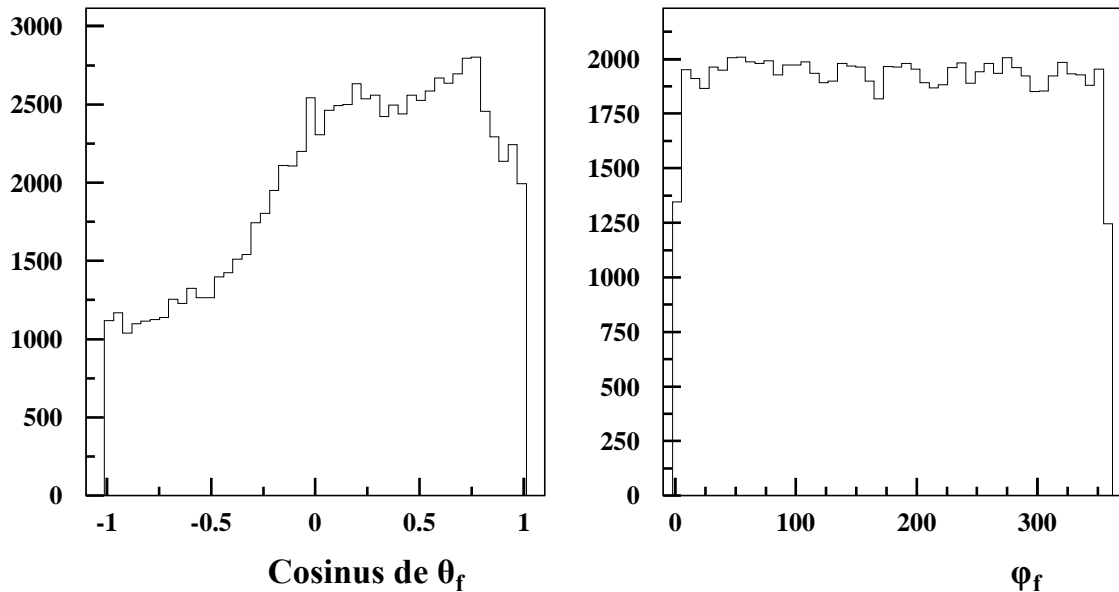


Figure C-32: Distribution du cosinus de l'angle zénithal ajusté  $\theta_f$  (à gauche) et la distribution de l'angle azimutal ajusté  $\phi_f$  (à droite)

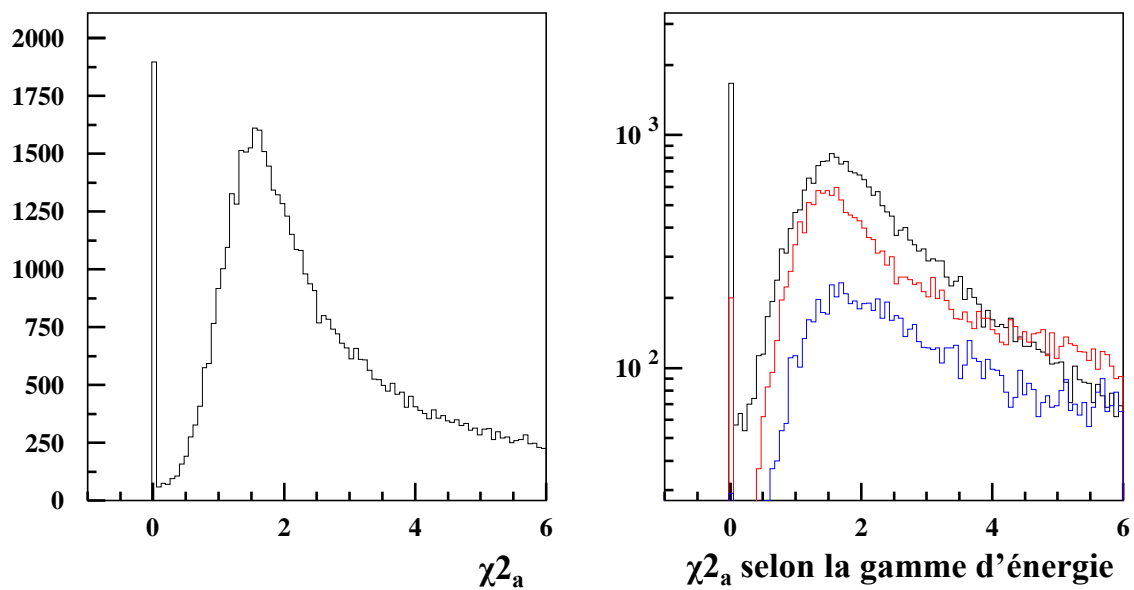


Figure C-33: Distribution de la composante de la fonction minimisée liée aux PM touchés de la combinaison linéaire de l'ajustement, (à gauche) sur toute la gamme d'énergie générée, (à droite) en échelle logarithmique distribution en fonction de gamme d'énergie (en noir les événements d'énergie générée inférieure à  $10^4$  GeV, en rouge d'énergie comprise entre  $10^4$  et  $10^5$  GeV, en bleu d'énergie générée supérieure à  $10^5$  GeV)

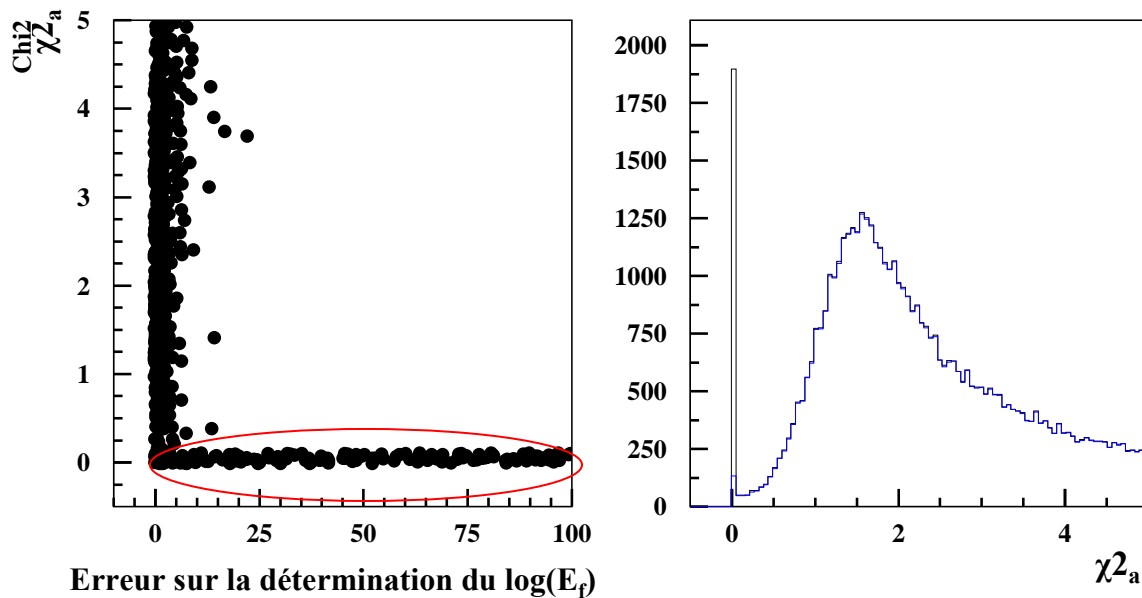


Figure C-34 : A gauche composante de la fonction minimisée liée aux PM touchés de la combinaison linéaire de l'ajustement,  $\chi^2_a$ , en fonction de l'erreur sur la détermination du logarithme de l'énergie par Minuit (appelé  $\sigma_{LogE}$ ). A droite, distribution de  $\chi^2_a$  avant en noir et après en bleu coupure sur  $\sigma_{LogE}$

### Résolution

A ce dernier stade de la reconstruction, les résolutions spatiale, angulaire et énergétique sont représentées sur la Figure C-35, après application des coupures définies précédemment :

- le nombre de coups de niveau 1 strictement supérieur à 5 ;
- le nombre de lignes touchées par des coups de niveau 2 strictement supérieur à 1 ;
- le nombre d'étages touchés par des coups de niveau 2 strictement supérieur à 4 ;
- l'erreur sur la détermination du logarithme de l'énergie strictement inférieure à 1.

L'application des coupures permet d'améliorer sensiblement les erreurs radiale et longitudinale en diminuant les queues (les RMS passent respectivement de  $5,3^\circ$  et  $4^\circ$  avant coupure à  $4^\circ$  et  $3,4^\circ$ ), mais ne modifie pas la largeur à mi-hauteur des pics qui restent respectivement à 2 m et 1,9 m. En revanche, l'ajustement final n'affecte pas les queues des erreurs sur l'angle zénithal et azimutal ajustée, mais resserre les pics respectivement d'un facteur 2,2 et 3,6 : la largeur de l'erreur sur  $\theta$  passe de  $20,9^\circ$  avant l'ajustement à  $9,3^\circ$  après et celle sur  $\varphi$  passe de  $42,3^\circ$  à  $11,7^\circ$ . De plus, l'angle  $\theta$  n'est plus sous-estimé que de  $12^\circ$ . Par ailleurs, l'ajustement permet de supprimer le pic secondaire aux environs de  $40^\circ$  sur l'erreur angulaire et diminue le second pic à  $80^\circ$ . La contribution des photomultiplicateurs sans signal améliore donc la détermination de la direction même si la contribution des queues reste importante. Ces queues peuvent être supprimées en sélectionnant les événements les mieux reconstruits comme expliqué au chapitre suivant. La distribution de l'erreur logarithmique de l'énergie ajustée est caractérisée par l'apparition d'une queue vers les basses énergies. Bien que la RMS soit légèrement meilleure et que la largeur du pic soit resserée d'un facteur 3,8, l'erreur relative sur l'énergie reste importante, environ de 114%. Toutefois il est possible de supprimer les queues de distribution grâce à des coupures de sélection définies, elles aussi au prochain chapitre, et obtenir une résolution de l'énergie de l'ordre de 20%.

Après avoir décrit dans ce chapitre les différents outils (simulation, de reconstruction) utilisés dans l'analyse des événements contenus dans Antares, le chapitre suivant décrit l'utilisation de ce mode de détection pour l'obtention d'une limite sur le flux diffus de neutrinos. Pour extraire cette limite, il est nécessaire de s'affranchir au maximum des différentes sources de bruit de fond.

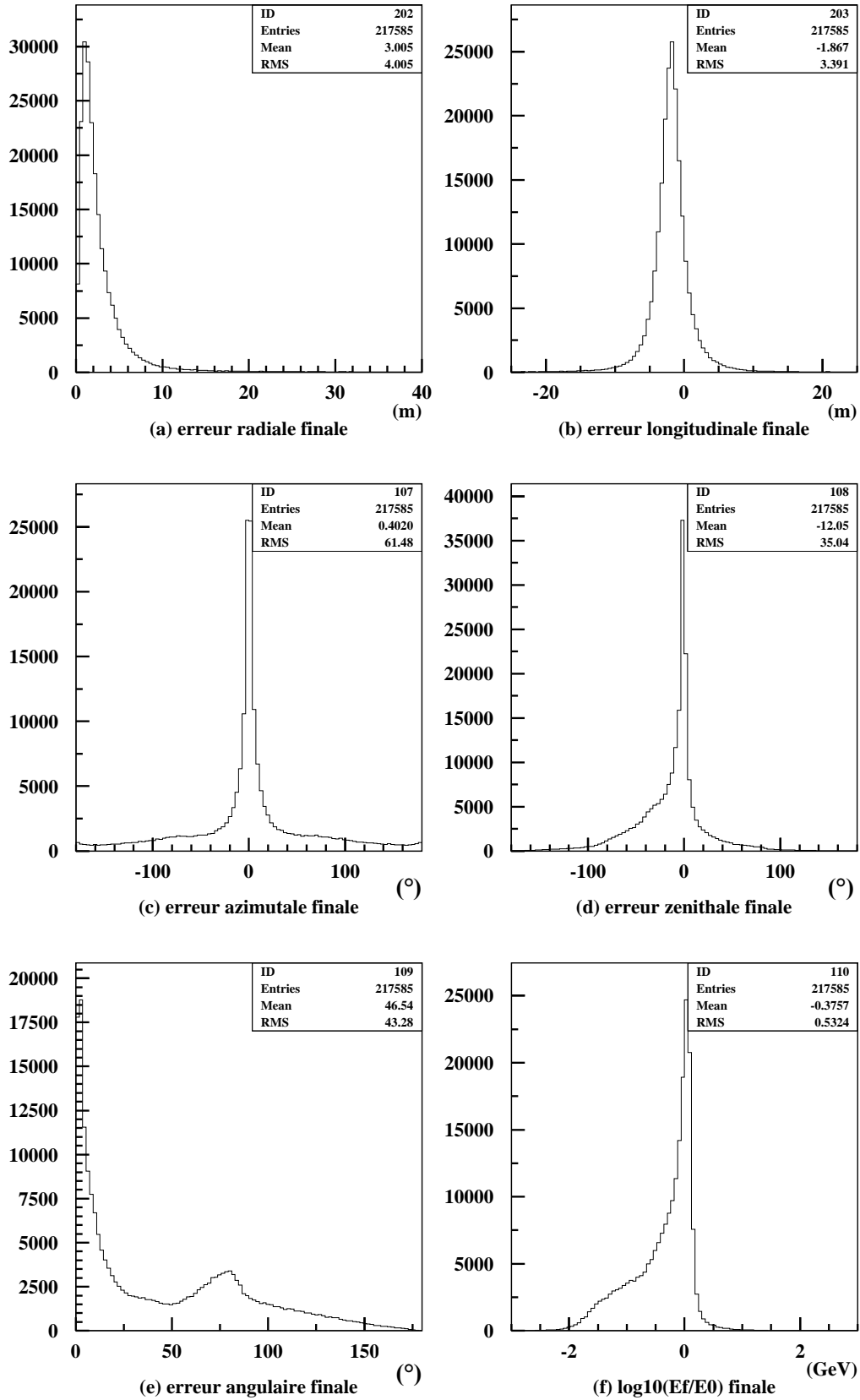


Figure C-35: (a) erreur radiale (b) erreur longitudinale (c) erreur zénithale après l'ajustement, (d) erreur azimutale après l'ajustement (e) angle entre la direction vraie et la direction ajustée, (f) dispersion de l'énergie ajustée ( $\log_{10}$  de l'énergie ajustée sur l'énergie vraie).





## D. APPLICATION AU FLUX DIFFUS DE NEUTRINOS

Cette dernière partie est consacrée à la détermination de la sensibilité du télescope à neutrino sous-marin, Antares, au flux diffus de neutrinos en utilisant le signal constitué par les gerbes contenues.

Afin d'obtenir cette sensibilité (D.6), il est nécessaire de s'affranchir du bruit de fond constitué des neutrinos et muons atmosphériques ( $\nu_e^{\text{atm}}$ ,  $\nu_\mu^{\text{atm}}$ ,  $\mu^{\text{atm}}$ ) provenant de l'interaction des rayons cosmiques avec les noyaux de l'atmosphère (D.3 et D.4). Le Tableau D-1 regroupe le nombre d'événements reconstruits par le code décrit au chapitre précédent, pour chacune des composantes du bruit de fond et du signal. Il constitue le point de départ de notre analyse. Le bruit de fond attendu au niveau du détecteur est  $10^9$  fois supérieur au signal. Bien que l'application du code de reconstruction de gerbe constitue en soi un filtre efficace puisqu'il permet de conserver 18% du signal tout en supprimant 98% des  $\nu_e^{\text{atm}}$ , 99,84% des  $\nu_\mu^{\text{atm}}$  et 99,96% des  $\mu^{\text{atm}}$ , le bruit de fond reste supérieur au signal de 6 ordres de grandeur. Il est donc essentiel de trouver des variables discriminantes. Ce sera l'objet des trois premiers paragraphes de ce chapitre.

Les muons atmosphériques constituent la composante la plus importante du bruit de fond, malgré le blindage qu'offre l'épaisse couche d'eau (2000 m) protégeant ANTARES. Leur flux est  $10^6$  fois supérieur à celui des muons induits par les neutrinos muon atmosphériques. Ce bruit de fond ayant la particularité de ne provenir que de l'hémisphère supérieur. Une coupure sur la direction reconstruite s'impose donc. Cette première coupure (Tableau D-1) permet de supprimer 77% des muons atmosphériques tout en conservant 61% des neutrinos électroniques cosmiques. Cependant, cette sélection n'est pas suffisante pour les discriminer. Le paragraphe D.3.2 décrit la recherche d'autres variables permettant de les rejeter.

La deuxième composante du bruit de fond, les neutrinos muoniques atmosphériques,  $\nu_\mu^{\text{atm}}$ , se limite essentiellement aux verticaux à l'intérieur du volume instrumenté (D.4.1). Ces événements ( $\nu_\mu^{\text{atm}} \text{N CC}$ ) génèrent une gerbe hadronique susceptible d'être reconstruite au même titre que les gerbes électromagnétiques (cf. chapitre B.2). Toutefois, ces événements constitués d'une gerbe et d'une trace de muon présentent une distribution lumineuse différente de celle du signal, cette différence de topologie permet de les discriminer (D.4.2).

La dernière composante du bruit de fond, à priori irréductible, est constituée des neutrinos électroniques atmosphériques est de même nature physique que le signal et a donc la même signature dans le détecteur (une gerbe). La discrimination de cette composante du bruit de fond se fait à partir du spectre en énergie reconstruite, pourvu que la résolution en énergie soit suffisamment bonne. En effet le spectre des neutrinos atmosphériques suit originellement une loi de puissance en  $E^{-3}$  alors que les neutrinos diffus sont attendus avec un spectre originel plus dur en  $E^{-2}$ . Le paragraphe D.2.2 montre qu'il est possible d'améliorer la résolution en énergie de la reconstruction des gerbes présentée au chapitre précédent, initialement de 114%, grâce à des coupures sur la qualité de reconstruction et sur la quantité d'énergie déposée dans la gerbe. La résolution en énergie après coupure, de l'ordre de 20% comme on le verra au D.2.2, est bien meilleure que celle obtenue en détectant les muons issus des interactions par courant chargé des neutrinos muons (énergie

déterminée à un facteur 2 à 3 près). Il est donc naturel de penser que la détection des gerbes puisse être favorable à la détection d'un flux diffus.

Après la description des différentes variables discriminante, des performances du code de reconstruction après coupures, ce chapitre présente les étapes entrant dans la construction des modèles de flux diffus de neutrinos avant de décrire la méthode statistique de calcul de la sensibilité d'Antares à ces flux de neutrinos.

Rappelons que les simulations utilisées décrites plus en détail dans les paragraphes suivants, ont été obtenues à partir de la configuration du détecteur décrite au paragraphe B.3.1. Elle correspond à un détecteur de 12 lignes qui délimitent un volume instrumenté de 356 m de hauteur et 101 m de rayon.

Type Sélection	Signal diffus $\nu_e^{\text{cosm}}$	flux (WB), $\nu_e^{\text{atm}}$ (Bartol)	$\nu_e^{\text{atm}}$ (Bartol)	$\nu_\mu^{\text{atm}}$ (Bartol)	Multi-muons (Hörandel [56])
Détectés	14,4 [403909]	1383 [403909]	112200 [3704940]	1,3 10 <sup>10</sup> [3744807]	
Reconstruits par Confit	2,6 [87513]	26,9 [87513]	180 [32155]	5,8 10 <sup>6</sup> [2968]	
+montants	1,6 [54636]	21 [54636]	161 [10938]	1,3 10 <sup>6</sup> [1032]	

Tableau D-1 : Evolution du nombre d'événements par an en fonction des différentes coupures, entre crochet le nombre d'événements Monte Carlo correspondant, des neutrinos électronique d'origines cosmiques ( $\nu_e^{\text{cosm}}$ ), des neutrinos électroniques et muoniques atmosphériques ( $\nu_e^{\text{atm}}$ ,  $\nu_\mu^{\text{atm}}$ ) et enfin de muons atmosphériques.

## D.1 La contribution des interactions par courant neutre

Dans cette étude nous négligeons le signal du aux interactions par courant neutre de toutes les saveurs de neutrinos. Cette première partie va expliquer la raison de ce choix et son influence sur notre résultat final.

Comme nous le verrons par la suite, pour les événements contenus développant des gerbes au vertex, l'énergie reconstruite est en très bonne approximation l'énergie déposée dans le détecteur. Ainsi dans le cas d'un  $\nu_e$  interagissant par courant chargé ( $\nu_e$  CC), l'énergie du neutrino incident  $E_\nu$  est connue à 20% une fois les coupures de qualité appliquées. L'énergie reconstruite est donc approximativement l'énergie incidente,  $E_{\text{rec}}=E_\nu$ .

Dans le cas d'un neutrino interagissant par courant neutre ( $\nu$  NC), le neutrino s'échappe et seule la gerbe hadronique est détectée, soit au mieux la moitié de l'énergie incidente (cf. Figure D-1). C'est-à-dire que l'énergie vue est de l'ordre de  $E_{\text{rec}}=E_\nu/2$ .

L'analyse finale est réalisée sur les spectres en énergie reconstruite. A une énergie reconstruite donnée, la contribution d'une interaction ne déposant qu'une fraction  $\alpha$  de son

énergie dans le détecteur est diminuée d'un facteur qui dépend de la forme du spectre. Dans le cas d'une évolution selon un indice spectral unique,  $dN/dE_\nu \approx E_\nu^{-\gamma}$  et  $E_{rec} = \alpha E_\nu$ , le spectre résultant est décalé vers la gauche, et à une énergie reconstruite donnée, le nombre d'événements est diminué d'un facteur  $\alpha^{-\gamma}$ <sup>1</sup>, comme illustré sur la figure suivante.

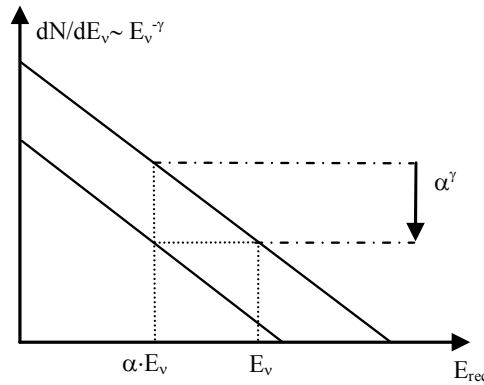


Figure D-1 : Influence de la reconstruction sur le spectre en énergie des neutrinos.

Dans le cas des  $\nu_e$  atmosphériques, l'indice spectre est proche de  $\gamma=3$ , le facteur de réduction de la contribution des courants neutres par rapport au courants chargé est donc  $(1/2)^3 = 1/8$ , puis que  $\alpha \sim 1/2$ . En plus de ce facteur, il faut tenir compte que la section efficace d'interaction en courant neutre est trois fois plus faible que celle en courant chargé. Dans un spectre en énergie reconstruite, la contribution des interactions de  $\nu_e$  NC par rapport au  $\nu_e$  CC pour une énergie incidente reconstruite donnée  $E_{rec}$  est donc une vingtaine de fois plus faible.

En ce qui concerne les  $\nu_\mu$  atmosphériques, la contribution des  $\nu_\mu$  NC est du même ordre de grandeur que pour les  $\nu_e$  NC (à certaines énergie le flux de  $\nu_\mu$  est plus important que le flux de  $\nu_e$  mais cela n'affecte pas ce raisonnement). En ce qui concerne les  $\nu_\mu$  CC la situation est plus difficile à évaluer car des  $\nu_\mu$ -CC peuvent avoir un comportement proche de l'interaction d'un  $\nu_e$  CC quand le muon est de faible énergie (cf. D.4).

<sup>1</sup> Le nombre d'événements reconstruits à une énergie  $E_{rec}$  est égal au nombre d'événements produits à  $E_\nu$  donc

$$\frac{dN}{dE_{rec}} \approx \frac{dN}{dE_\nu} \approx E^{-\gamma} \approx \left(\frac{1}{\alpha}\right)^{-\gamma} E_{rec}^{-\gamma} \approx \alpha^\gamma E_{rec}^{-\gamma}$$

Les neutrinos atmosphériques ne contiennent pas de  $\nu_\tau$  sauf de façon marginale à très haute énergie. La seule contribution potentielle des  $\nu_\tau$  sont les interactions par courant chargées avec désintégration du  $\tau$  en électron ou en gerbe hadronique (85% des cas), pourvu que le  $\tau$  ne vole pas trop loin, c'est-à-dire à énergie relativement basse. Si le  $\tau$  parcourt notablement plus de 10 mètres ( $E_\tau > 100$  TeV) il est pris pour un muon et ne peut plus être confondu avec le développement d'une gerbe électromagnétique dans un  $\nu_e$  CC.

Par conséquent, l'étude de la réjection du bruit de fond constitué par les neutrinos atmosphériques peut se limiter en très bonne approximation à la réjection des signaux dus aux interactions  $\nu_e$  CC et  $\nu_\mu$  CC.

En ce qui concerne le signal, tous les arguments cités ci-dessus restent valables avec un indice spectral plutôt proche de deux. Par conséquent, la contribution des interactions par courant neutre est un peu plus importante que dans le cas précédent. En outre, contrairement aux neutrinos atmosphériques, le flux incident de neutrino cosmiques est constitué à part égale de  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$ . Or dans ce travail nous n'étudions que la partie  $\nu_e$  CC du signal, c'est-à-dire que nous sous-estimons ce que la Nature produirait en effet dans le détecteur.

## D.2 Les neutrinos électroniques cosmiques et atmosphériques

Dans le cas d'analyse par les cascades contenues dans ANTARES, les neutrinos électroniques atmosphériques constituent le bruit de fond irréductible. Ils sont de même nature physique que le signal et ont donc la même signature dans le détecteur : une gerbe. La discrimination de cette composante du bruit de fond est rendue possible par la différence entre leur spectre en énergie. Celui des neutrinos atmosphériques suit une loi de puissance en  $E^{-3}$  alors que celui des neutrinos diffus est attendu plus dur en  $E^{-2}$ , Figure D-3. Pour pouvoir discriminer ces deux composantes, il est donc nécessaire d'avoir une résolution en énergie aussi bonne que possible. Ce paragraphe montre qu'il est possible d'obtenir à partir de coupures sur la qualité de la reconstruction et sur la quantité d'énergie déposée dans la gerbe, une résolution en énergie de l'ordre de 25%. Ce paragraphe va décrire le modèle de flux de neutrinos atmosphériques utilisé dans la suite de l'étude, et la stratégie de sélection des événements bien reconstruits permettant d'obtenir les performances de reconstruction.

La simulation utilisée pour cette étude est constituée de 421740 neutrinos électroniques interagissant par courant chargé avec la matière. Ces neutrinos ont été produits avec un spectre en énergie en  $E^{-1}$ , de manière isotrope sur  $4\pi$  stéradians. Leur énergie est comprise entre  $10^2$  et  $10^7$  GeV. La canette de tirage (Figure C-2) choisie pour cette simulation est une extension d'une longueur d'atténuation de la lumière ( $\sim 55$  m, ce qui correspond approximativement à la valeur mesurée dans l'eau pour une longueur d'onde de 470 nm) autour du volume instrumenté. Le taux de bruit optique simulé est constant et son taux est de 60 kHz.

## D.2.1 Les neutrinos électroniques atmosphériques

Le flux des neutrinos atmosphériques est mesuré avec précision jusqu'aux énergies de l'ordre de quelques dizaines de GeV et les différents modèles prédisant les flux sont en accord à  $\sim 20\%$  près. Le modèle utilisé pour pondérer les flux de neutrinos engendrés est celui de l'institut de recherche Bartol.

Les neutrinos muons atmosphériques proviennent de la désintégration des mésons chargés d'une part, et de celle des muons résultant de la même désintégration. Leur flux différentiel est généralement approximé par une loi de puissance d'indice spectral 3,7. La différence d'indice spectral avec celui du rayonnement cosmiques primaires ( $\gamma = 2,7$ ) est justifiée par le fait qu'une grande partie des muons atteignent le sol avant de se désintégrer et ne contribue ainsi pas au flux des neutrinos atmosphériques. Les neutrinos électroniques atmosphériques ne proviennent que des désintégrations secondaires de muons atmosphériques (formule (4)). Ceci explique qu'à 1 TeV, le flux différentiel des neutrinos électroniques soit inférieur d'un ordre de grandeur à celui des neutrinos muons, Figure D-2.

Par ailleurs, la valeur de ces flux dépend de l'altitude de production, du noyau source, de l'angle zénithal, de l'énergie du noyau et de la position géographique du détecteur. Au-delà de 10 GeV, l'influence du champ magnétique terrestre sur la longueur de parcours des particules chargées produites dans l'atmosphère devient négligeable.

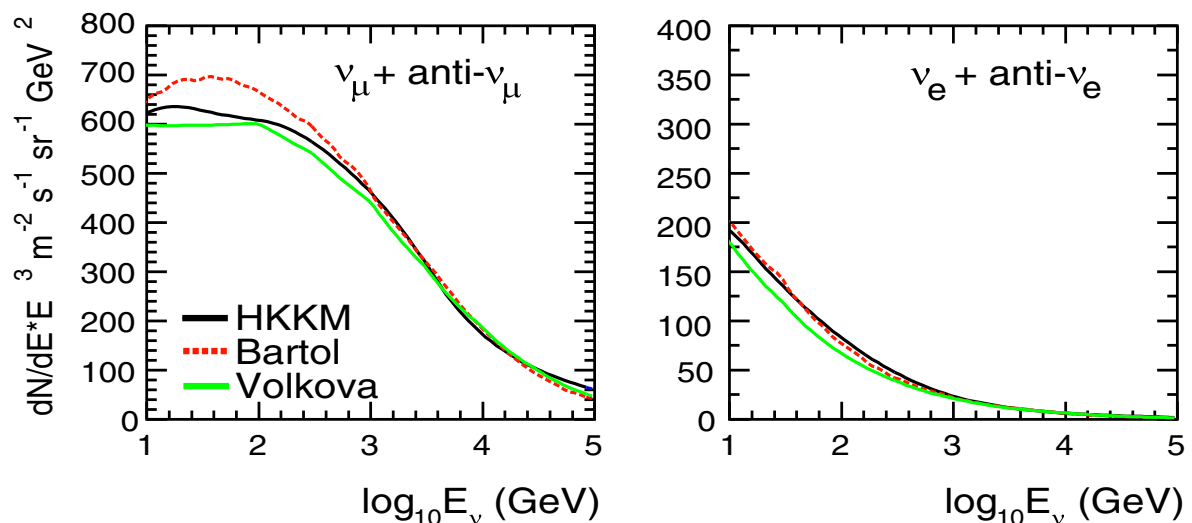


Figure D-2 : Comparaison du flux prédit par 3 modèles de production de neutrinos atmosphériques conventionnels : HKKM, Bartol et Volkova. Variation du flux différentiel prédit multiplié par  $E_\nu^{-3}$  en fonction de l'énergie, cf. [37][38][39][40]. La figure de gauche montre le flux des neutrinos et antineutrinos muons, celle de droite celui des neutrinos et antineutrinos électroniques. Le décalage entre les différentes prédictions est de l'ordre de 20 %.

A basse énergie, la principale source de production de neutrinos dans les gerbes atmosphériques provient de la désintégration des pions et des kaons alors qu'à plus haute énergie (à partir de 10 TeV) entre en jeu la contribution des particules composées de quarks lourds qui sont engendrées au point d'interaction. Les mésons charmés donnent alors lieu à l'apparition d'une nouvelle composante au flux de neutrinos atmosphériques appelés « prompt » du fait de leur production précoce par rapport au flux « conventionnel ». En effet, la production de mésons contenant le quark c, plus lourd,

nécessite une énergie supérieure qui n'est disponible qu'aux tous premiers instants du développement de la gerbe. Les deux autres saveurs de quarks, beaucoup plus lourdes, sont plus difficiles à produire et peuvent être négligées. L'incertitude théorique sur les flux de neutrinos « prompts » est nettement plus grande que celle du flux de neutrinos conventionnels à cause de la méconnaissance des sections efficaces de production à haute énergie provenant principalement de l'absence de données sur la production de mésons charmés dans les collisions hadrons-noyaux. Elle atteint environ deux ordres de grandeur. Par la suite, la contribution de la composante des prompts va être négligée, le nombre de neutrinos est obtenu à partir du modèle de Bartol.

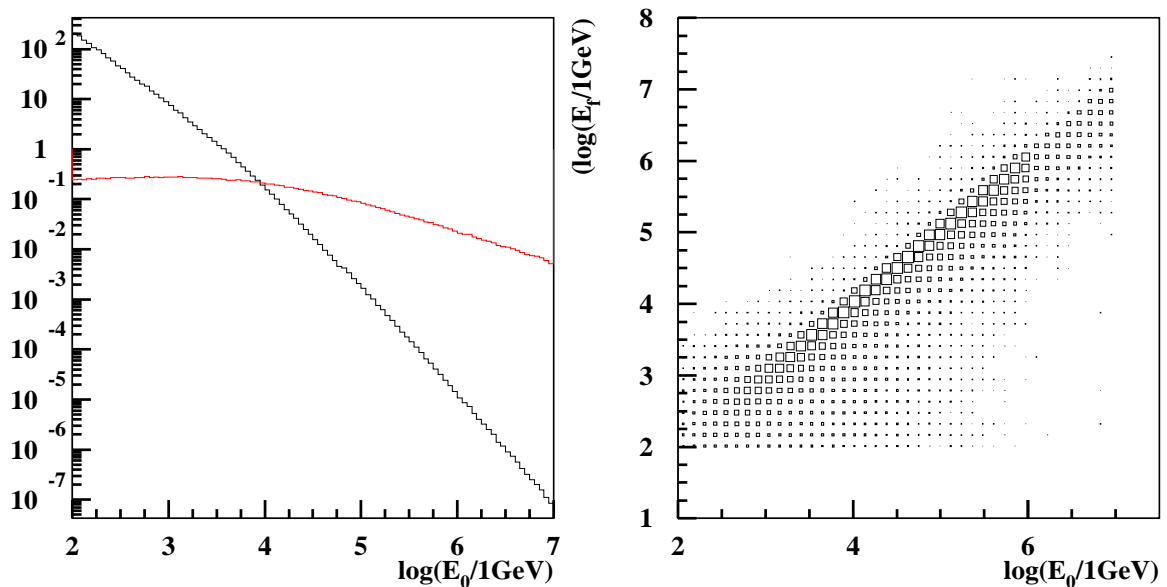


Figure D-3 : Spectres en énergie générée des neutrinos atmosphériques (en noir, selon le modèle de Bartol) et cosmiques (en rouge, selon la limite de WB), à gauche. Énergie reconstruite en fonction de l'énergie engendrée, en échelle logarithmique, à droite (le décrochage statistique de la dernière décade provient de l'augmentation du temps de calcul de la simulation avec l'énergie).

## D.2.2 Stratégie de sélection des événements et coupures

Dans ce paragraphe, nous allons expliquer une stratégie pour améliorer la résolution en énergie jusqu'à une valeur de l'ordre de 20%. La recherche des variables permettant de supprimer les événements mal reconstruits a été effectuée en pondérant les événements par le flux de la limite supérieure de Waman Bahcall (D.6.1).

La stratégie de recherche a été de séparer les événements  $\nu_e^{\text{cos}}$  en deux lots : le premier contenant les événements bien reconstruits (erreur relative en énergie inférieure à 20%), le second constitué des événements mal reconstruits en énergie. Trois variables ont été sélectionnées :

- le nombre de lignes touchées par des coups de forte amplitude (coups de niveau 2, C.3.2) : nlhits2,
- le nombre d'étages touchés par des coups de forte amplitude : nflhits2,

- la composante de la fonction minimisée lors de l'ajustement final, C.3.5.4, liée à la quantité de lumière collectée dans les photomultiplicateurs :  $\chi_a^2$

Les trois variables sont liées à la quantité de lumière déposée dans le détecteur, plus précisément à la répartition spatiale des coups et à la quantité de lumière collectée. Les valeurs de coupures ont été choisies de manière à optimiser le rapport du signal de bonne résolution énergétique sur le signal de mauvaise résolution, à partir des distributions de la Figure D-4. Ce choix de coupure de qualité est :

- nlhits2 strictement supérieur à 2 ;
- nflhits2 strictement supérieur à 9 ;
- $\chi_a^2$  strictement inférieur à 3.

Ces coupures de qualité permettent de supprimer les événements reconstruits à basse énergie, comme illustré sur les spectres de la Figure D-5. De plus, elles conservent 39% des neutrinos cosmiques contre 16% des neutrinos atmosphériques, ce qui améliore le rapport signal sur bruit d'un facteur 2,4 comme le montre le Tableau D-2. Bien que la valeur de coupure en énergie pour discriminer les neutrinos électroniques atmosphériques ne soit pas affectée par cette sélection, la qualité de la reconstruction (résolutions énergétique, angulaire et spatiale) est améliorée comme illustré dans la section suivante.

Par ailleurs, l'évolution des spectres en énergie des neutrinos électroniques atmosphériques et cosmiques en fonction de chaque coupure indépendamment, illustrée sur les Figure D-6, permet de remarquer tout d'abord que la sélection des événements reconstruits montants (courbe rouge), diminue d'environ un facteur 2 le spectre au dessus du TeV.

Les coupures sur nlhits2 et nflhits2 agissent de la même manière sur les spectres en énergies en supprimant principalement les événements d'énergie inférieure au TeV. Ce résultat était prévisible puisque ces deux variables sont liées à la quantité d'énergie déposée dans la gerbe. La troisième coupure sur  $\chi_a^2$  affecte surtout le spectre au dessus du TeV, contrairement à notre première intuition. L'étude de l'évolution de  $\chi_a^2$  en fonction de l'énergie reconstruite a permis de mettre en relief l'augmentation de la dispersion de  $\chi_a^2$  pour les grandes valeurs de l'énergie, Figure D-7. Ce phénomène peut venir d'une mauvaise estimation de l'amplitude théorique des impulsions produites par la lumière Tcherenkov à haute énergie ou à une mauvaise paramétrisation de la simulation à haute énergie, mais pour l'instant il est difficile à expliquer.

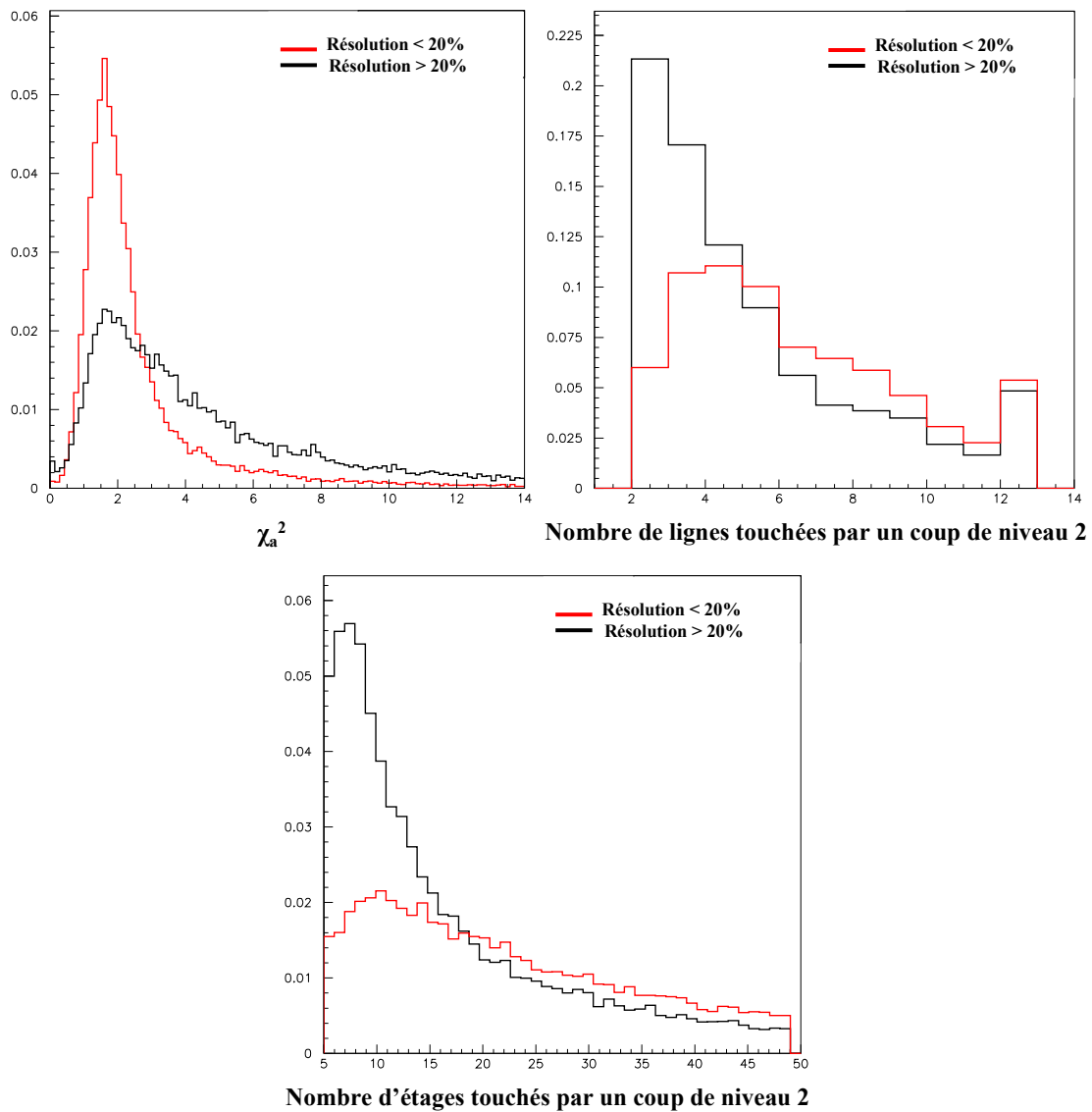


Figure D-4 : Distribution de  $\chi_a^2$  (à gauche), du nombre de lignes touchées par des coups de niveau 2 (au milieu) et du nombre d'étages touchés par des coups de niveau 2 (à droite). Les courbes rouges correspondant aux événements reconstruits avec une erreur relative inférieure à 20%, et celle en noir aux événements reconstruits avec une erreur relative supérieure à 20%.

Sélection Type	Généré	Reconstruit	Reconstruit + montant	Après coupure de qualité
Signal diffus $\nu_e^{\text{cosm}}$ (WB)	14,4 [403909]	2,6 [87513]	1,6 [54603]	0,6 [17584]
$\nu_e^{\text{atm}}$ (Bartol)	1383 [403909]	26,9 [87513]	21 [54603]	3,3 [17584]

Tableau D-2 : Evolution du nombre d'événements par an en fonction des différentes coupures, entre crochet le nombre d'événements Monte Carlo correspondant. Les simulations des événements électroniques atmosphériques et cosmiques sont les mêmes : le nombre d'événement est obtenu en pondérant les événements simulés selon les modèle de Bartol et Waxman Bahcall.



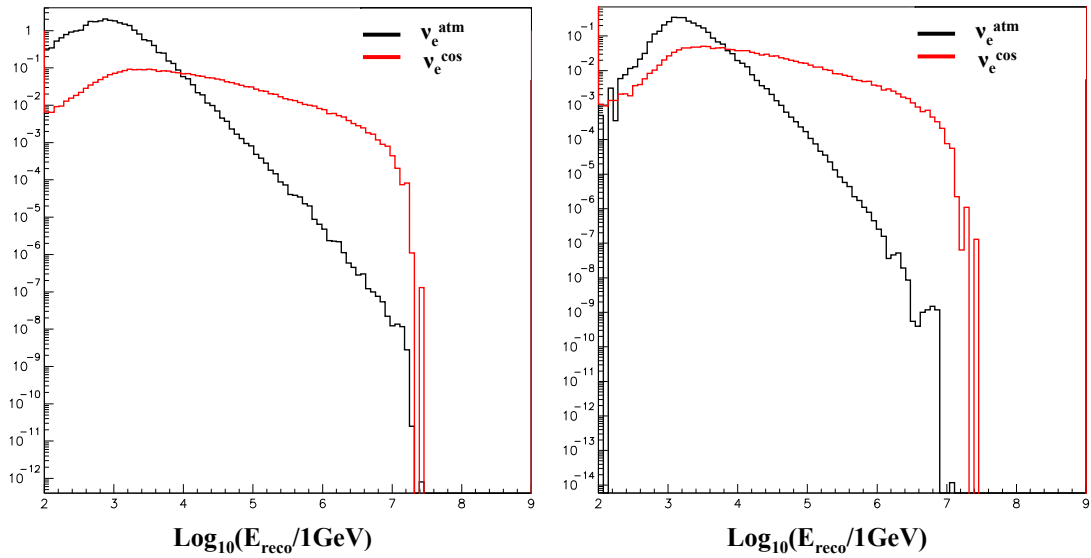


Figure D-5 : Comparaison des spectres en énergie (en GeV) reconstruite des neutrinos électroniques atmosphériques (Bartol) en noir et cosmiques (WB) en rouge : à gauche après la reconstruction, à droite événements reconstruits montant après l'application des coupures de qualité.

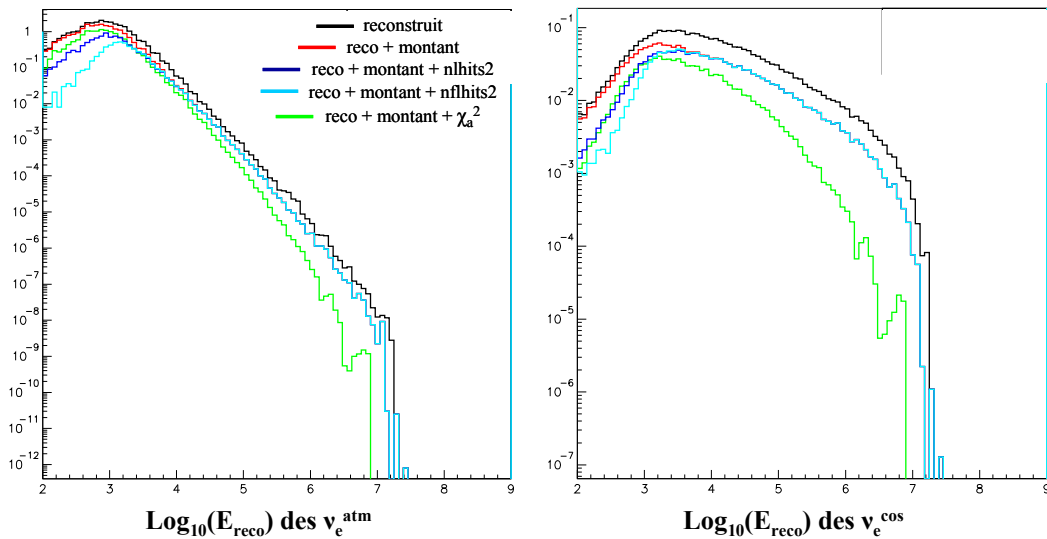


Figure D-6 : Evolution du spectre en fonction des coupures : à gauche pour les neutrinos atmosphériques (Bartol) à droite pour les neutrinos cosmiques (WB), en noir spectre des événements reconstruits par Confit, en rouge spectre des événements reconstruits montants, en bleu foncé spectre des événements reconstruits montants après la coupure sur nlhits2, en bleu clair spectre des événements reconstruits montants après coupure sur nflhits2 et en vert spectre des événements reconstruits montants après la coupure sur le chi2a.

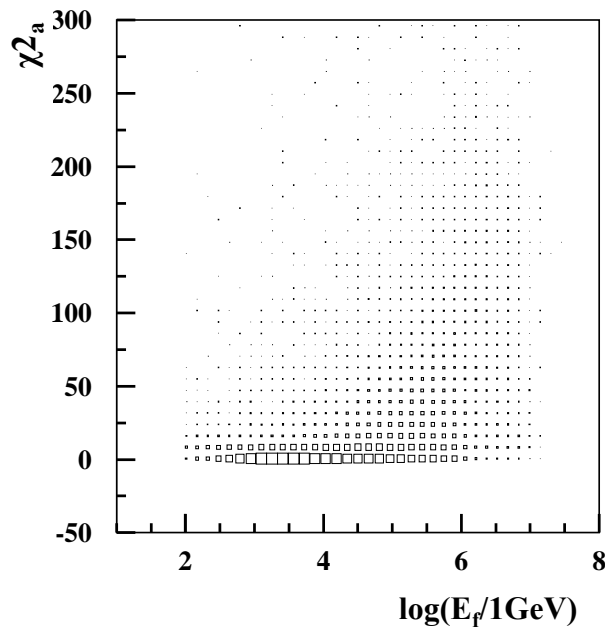


Figure D-7 : Evolution du  $\chi_a^2$  en fonction de l'énergie reconstruite après sélection des événements reconstruits montants.

A ce stade de l'analyse, les résolutions spatiale, angulaire et énergétique, sont définies après l'application des coupures suivantes :

- le nombre de coups de niveau 1 strictement supérieur à 5 (coupure définie au C.3.5.3) ;
- l'erreur sur la détermination du logarithme de l'énergie strictement inférieure à 1 (coupure définie au C.3.5.3) ;
- le nombre de lignes touchées par des coups de niveau 2 strictement supérieur à 2 ;
- le nombre d'étages touchés par des coups de niveau 2 strictement supérieur à 9 ;
- la valeur de la composante du  $\chi_a^2$  strictement inférieure à 3.

### Résolution énergétique

La dispersion logarithmique de l'énergie reconstruite après coupure est représentée sur la Figure D-8. L'application des coupures de qualité permet de supprimer en grande partie les queues par rapport aux valeurs juste après la reconstruction, d'où la diminution de la RMS. L'ajustement gaussien de l'erreur permet de l'estimer de l'ordre de 21% en moyenne.

### Résolution spatiale

Les coupures de qualité permettent aussi d'améliorer l'erreur radiale et longitudinale en diminuant les queues (les RMS passent respectivement de 4 et 3,4 avant coupure à 2,1 et 2,6), ainsi que la largeur à mi-hauteur du pic de l'erreur radiale qui passe de 2 m à 1,1 m (voir Figure D-9).

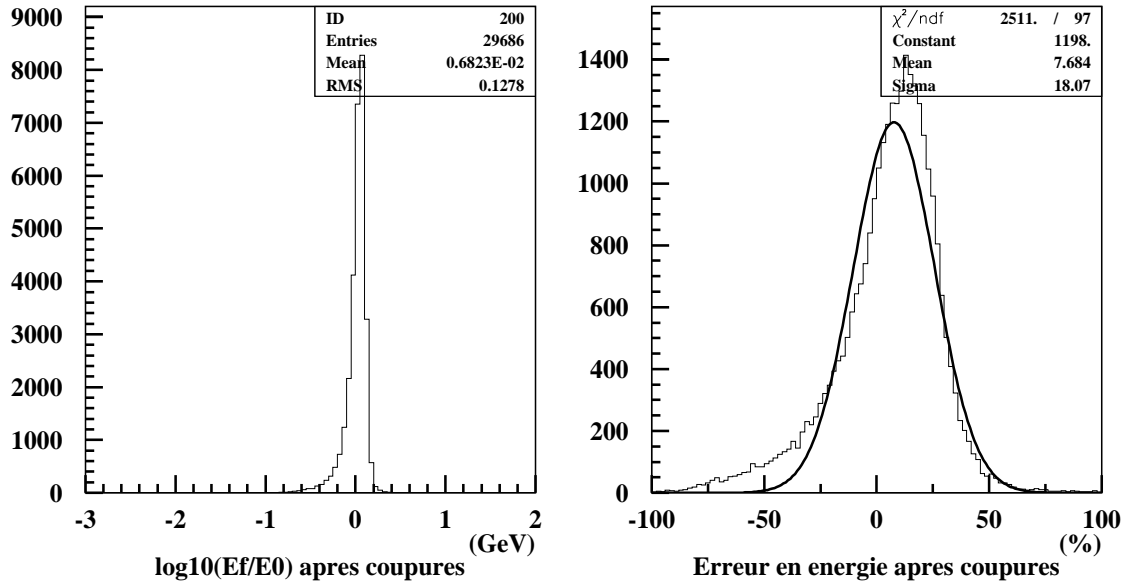


Figure D-8 : Dispersion logarithmique de l'énergie (à gauche) et l'erreur relative sur l'énergie des événements ayant passés les coupures définies plus haut (à droite).

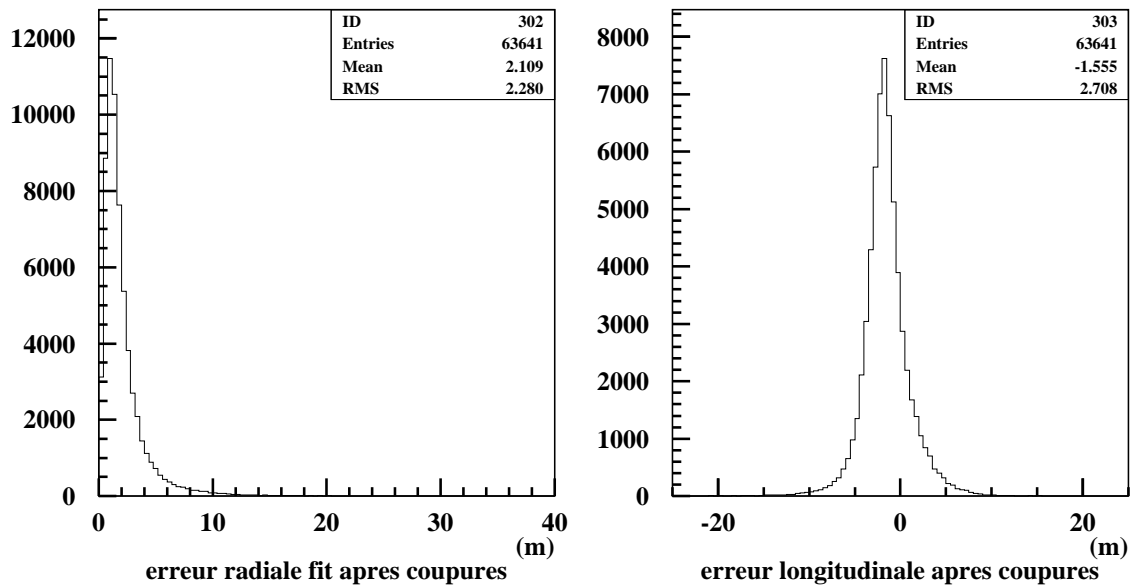


Figure D-9 : Erreurs spatiales après coupures de qualité sur des événements non pondérés, à gauche, erreur radiale, à droite, erreur longitudinale.

### Résolution angulaire

Par ailleurs, ce jeu de coupure améliore considérablement les erreurs sur la direction et l'angle, puisque les queues des erreurs sur l'angle zénithal et azimutal sont fortement atténuées (la RMS de l'erreur zénithale passe de  $35^\circ$  à  $22,5^\circ$  et celle de l'erreur azimutale passe de  $64,5^\circ$  à  $38,9^\circ$ ). De plus les pics sont resserrés d'environ un facteur 3 : la largeur à mi-hauteur du pic de l'erreur sur  $\theta$  passe de  $9,3^\circ$  avant coupure de qualité à  $3^\circ$  après et celle sur  $\phi$  passe de  $11,7^\circ$  à  $3,7^\circ$ . De plus, l'angle  $\theta$  n'est plus sous-estimé que de  $3,3^\circ$ . Par ailleurs, le pic secondaire au environ de  $80^\circ$  sur l'erreur angulaire est supprimé.

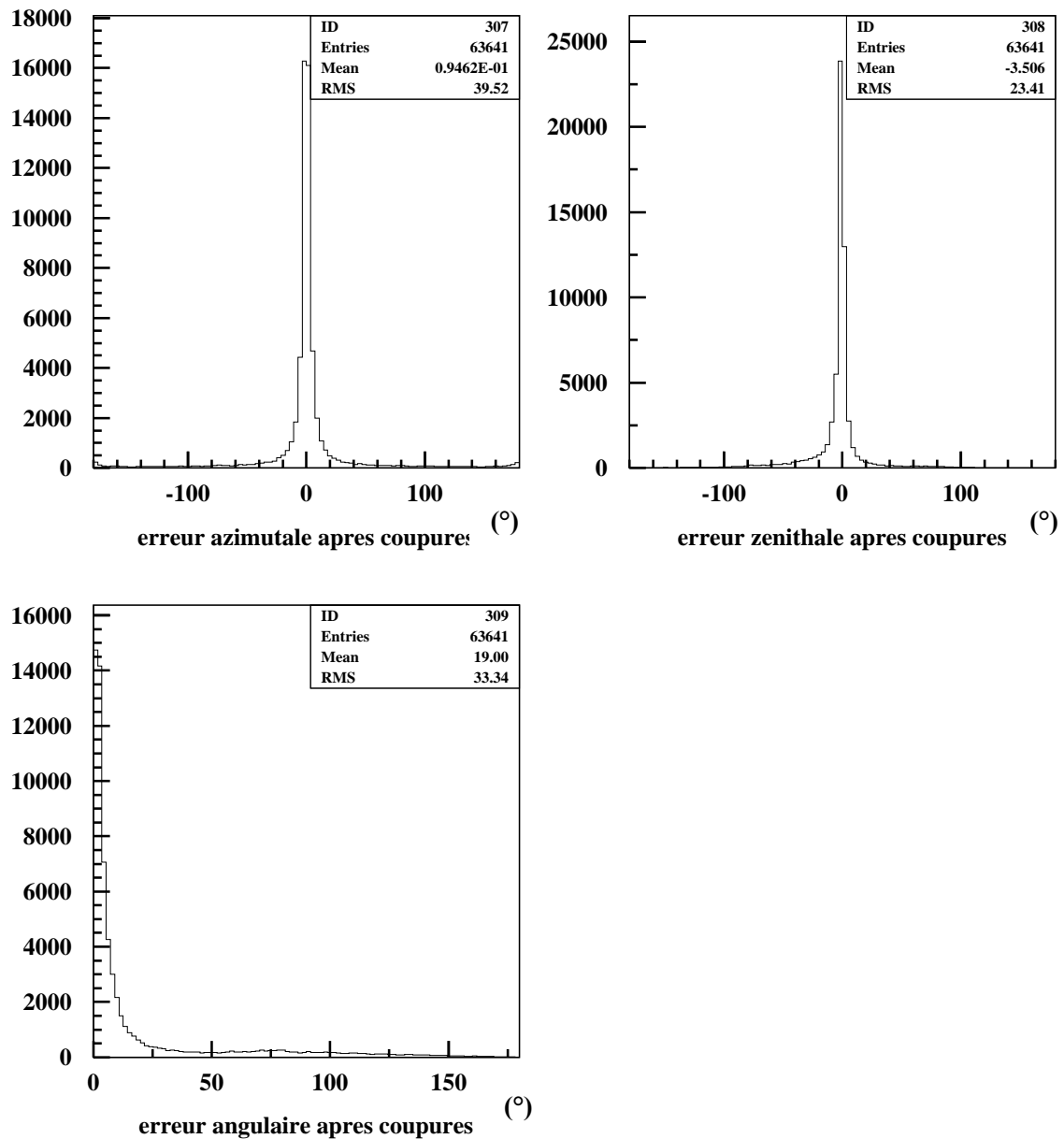


Figure D-10 : L'erreur zénithale, en haut à gauche et l'erreur azimutale après coupures de qualité, en haut à droite. Erreur angulaire après coupures de qualité en bas (événements non pondérés)

### D.3 Rejet des muons atmosphériques

Nous allons maintenant revenir à l'échantillon d'origine de ce chapitre (Tableau D-1) et tenter de déterminer un jeu de coupure pour rejeter le bruit de fond induit par les muons atmosphériques. Plusieurs de ces muons, originaires de la même gerbe, peuvent atteindre simultanément le détecteur. Ils sont habituellement désignés par le terme de multi-muons. Ces muons, puisqu'ils sont descendants, ne devraient pas constituer un bruit de fond pour l'étude des neutrinos cosmiques qui sont recherchés parmi les événements montants. Toutefois, lorsque plusieurs muons originaires de la même gerbe atmosphérique traversent

simultanément le détecteur, la topologie complexe des coups distribués sur un grand nombre de photomultiplicateurs et la production de gerbes le long de leur parcours, peut induire en erreur le code de reconstruction en simulant une gerbe contenue dans le détecteur. En effet, 0,04% des multi-muons, de multiplicité moyenne<sup>2</sup> 2,7, sont pris par erreur pour des gerbes (c'est-à-dire correctement reconstruit par Confit), et parmi ceux-ci 23% (de multiplicité moyenne 2,3) sont reconstruits montants (Tableau D-3).

### D.3.1 La simulation

La simulation de ces événements est faite à l'aide du programme HEMAS [30], reproduisant les interactions des noyaux cosmiques dans la haute atmosphère et le développement des gerbes atmosphériques jusqu'au niveau de la mer. Les muons ayant au moins 500 GeV sont ensuite propagés jusqu'au volume sensible à l'aide du programme PROPMU puis le programme KM3 prend le relais en engendrant les photons produits par les muons à travers le détecteur (PROPMU et KM3 sont deux programmes internes à la collaboration).

Le modèle utilisé pour décrire l'énergie des noyaux cosmiques arrivant dans l'atmosphère est le modèle simplifié de Hörandel [56] pour des noyaux de masse atomique inférieure au fer et regroupés en 5 groupes : p, He, CNO, Mg-Si et Fe. Les fichiers de données Monte Carlo des muons atmosphériques produits par la collaboration contiennent  $9,8 \cdot 10^7$  interactions de noyaux cosmiques dans l'atmosphère dont l'énergie initiale est comprise entre 20 et  $2 \cdot 10^6$  TeV.

Les temps de calculs étant très différents selon la masse du noyau, son énergie et son angle d'incidence, la production a été divisée en 60 fichiers d'événements correspondant à des temps de vie équivalents très différents regroupés dans les tableaux ci-dessous. Le flux incident diminuant selon une loi de puissance, à temps de calcul égal, le Monte Carlo correspond à un temps réel simulé d'autant plus grand que l'énergie est grande. Ainsi, le temps équivalent des événements Monte Carlo de la production utilisée est de l'ordre de la journée pour des énergies de noyaux atmosphériques autour de  $10^5$  GeV et de l'ordre du mois pour les énergies au delà de  $10^8$  GeV.

---

<sup>2</sup> Résultats obtenus à partir d'une simulation réduite des muons atmosphériques engendrés par des rayons cosmiques constitués des protons à l'exclusion de tout autre noyau.

Gamme d'énergie	20 – 200 TeV		0,2 – 2 PeV		2 – 20 PeV		20 – 200 PeV		0,2 – 2 EeV	
	Ngen	T.E.	Ngen	T.E.	Ngen	T.E.	Ngen	T.E.	Ngen	T.E.
Proton	$16,5 \cdot 10^6$	1,5	$0,24 \cdot 10^6$	0,8	$36 \cdot 10^3$	1,4	4 800	16	600	174
He	$15,4 \cdot 10^6$	1,4	$0,22 \cdot 10^6$	1,0	$41 \cdot 10^3$	3,0	4 400	39	600	602
CNO	$8,4 \cdot 10^6$	2,0	$0,22 \cdot 10^6$	1,5	$34 \cdot 10^3$	2,4	4 800	51	600	979
Mg-Si	$6,3 \cdot 10^6$	1,9	$0,18 \cdot 10^6$	0,8	$29 \cdot 10^3$	1,4	4 200	30	478	549
Fe	$3,1 \cdot 10^6$	1,9	$0,18 \cdot 10^6$	0,4	$27 \cdot 10^3$	0,5	4 000	5,7	466	59

Gamme d'énergie	20 – 200 TeV		0,2 – 2 PeV		2 – 20 PeV		20 – 200 PeV		0,2 – 2 EeV	
	Ngen	T.E.	Ngen	T.E.	Ngen	T.E.	Ngen	T.E.	Ngen	T.E.
Proton	$13,8 \cdot 10^6$	1,4	$1,44 \cdot 10^6$	5,1	$120 \cdot 10^3$	5,3	14 400	57	1810	668
He	$11,6 \cdot 10^6$	1,1	$1,33 \cdot 10^6$	6,6	$104 \cdot 10^3$	9,0	13 300	142	1654	2 170
CNO	$7,3 \cdot 10^6$	1,8	$0,97 \cdot 10^6$	7,3	$84 \cdot 10^3$	7,1	11 800	154	1411	2 950
Mg-Si	$5,1 \cdot 10^6$	1,6	$0,95 \cdot 10^6$	4,8	$81 \cdot 10^3$	4,6	9 000	81	1384	2 100
Fe	$2,8 \cdot 10^6$	1,7	$0,80 \cdot 10^6$	1,9	$45 \cdot 10^3$	0,9	4 500	8,1	1228	207

Table D-1 : Nombre d'événements multi-muon engendrés par HEMAS (Ngen) et le temps d'observation équivalent. En haut, sont indiquées les valeurs pour un angle d'incidence compris entre 0 et 60° et en bas, entre 60 et 85°.

### D.3.2 Critères de réjection.

Les muons originaires de la même gerbe atmosphérique ont des directions parallèles au niveau du détecteur et ils sont relativement proches avec une distance moyenne entre deux traces d'environ 15 m. Lorsqu'ils traversent simultanément le détecteur, la lumière engendrée par leurs pertes catastrophiques d'énergie peut éclairer un grand nombre de photomultiplicateurs et être pris pour un signal provenant d'une gerbe de haute énergie. Cependant la topologie des coups produits dans les photomultiplicateurs et la quantité de lumière déposée sont différentes.

Tout d'abord, comme le montre la Figure D-11, la quantité d'énergie déposée est moins importante que dans le cas du dépôt ponctuel de l'énergie du neutrino électronique interagissant par courant chargé. Quelque soit l'énergie du primaire qui engendre les muons atmosphériques, l'énergie reconstruite de ces événements est de l'ordre du TeV et au maximum de 10 TeV. La quantité de lumière détectée par les modules optiques devrait donc être plus faible dans le cas des multi-muons pour un grand nombre d'événements. Cette hypothèse a permis de trouver une première variable discriminante : le nombre d'étages touchés par des coups de forte amplitude (nflhits2).

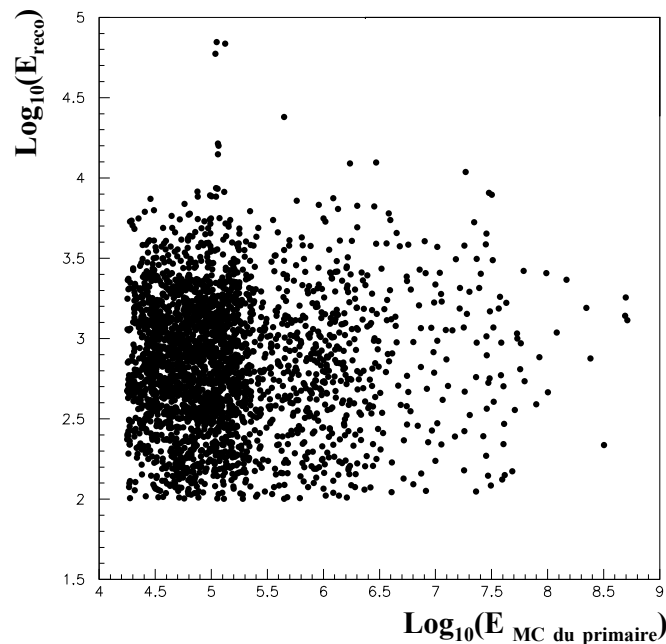


Figure D-11 : Distribution de l'énergie reconstruite par Confit (en GeV) en fonction de l'énergie du primaire (en GeV), en échelles logarithmiques pour les multi muons.

D'autre part, contrairement au signal, le dépôt d'énergie produit par des multi-muons peut être localisé en différent point du détecteur et espacé de plusieurs dizaines de mètres. Ainsi, la variable  $\chi^2_a$  composante de la fonction de minimisation de l'ajustement du code de reconstruction des gerbes, liée à la quantité de lumière déposée dans les photomultiplicateurs, s'avère discriminante.

La Figure D-12 représente la distribution du  $\chi^2_a$  en fonction du nombre d'étages touchés par des coups de forte amplitude, en vert pour les événements produits par les muons atmosphériques et en noir pour les événements engendrés par des neutrinos électroniques interagissant par courant chargé ( $\nu_e$  CC). Alors que la distribution du  $\chi^2_a$  des  $\nu_e$  atteint son

maximum vers la valeur 2, celle des multi-muons est plus étalée et atteint son maximum vers la valeur 5. De plus, le nombre d'étages touchés par un coup de forte amplitude des multi-muons est nettement inférieur. Afin de conserver un maximum de signal, les coupures suivantes ont été choisies :

- la valeur du  $\chi_a^2$  sera choisie strictement inférieure à 3 ;
- le nombre d'étages touchés par un coup de forte amplitude devra être strictement supérieur à 9.

L'évolution du nombre d'événements du signal et du bruit en fonction de ces coupures est représentée dans le Tableau D-3. Ces coupures permettent de supprimer totalement le bruit de fond provenant des multi-muons dans notre échantillon Monte Carlo. Dans le même temps 62% des  $\nu_\mu^{\text{atm}}$  et 83% des  $\nu_e^{\text{atm}}$  sont supprimés alors que le signal potentiel représenté par le modèle de Waxman et Bahcall est hélas réduit de 60%. Cependant la majeure partie de ces événements supprimés a des énergies inférieures à quelques TeV comme illustré sur les Figure D-5 et Figure D-6.

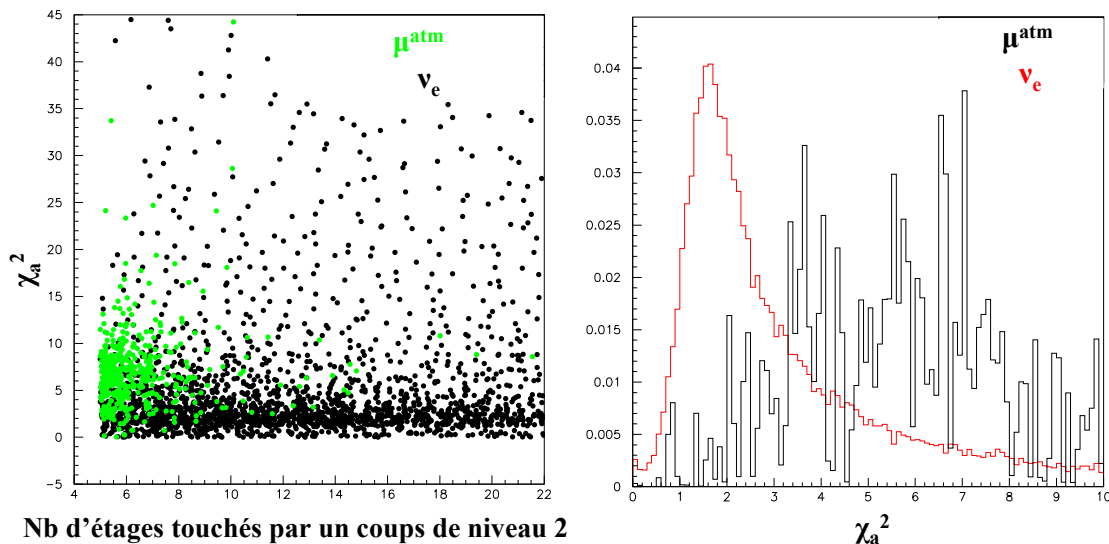


Figure D-12 : A gauche, distribution du  $\chi_a^2$  en fonction du nombre d'étages touchés par des coups de forte amplitude, en vert pour les événements produits par les muons atmosphériques et en noir pour les événements engendrés par des neutrinos électroniques interagissant par courant chargé. A droite, distributions normalisées à l'unité du  $\chi_a^2$  ; en noir des événements multi muon reconstruits par Confit, en rouge des neutrinos électroniques.

Il convient de noter que les variables permettant d'isoler le signal du fond des multi-muons, sont celles qui avaient été trouvées pour trouver une résolution en énergie ad-hoc de l'ordre de 25%. Les muons atmosphériques sont donc rejetés grâce à la différence d'énergie déposée dans le détecteur par rapport au signal (nombre moyen d'étages touchés par un coup de forte amplitude moins important) et grâce à la répartition spatiale de la lumière (puisque la seconde variable de sélection :  $\chi_a^2$  est lié à répartition des photons Tcherenkov engendrée par une gerbe par l'intermédiaire de l'amplitude théorique des coups collectés). On pourrait penser qu'une simple coupure sur l'énergie aurait pu suffire. En effet, une grande partie des multi muons est rejetée en réclamant que l'énergie reconstruite soit supérieure à 7950 GeV. Mais nous avons vérifié que cette coupure en énergie n'est pas judicieuse car elle n'améliore pas la résolution en énergie.



Type Sélection	Signal diffus $\nu_e^{\text{cosm}}$	flux (WB), $\nu_e^{\text{atm}}$ (Bartol)	$\nu_\mu^{\text{atm}}$ (Bartol)	Multi-muons (Hörandel [56])
Confit + montants	1,6 [54636]	21 [54636]	161 [10938]	1,335 10 <sup>6</sup> [1032]
Confit +montants + $\chi_a^2 < 3$	0,85 [21763]	13,8 [21763]	67,1 [8518]	140 100 (10,5%) [88]
Confit +montants +nflhits2 >9	1,22 [48260]	5,23 [48260]	24,7 [8212]	76 440 (5,7%) [32]
Confit +montants + $\chi_a^2 < 3$ +nflhits2 >9	0,64 [18115]	3,6 [18115]	15,5 [4190]	0 [0]

Tableau D-3 : Évolution du nombre d'événements par an en fonction des différentes coupures permettant de discriminer le signal des multi-muons, entre crochet la statistique restante

Bien que les coupures choisies permettent d'éliminer la totalité des événements des muons atmosphériques, il ne faut pas oublier que cette étude a été faite à partir de fichiers de simulations d'interaction des rayons cosmiques dans l'atmosphère ayant des statistiques différentes, correspondant à des temps de prises de données équivalentes allant de la journée à une dizaine d'année. Il serait nécessaire pour obtenir des résultats plus réalistes d'effectuer la même analyse avec un nombre d'événements correspondant à des durées de plusieurs années. Ainsi pour les productions les plus courtes correspondant à environ 2 jours, le « zéro » événement après coupures correspond en fait à un nombre d'événement inférieur à 2,3 à 90% de niveau de confiance, soit environ 420 événements par an ce qui est bien supérieur aux valeurs obtenues avec les neutrinos pour lesquels le temps de prises de données équivalentes va de l'année, pour des énergies de l'ordre du TeV, jusqu'au millénaire, pour des énergies de l'ordre du PeV.

#### D.4 Rejet des neutrinos muons

L'étude du comportement de l'algorithme de reconstruction de gerbe sur les  $\nu_\mu^{\text{atm}}$  et leur discrimination a été effectuée à partir d'une simulation de  $95,9 \cdot 10^{10}$  interactions de neutrinos muons dans la Terre par échange de courants chargés, pour des énergies comprises entre 10 et  $10^8$  GeV. Ces neutrinos ont été produits de manière isotrope sur le demi-hémisphère inférieur au détecteur. La canette de tirage (cf. B.1.5) choisie pour propager les muons issus de l'interaction par courant chargé avec la matière, est une extension à trois longueurs d'atténuation de la lumière ( $\sim 55$ m dans l'eau pour 470 nm)

autour du volume instrumenté. Le taux de bruit optique simulé est de 60 kHz. Afin d'augmenter la statistique à haute énergie, l'indice spectral de génération est de 1,4. Ces événements sont ensuite pondérés en fonction du flux des neutrinos atmosphériques selon le modèle de Bartol.

La Figure D-13 montre les spectres en énergie générés des  $\nu_{\mu}^{\text{atm}}$  et  $\nu_e^{\text{atm}}$  ayant produit au moins un coup dans le détecteur – qualifiés de « détectés » par la suite. Les neutrinos atmosphériques sont issus de la désintégration des mésons chargés produits dans les cascades hadroniques initiées dans l'atmosphère. Il s'agit essentiellement de pions, la contribution des kaons étant nettement plus faible et celles des particules contenant des quarks lourds étant totalement négligée dans ce travail. Dans ce schéma simplifié les  $\nu_{\mu}$  proviennent de la désintégration du pion et de celle du muon dans le même processus. Les  $\nu_e$  quant à eux ne peuvent provenir que de la désintégration du muon. Dans un milieu d'extension infinie chaque désintégration de pion conduit donc à la production de deux  $\nu_{\mu}$  et un  $\nu_e$ .

L'épaisseur d'atmosphère étant finie ce rapport n'est pas respecté à toutes les énergies. En effet, quand l'énergie croît, les muons ont moins de chance de se désintégrer, ce qui diminue le nombre de  $\nu_{\mu}$  et celui de  $\nu_e$ ; en effet la durée de vie du muon est de 2,2 microsecondes ce qui correspond à un parcours de 658 mètres à une énergie correspondant à sa masse (105,66 MeV). Dès 1 GeV, la fraction de muon dans l'atmosphère se désintégrant n'est plus que d'environ 10%.

La Figure D-13 présente le spectre en énergie générée des  $\nu_{\mu}$  et des  $\nu_e$  atmosphériques donnant au moins un coup dans le détecteur. Le rapport entre les deux spectres varie de 10 à 1000 en faveur des  $\nu_{\mu}$ . Au phénomène précédemment décrit s'ajoute en effet la longueur du parcours du muon dans la matière qui augmente considérablement le nombre de  $\nu_{\mu}$  détectables.

Les spectres en énergie des neutrinos atmosphériques détectés par Antares (c'est-à-dire produisant au moins un coup dans le détecteur) représentés sur la Figure D-13, à gauche, est une convolution des spectres théoriques illustrés sur la Figure D-2 et de la réponse du détecteur à un flux d'indice spectral de 3,7.

Requérir qu'un événement soit reconstruit par Confit, Figure D-13 spectre de droite, permet de supprimer 99,9% des  $\nu_{\mu}^{\text{atm}}$  et 98,5% des  $\nu_e^{\text{atm}}$ . L'essentiel des événements rejetés se situe à des énergies inférieures au TeV. En effet, 99,9 % des  $\nu_{\mu}^{\text{atm}}$  en dessous de 1 TeV sont rejetés contre 98,7% pour les énergies supérieures à 1 TeV. Pour les  $\nu_e^{\text{atm}}$  ces chiffres deviennent respectivement 96,7% et 55%. Malgré le fort taux de rejet des  $\nu_{\mu}^{\text{atm}}$ , cette composante du bruit de fond reste supérieure à celle des  $\nu_e^{\text{atm}}$  d'un facteur 10 au-dessus de 1 TeV.

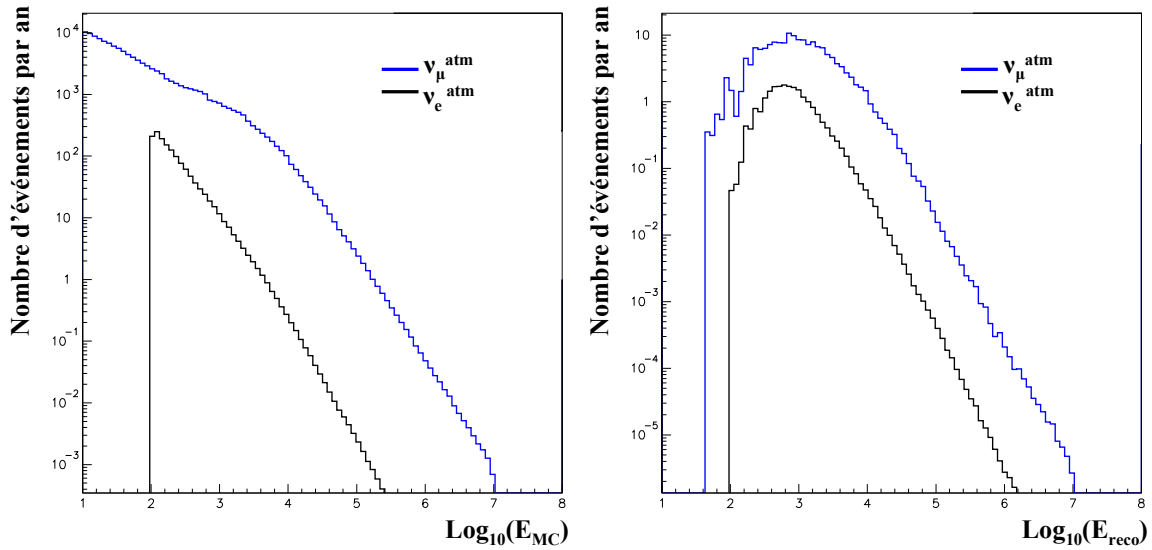


Figure D-13 : Spectre en énergie générée des neutrinos atmosphériques selon le modèle de Bartol; neutrinos muon en bleu (généré avec une énergie comprise entre  $10$  et  $10^8$  GeV) et des neutrinos électroniques en noir (généré avec une énergie comprise entre  $10^2$  et  $10^7$  GeV), à gauche les spectres avant reconstruction par CONFIT, à droite après reconstruction.

Pour rejeter ce bruit de fond, il est nécessaire de comprendre les raisons pour lesquelles le code de reconstruction des gerbes est aussi « efficace » dans la reconstruction des événements  $\nu_\mu$  CC alors qu'il repose sur des modèles de développement de gerbes. C'est l'objet du paragraphe suivant.

#### D.4.1 Caractéristiques des neutrinos muoniques reconstruits par CONFIT

Pour cette étude, nous avons travaillé sur le lot des  $\nu_\mu^{\text{atm}}$  reconstruits montants par Confite. La Figure D-14 présente les écarts en logarithme décimal entre l'énergie reconstruite et l'énergie vraie pour différents domaines d'énergie. La résolution en énergie pour  $\nu_\mu^{\text{atm}}$  est nettement moins bonne (résolution de 250%) que celle obtenue pour les  $\nu_e^{\text{atm}}$  dans les mêmes conditions (de l'ordre de 100%). L'estimation de l'énergie est de plus biaisée et cela d'autant plus que l'énergie est grande comme le montrent les graphes (b), (c) et (d) de la Figure D-14. Ce comportement, surtout visible au delà du TeV, est confirmé par Figure D-15 qui représente la distribution de l'énergie reconstruite en fonction de l'énergie engendrée pour les  $\nu_\mu^{\text{atm}}$  et les  $\nu_e^{\text{atm}}$  reconstruits. Sur la figure de gauche, deux populations d'événements  $\nu_\mu^{\text{atm}}$  sont distinguables :

- la première, comprise entre  $10^2$  et  $10^5$  GeV, correspond à des énergies reconstruites corrélées avec l'énergie vraie comme dans la distribution de la Figure D-15 des  $\nu_e$  ;
- la seconde qui s'étend sur toute la gamme d'énergie générée, correspond à des énergies mal estimées et devrait correspondre à des événements qui ne suivent pas le modèle de trace implémenté dans CONFIT.

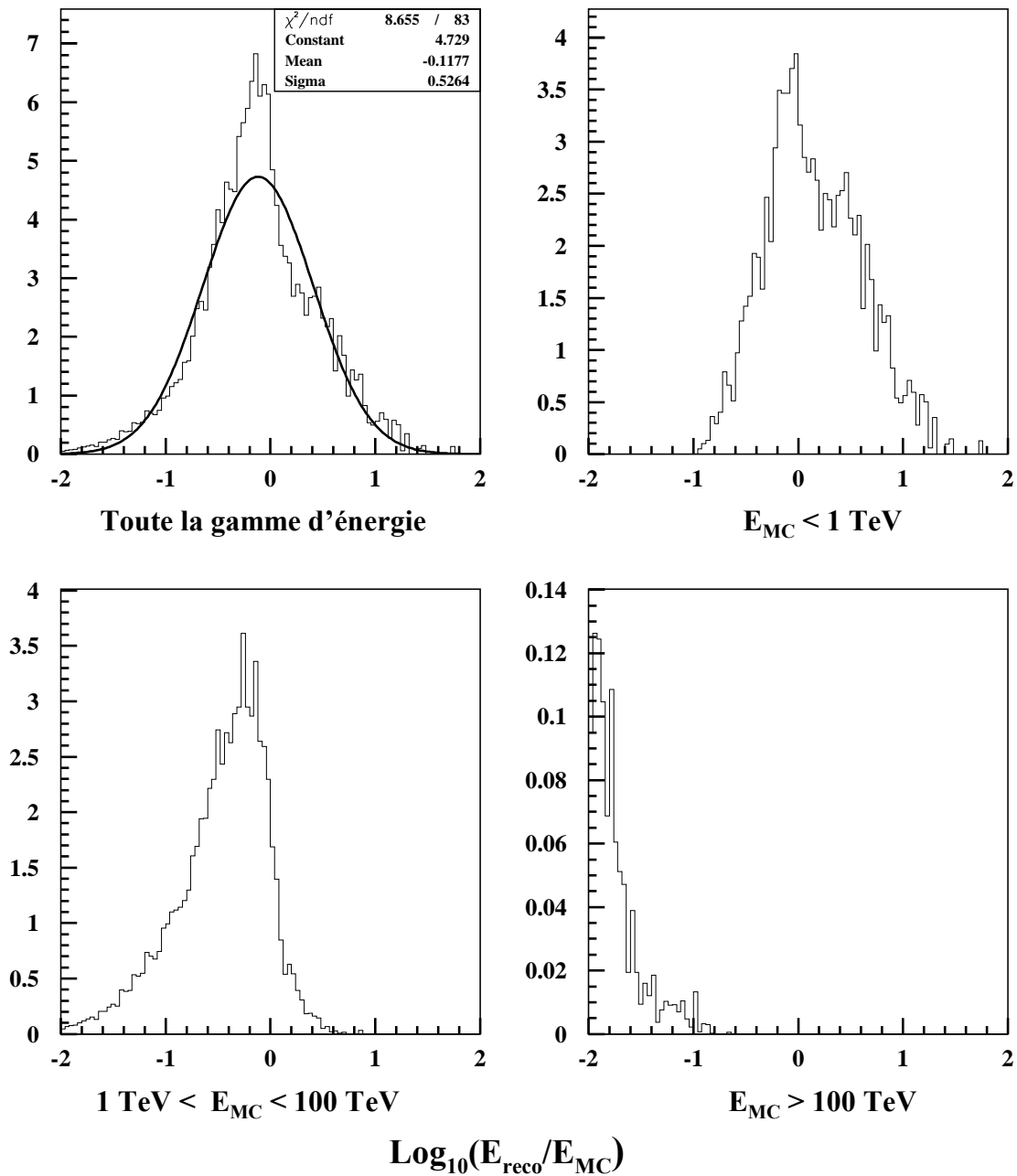


Figure D-14 : Dispersion en énergie des neutrinos muoniques reconstruits (écart des logarithmes décimaux des énergies reconstruites et vraies) sur toutes les gammes d'énergies, pour les neutrinos d'énergie inférieure à 1 TeV, les neutrinos d'énergie comprise entre 1 et 100 TeV, et enfin les neutrinos d'énergie supérieure à 100 TeV

Ces deux populations correspondent aux deux topologies possibles pour des  $\nu_{\mu}$ , cf. B.1.2 :

- le premier lot est constitué des événements composés d'une gerbe hadronique détectée et reconstruite : ce sont des événements qui interagissent à l'intérieur du détecteur et qui ont une extension limitée, le muon produit a peu d'énergie ;
- le second lot d'événements est composé d'événements traversants, c'est-à-dire avec un muon énergétique.

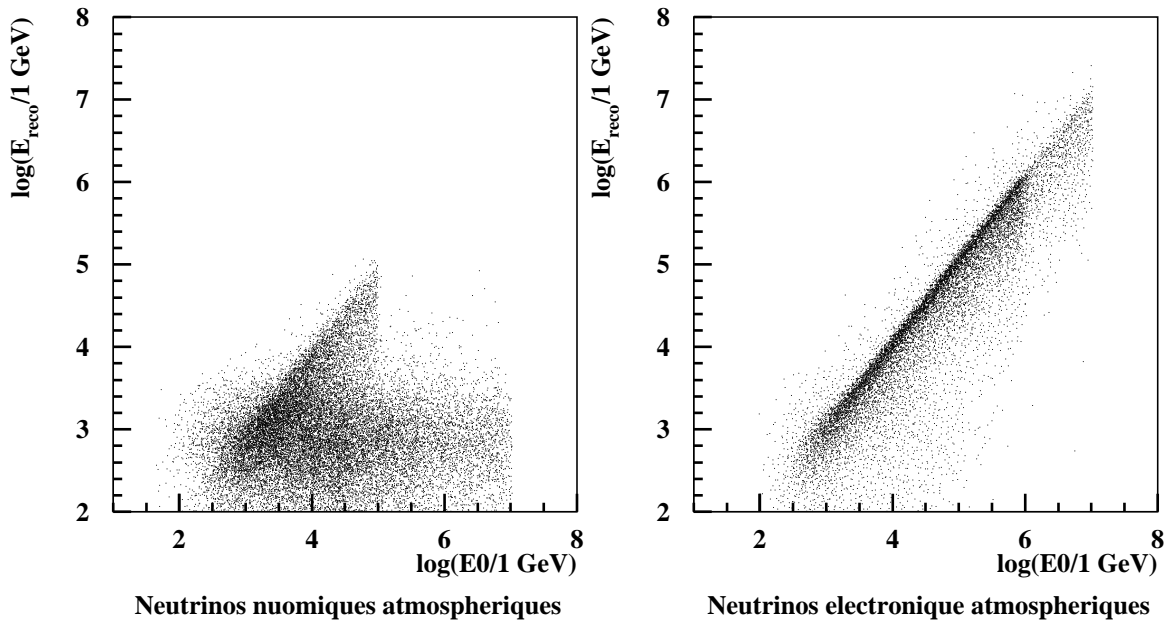


Figure D-15 : L'énergie reconstruite en fonction de l'énergie générée; (a) pour les neutrinos muoniques, (b) pour les neutrinos électroniques. Les échelles sont logarithmiques. Le décrochage statistique sur la figure de gauche provient de diminution du nombre d'événements générés dans la dernière décade due à l'augmentation du temps de calcul avec l'énergie.

L'étude de  $1-y$  (où  $y$  est la variable de Björken définie au paragraphe A.2.3) en fonction de la position du point d'interaction et en fonction de l'énergie générée, confirme cette interprétation. La Figure D-16 montre qu'il y a bien deux tendances visibles sur les événements engendrés par les  $\nu_{\mu}^{\text{atm}}$ . La première, pour des énergies inférieures à 100 TeV, est constituée d'événements qui interagissent à l'intérieur du volume instrumenté, c'est-à-dire ayant leur vertex à l'intérieur de ce volume. La distribution en  $(1-y)$  de ces événements présente une accumulation vers les basses valeurs, ce qui signifie que la majeure partie de l'énergie du neutrino est déposée dans la gerbe hadronique. Ces événements correspondent à 67% des  $\nu_{\mu}^{\text{atm}}$  reconstruits. La seconde composante provient de  $\nu_{\mu}^{\text{atm}}$  interagissant à l'extérieur du détecteur ou d'énergie supérieure à 100 TeV, dans ce cas, les distributions de  $(1-y)$  s'accumulent vers les grandes valeurs (surtout pour les événements dont l'énergie est comprise entre 1 et 100 TeV) ce qui signifie que la majeure partie de l'énergie du neutrino est emportée par le muon. Confit reconstruit alors des traces de muons très énergétiques avec des pertes occasionnelles d'énergie, voire sa désintégration.

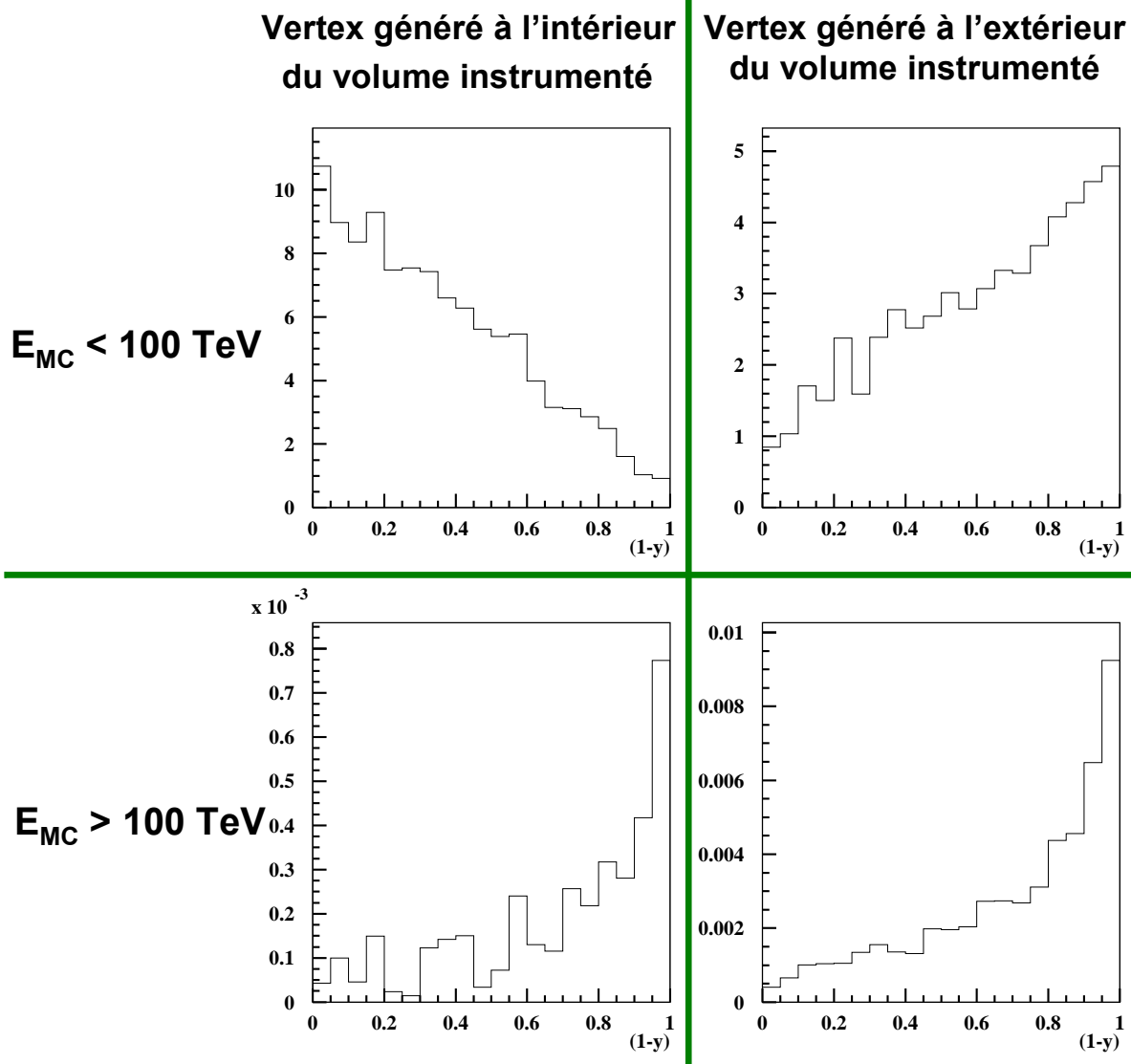


Figure D-16 : Distributions de  $(1-y)$ ,  $y$  étant la variable de Björken. Elle caractérise la fraction d'énergie du neutrino muonique déposée dans la gerbe hadronique lors d'une réaction par courant chargé. Les deux premières colonnes correspondent aux  $\nu_\mu^{atm}$  qui interagissent à l'intérieur du volume instrumenté, la troisième correspond aux  $\nu_\mu^{atm}$  qui interagissent à l'extérieur. Les lignes caractérisent 3 domaines d'énergie : la 1<sup>ère</sup> les événements d'énergie générée inférieure à 100 GeV, la 2<sup>ème</sup> à ceux d'énergie comprise entre 100 GeV et 1 TeV, la dernière à ceux d'énergie supérieure à 1 TeV.

#### D.4.2 Discrimination gerbes-traces

La principale différence entre un signal provenant d'une cascade contenue induite par une interaction d'un  $\nu_e$  et celui induit par un  $\nu_\mu$  est topologique. Le signal lumineux détecté dû à un  $\nu_e$  provient uniquement des particules produites dans les cascades électromagnétique et hadronique. Comme ces cascades ont une faible extension spatiale, la distribution des coups détectés est très localisée dans l'espace et dans le temps. Au contraire, le signal lumineux dû à l'interaction par courant chargé d'un  $\nu_\mu$  est constitué d'une partie provenant de la gerbe hadronique et d'une partie issue de la trace du muon dans le détecteur. Les répartitions spatiale et temporelle sont donc généralement très différentes.

La variable appelée  $D_t$ , reliée à la densité temporelle des coups des événements, permet de rendre compte de cette différence de topologie :

$$(53) \quad D_t = \frac{nb_{hit}}{\Delta T}$$

où  $nb_{hit}$  est le nombre de coups détectés (coups de niveau 0),  $\Delta t$  est la différence entre les temps d'arrivée du premier et du dernier coup de niveau 0 de l'événement.

Les Figure D-17 et Figure D-18 présentent l'évolution de la variable  $D_t$  en fonction de l'énergie générée et de l'énergie reconstruite respectivement. Comme attendu, deux populations d'événement  $\nu_\mu^{atm}$  apparaissent, elles sont délimitées par les ellipses de couleur. Une partie seulement des événements (entourés par l'ellipse bleue) se comportant de la même manière que les  $\nu_e$ . Dans ce cas,  $D_t$  semble corrélé avec l'énergie (générée et reconstruite).

Ce qui nous permet de penser que le premier lot d'événements constitués d'une gerbe hadronique engendrée à l'intérieur du détecteur est reconstruit comme des gerbes électroniques et correspond à la population délimitée par l'ellipse bleue. Alors que le second lot d'événements délimité par l'ellipse rouge représenterait les événements émettant un muon énergétique. Une coupure sur les faibles valeurs de la densité temporelle de coups permet de supprimer cette seconde composante.

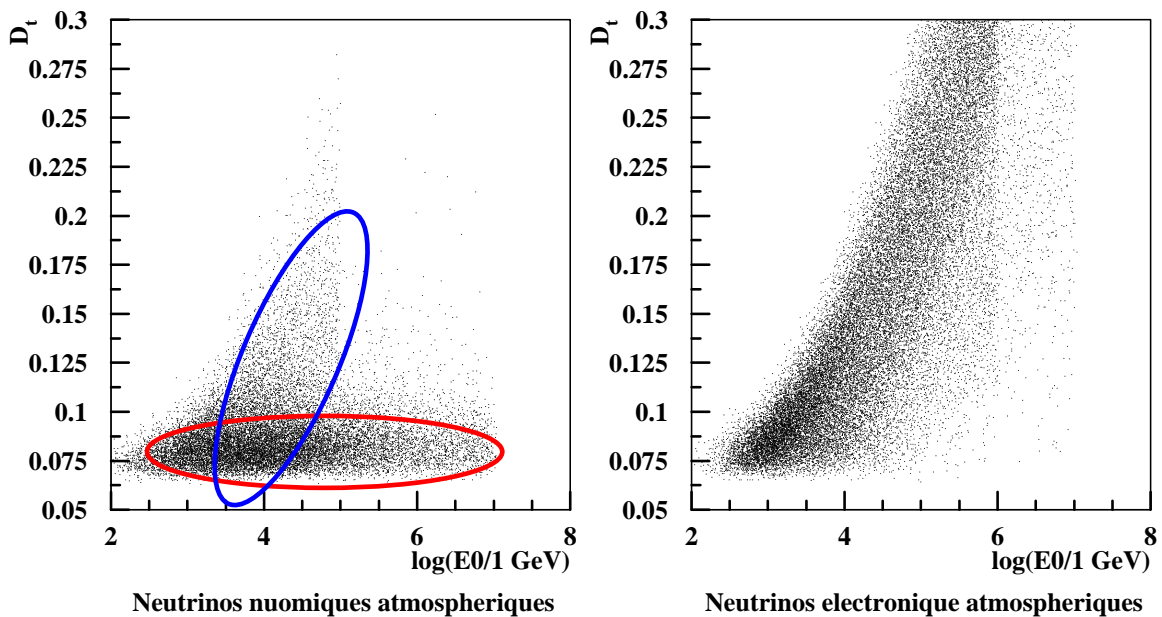


Figure D-17 : Distribution de la densité temporelle des coups en fonction de l'énergie générée, à gauche les  $\nu_\mu$ , à droite les  $\nu_e$ , en échelle logarithmique pour l'énergie.

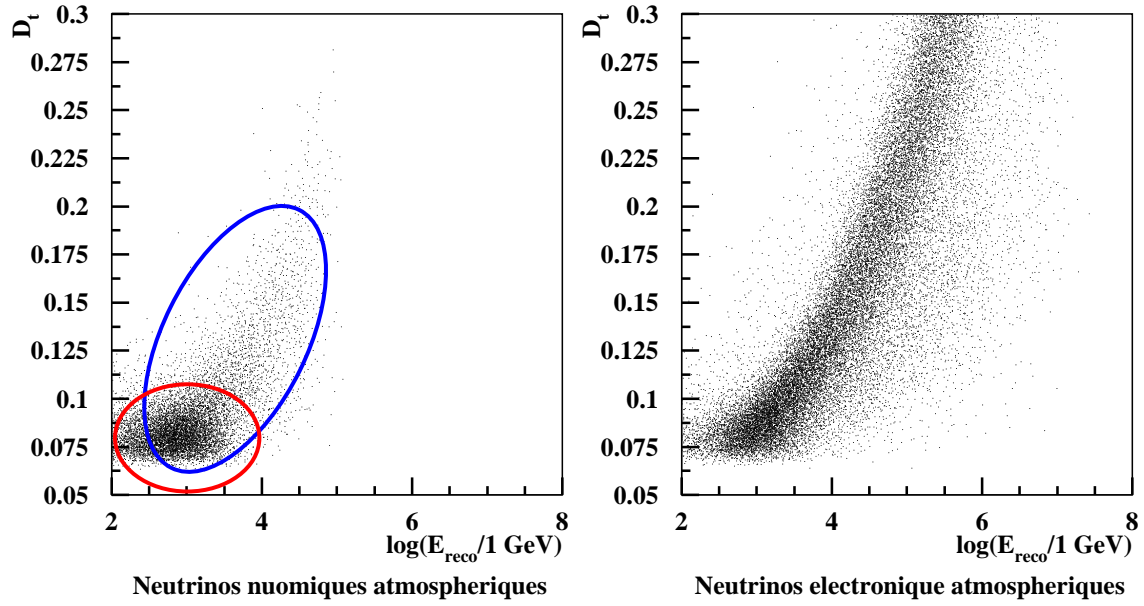


Figure D-18 : Distribution de la densité temporelle des coups en fonction de l'énergie reconstruite, à gauche les  $\nu_\mu$  à droite les  $\nu_e$ , en échelle logarithmique pour l'énergie.

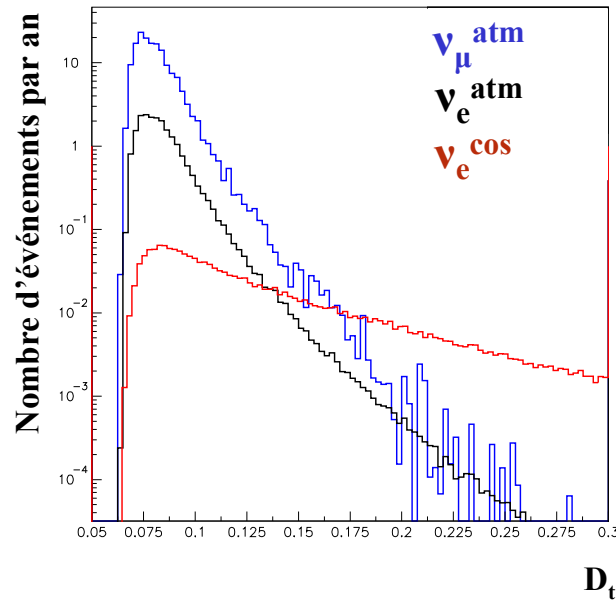


Figure D-19 : Distributions de la densité temporelle des coups des événements reconstruits, les  $\nu_\mu^{\text{atm}}$  en bleu, les  $\nu_e^{\text{atm}}$  en noir et les  $\nu_e^{\text{cos}}$  en rouge, en échelle logarithmique.



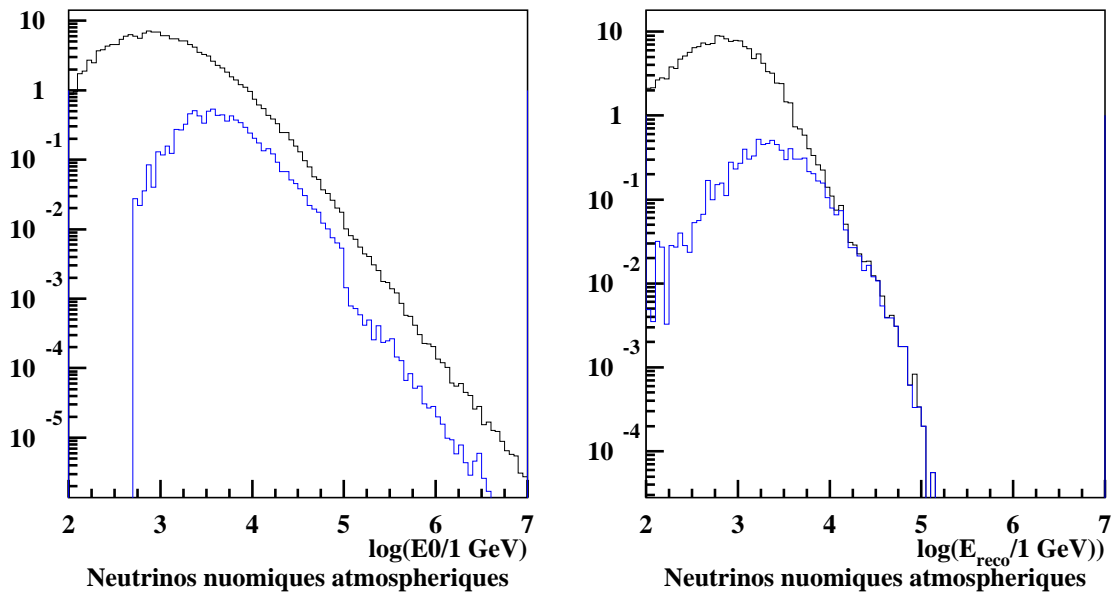


Figure D-20 : Spectre des  $\nu_{\mu}^{atm}$  en énergie générée à gauche et en énergie reconstruite à droite. La courbe continue correspond aux valeurs avant coupure, celle en bleue après coupure sur  $Dt$  ( $Dt > 0.12$ )

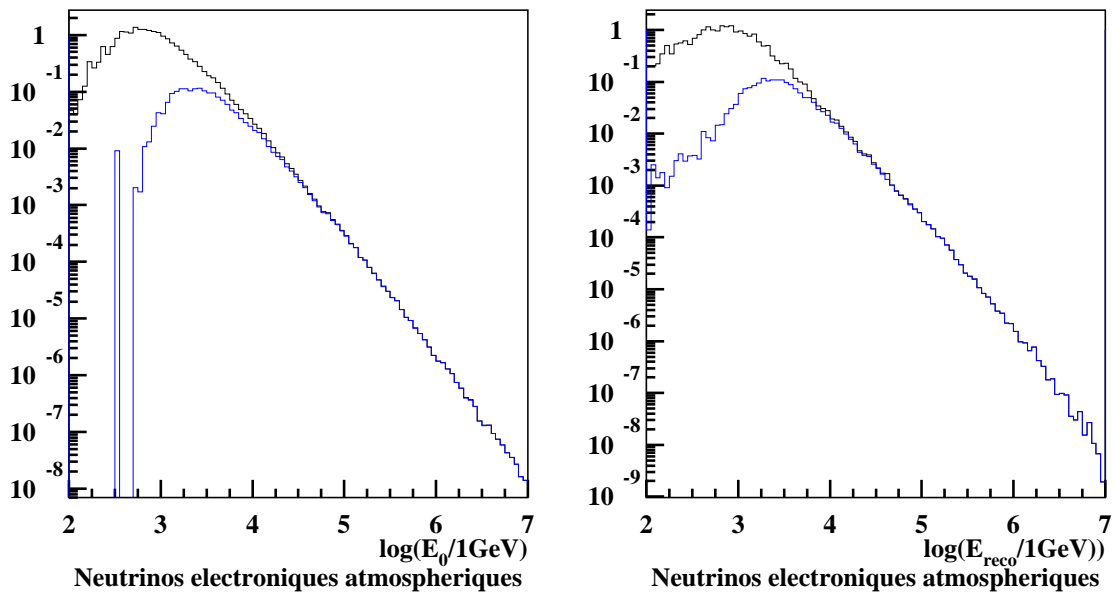


Figure D-21 : Spectre des  $\nu_e^{atm}$  en énergie générée à gauche et en énergie reconstruite à droite. La courbe noire correspond aux valeurs avant coupure, celle en bleue après coupure sur  $Dt$  ( $Dt > 0.12$ )

Les distributions de la densité temporelle de coups du bruit de fond et du signal, illustrées sur la Figure D-19, montre que deux composantes de bruit de fond (constitués par les  $\nu_e^{\text{atm}}$  en noir et les  $\nu_\mu^{\text{atm}}$  en bleu) s'accumulent aux faibles valeurs. La distribution du signal en rouge décroît beaucoup moins vite. Une coupure sur  $D_t$  supérieur à une valeur entre 0,1 et 0,15 à l'avantage de diminuer considérablement les fonds<sup>3</sup>. Ceci s'explique par la forte corrélation entre l'énergie et  $D_t$  pour des événements constitués d'une gerbe d'une part et d'autre part par l'énergie plus importante déposée dans les gerbes électromagnétiques que dans les gerbes hadroniques.

Les Figure D-20 et Figure D-21 représentent l'évolution de spectres en énergie engendrée et reconstruite des  $\nu_\mu^{\text{atm}}$  et des  $\nu_e^{\text{atm}}$  avant et après coupure sur  $D_t$ . Cette sélection permet de rejeter efficacement le bruit de fond des basses énergies, notamment aux alentours de 5 TeV où nous obtiendrons notre meilleure limite sur le flux diffus.

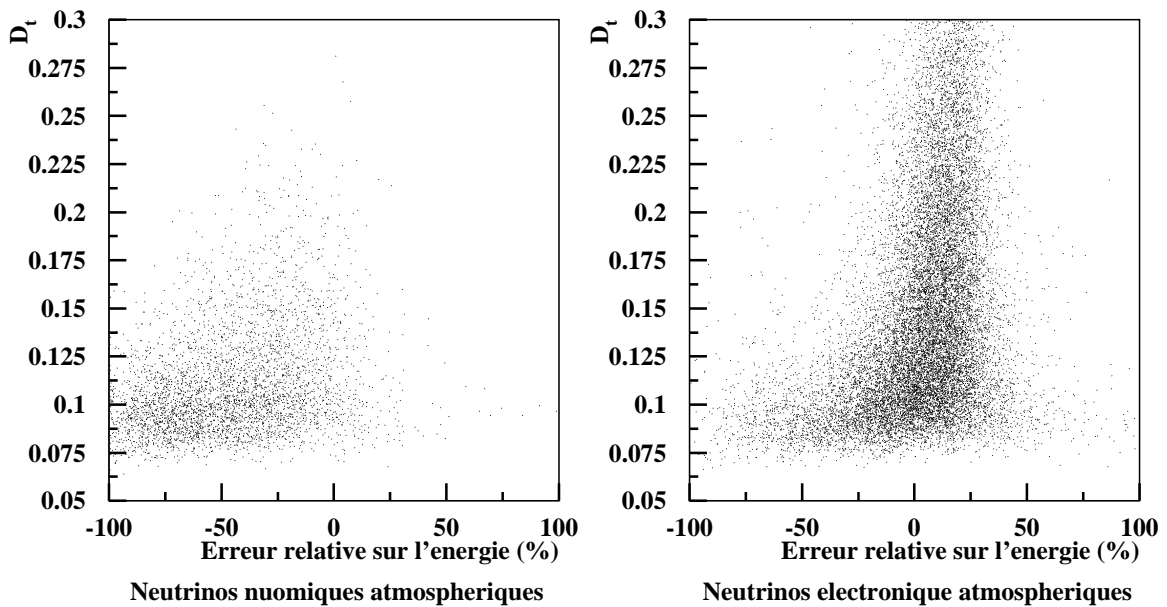


Figure D-22 : Densité temporelle des coups en fonction de l'erreur relative sur l'énergie après coupures sur  $nflhits2$ ,  $nlhits2$  et  $\chi_a^2$  : à gauche  $\nu_\mu$ , à droite  $\nu_e$

### Remarques

Nous avons remarqué au début du paragraphe D.4.2, que la densité temporelle des coups est corrélée à l'énergie engendrée pour les événements contenus constitués d'une gerbe électromagnétique ou hadronique. La Figure D-22 montre en effet, que les événements  $\nu_e$

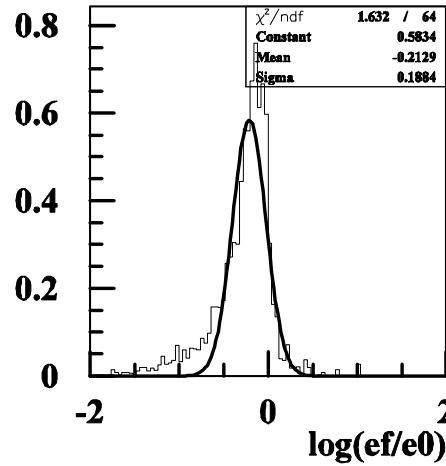
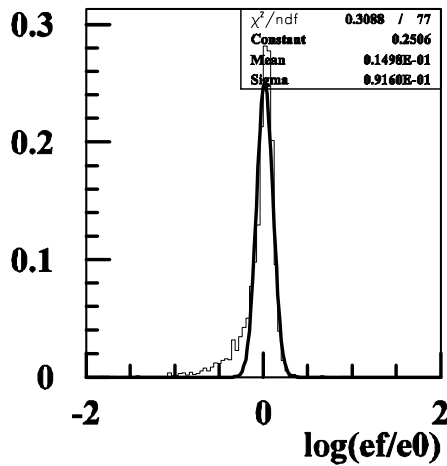
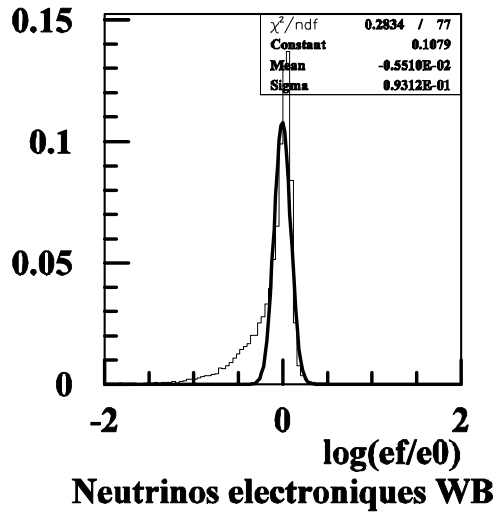
<sup>3</sup> Par la suite, une coupure sur  $D_t$  supérieur à 0,12 sera appliquée, cette valeur permet d'obtenir la meilleure sensibilité au flux diffus de neutrinos cosmiques obtenue au dernier paragraphe.

d'erreur relative inférieure à 25% s'accumulent à des valeurs de la densité temporelle de coup supérieure à 0,15. Donc une coupure sur  $D_t$  sélectionnant les grandes valeurs, permet également d'améliorer la résolution en énergie comme le montre les dispersions en énergie du bruit de fond et du signal de la Figure D-23.

La sélection des événements de densité temporelle de coups supérieure ou égale à 0,12 permet d'améliorer l'erreur relative sur l'énergie d'un facteur 2,5 pour les  $\nu_{\mu}^{\text{atm}}$  et d'un facteur 1,5 pour les  $\nu_e$ . Par ailleurs, cette coupure permet d'améliorer le rapport signal sur bruit d'un facteur 6 (en ne considérant que les  $\nu_{\mu}^{\text{atm}}$  et les  $\nu_e^{\text{atm}}$ ).

Puisque la densité temporelle est corrélée à l'énergie reconstruite pour les événements constitués d'une gerbe (électromagnétique, hadronique ou de pertes catastrophiques d'énergie par le muon), il est normal de se demander si une simple coupure sur l'énergie n'aurait pas les mêmes effets que ceux que nous venons de présenter en utilisant  $D_t$ . Il s'avère qu'une coupure en énergie reconstruite au dessus de 10 TeV permet de conserver 50% du signal tout en divisant par 10 le bruit de fond, alors qu'une coupure sur  $D_t$  permet de conserver la même quantité de signal ( $D_t > 0,135$ ) en diminuant le bruit de fond d'un facteur 20. Le choix a donc été de privilégier ce dernier mode de sélection.

Remarquons aussi que dans la simulation utilisée, les neutrinos électroniques sont engendrés de manière isotrope sur  $4\pi$  stéradians, alors que les neutrinos muons ne le sont que sur le demi-hémisphère inférieur au détecteur. Afin d'estimer, l'impact que pourrait avoir des neutrinos muons engendrés sur le demi-hémisphère supérieur, nous avons étudié l'évolution du nombre d'événements  $\nu_e^{\text{atm}}$  sélectionnés à chacune des étapes de cette analyse. Nous avons pu constater que, comme nous nous y attendions, le code de reconstruction de gerbe CONFIT reconstruit mieux les  $\nu_e^{\text{atm}}$  engendrés montants que les descendants, puisqu'il reconstruit 2,5% des  $\nu_e^{\text{atm}}$  montants et seulement 1,4% des descendants. Parmi ces  $\nu_e^{\text{atm}}$  descendant reconstruits, 47,3% le sont à tort montant. Cependant l'application des différentes coupures définies précédemment permet de ne conserver que 0,1% de ces  $\nu_e^{\text{atm}}$  descendants, alors qu'elle conserve 24 fois plus de  $\nu_e^{\text{atm}}$  engendrés montants. Compte tenu de la façon dont sont reconstruits les  $\nu_{\mu}^{\text{atm}}$  par Confite la contribution les événements descendants doit être du même ordre de grandeur. Nous avons extrapolé l'erreur sur le nombre d'événement  $\nu_{\mu}^{\text{atm}}$  sélectionnés de l'ordre de 4%. Nous avons donc estimé que cette contribution au bruit de fond ne devrait pas modifier de manière significative cette analyse.



**Neutrinos électroniques atmospheriques Neutrinos nuomiques atmospheriques**

Figure D-23 : Dispersion logarithmique de l'énergie après la coupure sur  $Dt$  : (a)  $\nu_{\mu}^{atm}$ , (b)  $\nu_e^{cos}$ , (c)  $\nu_e^{atm}$

Nombre de $\nu_e^{atm}$ (Bartol)	Générés	Reconstruits	Reconstruits montants	Reconstruits montants et sélectionnés
montants	714	17,8	16,6	0,24
descendants	668	9,1	4,3	0,01

Tableau D-4 : Evolution du nombre d'événements par an des neutrinos électroniques atmosphériques selon leur angle zénithal d'incidence.

## D.5 Taux d'événements reconstruits

A ce stade de la sélection des événements, quatre coupures ont été appliquées :

- le nombre de lignes touchées par des coups de niveau 2 strictement supérieur à 2 ;

- le nombre d'étages touchés par des coups de niveau 2 strictement supérieur à 9 ;
- la valeur de la composante du  $\chi^2_a$  strictement inférieure à 3 ;
- la densité temporelle de coup supérieure ou égale à 0,12.

Rappelons que les trois premières coupures ont un double intérêt, éliminer le bruit de fond induit par les  $\mu^{\text{atm}}$  et obtenir une résolution sur l'énergie reconstruite des gerbes meilleure que 25%.

Le tableau suivant illustre l'évolution du nombre d'événements du signal et du bruit de fond en fonction des différentes coupures décrites dans les paragraphes antérieurs. Les variables discriminantes ne sont pas corrélées et il a été vérifié que l'ordre d'application des coupures n'a pas d'importance.

Type Sélection	Signal diffus $\nu_e^{\text{cosm}}$	flux (WB), $\nu_e^{\text{atm}}$ (Bartol)	$\nu_e^{\text{atm}}$ (Bartol)	Multi-muons (Hörandel)
Confit + montants	1,6 [54636]	21 [54636]	161 [10938]	1,335 10 <sup>6</sup> [1032]
+ $\chi_a^2 < 3$ + nombre d'étages avec des hits de niveau 2 > 9	0,64 [18115]	3,6 [18115]	15,5 [4190]	0 [0]
+ nombre de lignes avec des coups de niveau 2 > 2	0,61 [17584]	3,3 [17584]	13,5 [3794]	0 [0]
+ $D_t > 0,12$	0,29 [10984]	0,25 [10984]	1,07 [1140]	0 [0]

Tableau D-5 : L'influence des coupures sur le nombre d'événements par an, entre crochet le nombre d'événements Monte Carlo restants.

Après l'application des différentes coupures, la résolution en énergie est meilleure que 20% pour les trois types d'événements comme le montre la Figure D-24. Les événements issus des interactions des neutrinos électroniques ont une erreur relative en énergie centrée en zéro alors que celle des événements produits par les  $\nu_\mu^{\text{atm}}$  présente un biais en énergie de l'ordre 30%. Ce biais en énergie déjà présent sur la Figure D-14 est accentué après l'application des coupures. Lors de l'interaction par courant chargé, une partie de l'énergie des neutrinos muoniques est emportée par le muon, la quantité de lumière détectée ne représente donc qu'une fraction de l'énergie du neutrino incident.

A ce stade de l'analyse le nombre d'événements de bruit de fond restants est de 1,32 par an. Le nombre d'événements qui seraient dus au flux diffus correspondant à la limite supérieure de Waxman-Bahcall n'est que de 0,29. Il est donc clair qu'Antares ne peut

mettre en évidence des signaux de ce niveau sans accumuler des données pendant plusieurs années et en réduisant considérablement le fond situé à plus basse énergie.

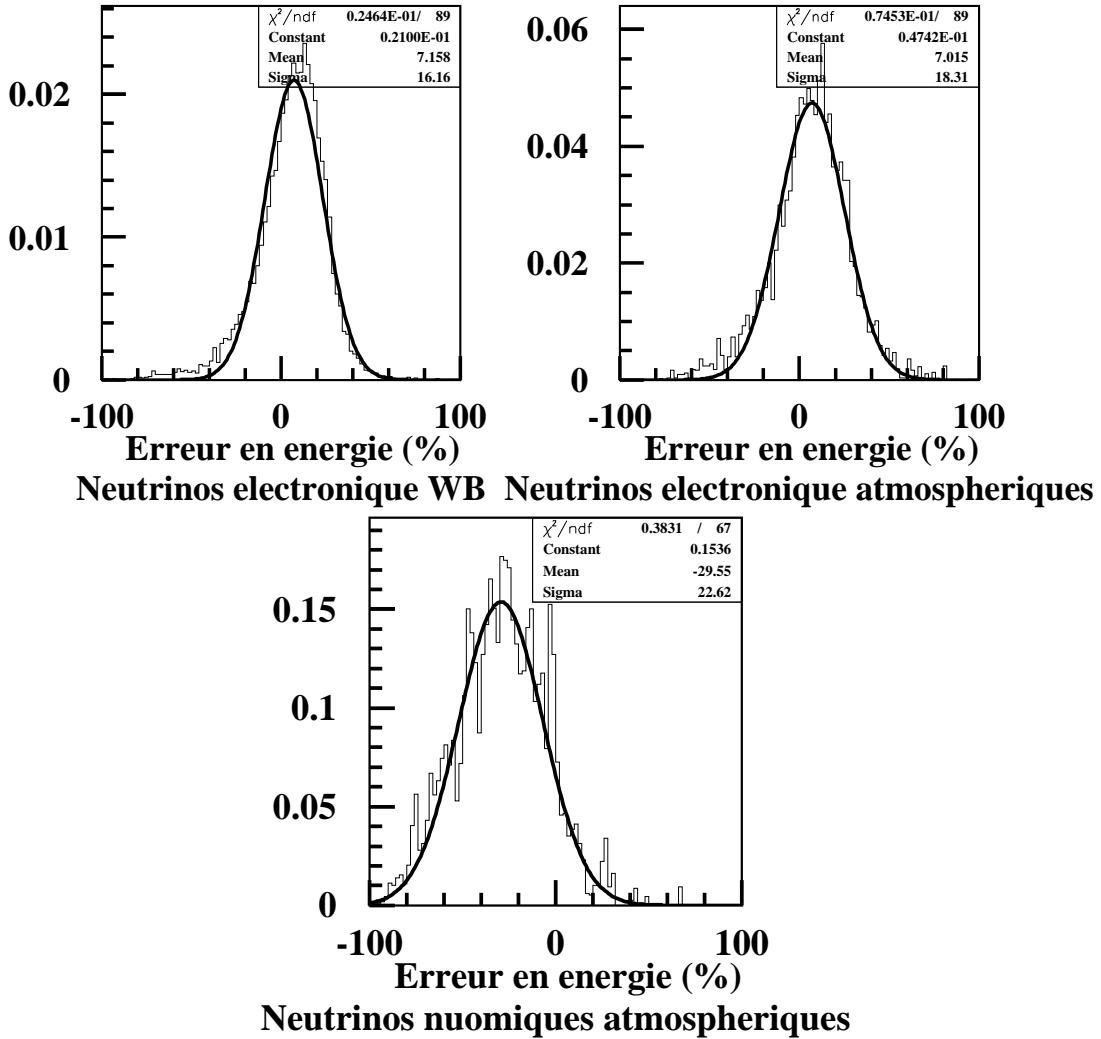


Figure D-24 : Erreur relative sur l'énergie après application de toutes les coupures : en haut  $\nu_{\mu}^{atm}$ , en bas à gauche  $\nu_e^{cos}$ , en bas à droite  $\nu_e^{atm}$

### Volume effectif

Le volume effectif est défini par le volume de génération des événements multiplié par la fraction des événements après coupures de sélection :

$$(54) \quad V_{eff} = V_{gen} \cdot \frac{N_{selec}}{N_{gen}}$$

Dans cette formule  $V_{gen}$  est le volume de génération des événements simulés,  $N_{gen}$  le nombre d'événements générés à l'intérieur de  $V_{gen}$  et  $N_{selec}$  le nombre d'événements sélectionnés après reconstruction et l'application d'un jeu de coupures de qualité.

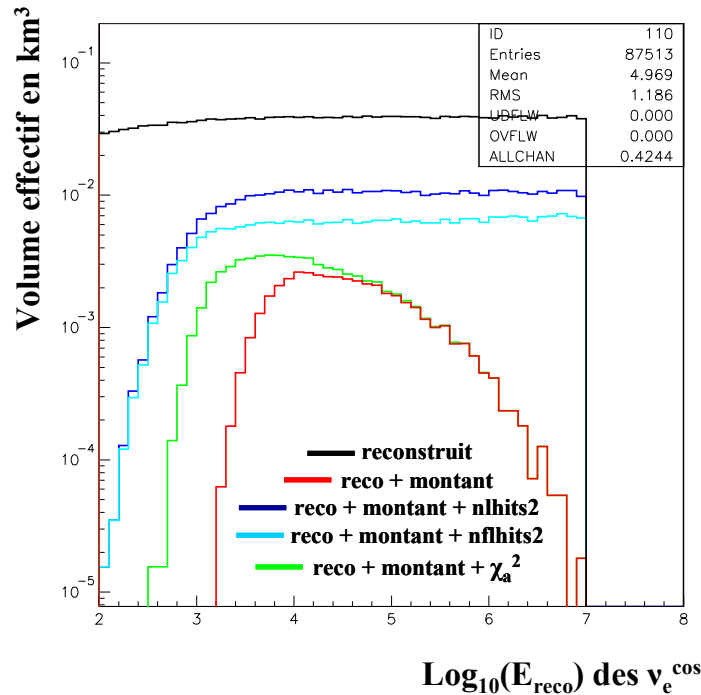


Figure D-25 : Evolution du volume effectif (en km) des neutrinos électroniques cosmiques détectés (en noir), reconstruits (en bleu foncé), reconstruits montants (en bleu clair), après coupures de qualité définies au paragraphe D.2.2 (en vert) puis après coupure sur la densité de hits (en rouge).

Le volume effectif obtenu aux différentes étapes de cette analyse est représenté sur la Figure D-25. Le volume effectif des neutrinos électroniques détectés est quasiment constant et égal au volume de génération, alors que le volume après reconstruction est diminué d'un facteur 10. Cet effet vient de la restriction au volume fiduciel imposé par l'algorithme de reconstruction des gerbes. La sélection des événements reconstruits montants inévitable pour diminuer le bruit de fond provenant des muons atmosphériques ne diminue que d'un facteur 2 le volume effectif reconstruit. Par contre, les coupures permettant d'obtenir une résolution en énergie de l'ordre de 20% (principalement la coupure sur  $\chi_a^2$ ) l'affecte considérablement au dessus 50 TeV, ce phénomène est encore mal compris. La dernière coupure sur la densité temporelle des coups diminue d'un facteur 100 le volume effectif pour des énergies inférieures à quelque GeV. Donc, les sélections appliquées, optimisées d'une part pour rejeter efficacement le bruit de fond et d'autre part pour améliorer de la résolution en énergie, permet d'avoir un volume effectif de l'ordre de  $10^{-3}$  km<sup>3</sup> sur une gamme d'énergie comprise entre 10 et 500 TeV.

## D.6 Détermination d'une limite sur le flux diffus de neutrinos

Les neutrinos produits par l'interaction des protons accélérés dans des sources astrophysiques peuvent, grâce à leur faible interaction avec la matière, s'échapper de la source et nous fournir ainsi de nouvelles informations. Ce flux de neutrinos est appelé flux diffus lorsqu'il résulte d'un ensemble d'émission de neutrinos provenant de sources non résolues.

Dans ce paragraphe, nous présenterons dans un premier temps deux limites représentatives de ce flux diffus ainsi que les étapes entrant dans la construction des modèles. Dans un second temps, la méthode permettant de calculer la sensibilité d'Antares sera décrite pour obtenir une valeur résultant de l'analyse précédente.

### D.6.1 Flux diffus

Les modèles de flux diffus reposent sur le choix du mécanisme d'accélération abordé au paragraphe B.1.2, de l'hypothèse de production des neutrinos décrite au paragraphe D.6.1.1 ainsi que d'une hypothèse de normalisation fondée sur le lien entre l'émission de photons, de protons cosmiques et de neutrinos par les sources. Cette dernière étape de la construction d'un modèle de flux est expliquée au paragraphe D.6.1.2.

#### D.6.1.1 De l'interaction des protons à la production de neutrinos

Dans l'environnement d'un accélérateur cosmique comme un noyau actif de galaxie, les cibles possibles pour l'interaction des protons sont les nucléons et les photons. La Figure D-26, figure de gauche, permet de comparer les sections efficaces des réactions proton-proton (pp) ou proton-photon (p $\gamma$ ), elle montre que la réaction pp est dominante. Les photons cibles proviennent de différentes origines comme par exemple l'émission synchrotron des électrons et positrons qui spiralent autour des lignes de champ magnétique, ou encore l'émission thermique du disque d'accrétion chauffé par le frottement des différentes couches de matière les unes sur les autres. Ce sont donc des photons de basse énergie (1 eV). Toutefois, comme la densité des photons  $n_\gamma$ , environ  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , est très largement supérieure à celle des protons, ce qui suffit amplement à combler l'écart des sections efficaces. De ce fait la majorité des modèles n'utilisent que la voie p $\gamma$  pour l'interaction des protons.

L'interaction proton-photon met en jeu différents processus : l'excitation des états résonnants du nucléon, la réaction directe avec production d'un pion et la diffusion. La plupart des modèles ne s'intéressent qu'aux processus dominants

#### Canaux de désintégration

La section efficace des processus impliquant la réaction p $\gamma$  (Figure D-26) présente un grand nombre de résonances. A chacune d'entre elles est associée un état excité du nucléon, en général une résonance  $\Delta$ .

Les canaux directs p $\gamma \rightarrow \pi + \dots$  permettant la production de pions sans passer par la désintégration d'un  $\Delta$  sont dominants près du seuil mais dans une région très restreinte (voir figure de droite de Figure D-26). Ce seuil pour la photoproduction de pions est d'environ 1,08 GeV, pour une énergie minimale du photon de 75 MeV dans le cas où le proton est au repos.

L'énergie de seuil pour la production d'un  $\Delta$  est un peu plus grande. Elle nécessite une énergie minimum du photon dans le référentiel du proton de l'ordre de 170 MeV, c'est à dire environ 2 fois plus grand que pour la production directe de pions [3].

De plus, comme illustré sur la Figure D-26 (à droite) et la Figure D-27, la section efficace des processus  $\gamma p \rightarrow \Delta \pi$  représente plus de 80% de la section efficace totale des



processus  $p\gamma$  pour des énergies de photons cibles inférieures à 1 GeV dans le référentiel du proton. Ainsi la plupart des modèles ne prennent en compte que la production des neutrinos provenant de cette résonance. Ceci permet de réduire le nombre de canaux à étudier. Cette approximation s'appelle l'approximation de la résonance  $\Delta$ .

Cette approximation de la résonance  $\Delta$  apparaît aujourd'hui un peu grossière, comme le fait remarquer J.P. Rachen dans [51].

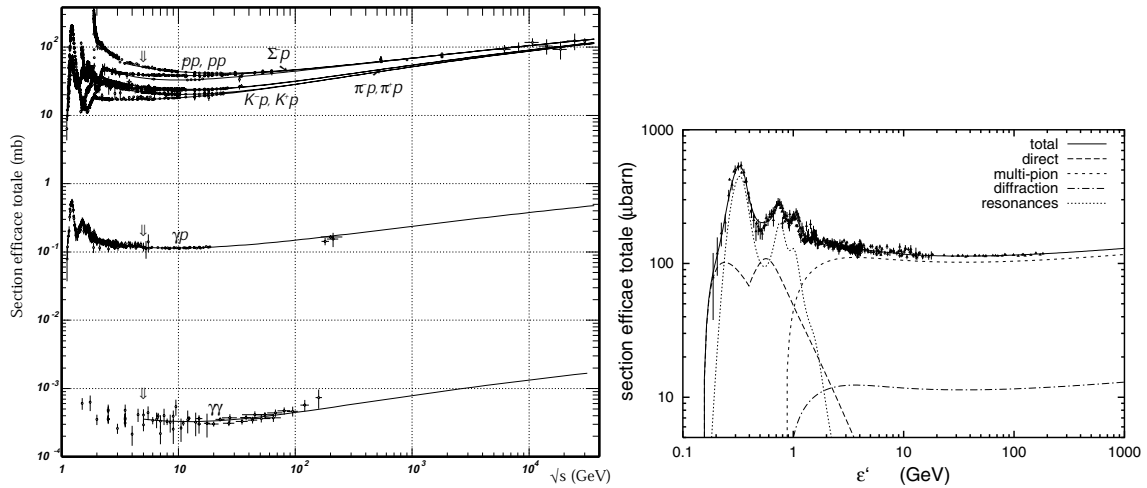


Figure D-26 : Comparaison entre les sections efficaces totales des réactions  $pp$ ,  $p\gamma$  et  $\gamma\gamma$  en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse. La section efficace  $pp$  est supérieure de 2 ordres de grandeur à la section efficace  $p\gamma$ . Néanmoins c'est cette dernière qui domine dans les processus astrophysiques du fait de la grande densité des champs de photon [51], à gauche. Evolution de la section efficace des processus  $p\gamma$  suivant les différents canaux en fonction de l'énergie du photon [51], à droite.

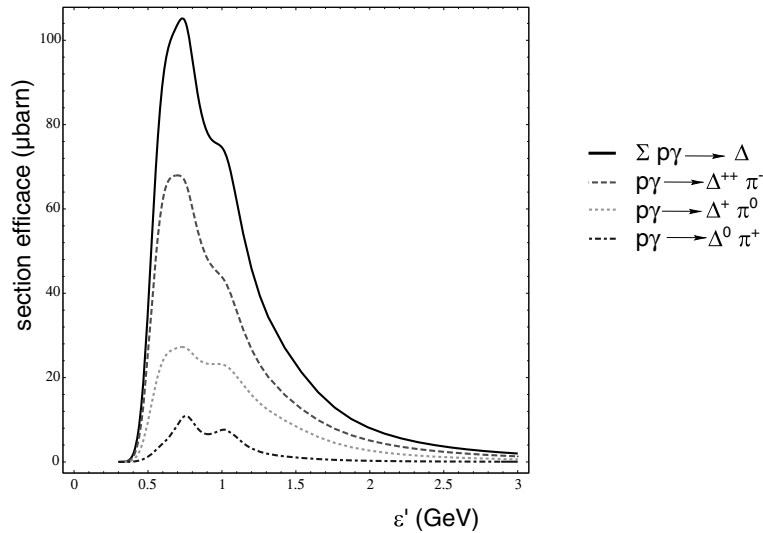


Figure D-27 : Comparaison des sections efficaces des processus  $p\gamma \rightarrow \Delta$  [51].

Dans les modèles utilisant l'approximation de la résonance  $\Delta$ , il est supposé, en première approximation, que les pions sont produits de manière équiprobable, c'est-à-dire que le rapport pions chargés/pions neutres est de 1. Or la combinaison des différents rapports de branchement, donnés dans le Tableau D-6 démontre que la désintégration du  $\Delta$  via la réaction  $\Delta \rightarrow N\pi$  se traduit par une production de pions dans le rapport  $\pi^+ : \pi^- : \pi^0$  de 1 : 1 : 1.

L'hypothèse d'équipartition entre les pions chargés et les pions neutres, rencontrées dans certains modèles, apparaît donc comme incorrecte.

Ces résultats sur la répartition entre les pions neutres et les pions chargés sont très importants car ils déterminent le rapport entre le nombre de neutrinos et le nombre de photons produits au niveau de la source. Un rapport pions chargés/pions neutres de 2 pour 1, il y a production de 3 neutrinos pour 1 photon  $\gamma$ . Il y aura aussi 2 neutrinos muoniques pour 1 neutrino électronique.

	$p\pi^+$	$p\pi^0$	$p\pi^-$	$p\pi^+$	$p\pi^0$	$p\pi^-$
$\Delta^{++}$	1					
$\Delta^+$		2/3		1/3		
$\Delta^0$			1/3		2/3	
$\Delta^-$						1

Tableau D-6 : Rapport de branchement de la désintégration des différentes résonances  $\Delta$  [51].

En effet, les pions vont se désintégrer suivant les canaux :

$$(55) \quad \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$$

$$(56) \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \quad ; \quad \mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$$

$$(57) \quad \pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \quad ; \quad \mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$$

Donc le rapport  $\nu_e / \bar{\nu}_e$  est fixé par le rapport  $\pi^+ / \pi^-$ .

### Production de neutrino

Dans ce qui suit, le flux de neutrinos atmosphériques est estimé à partir du flux de rayons cosmiques arrivant sur Terre. Le raisonnement suivi pour prédire le flux de neutrinos produit au sein des sources astrophysiques est très proche. Il suffit de remplacer le flux de rayons cosmiques par le flux de protons et l'interaction sur des noyaux de l'atmosphère par l'interaction sur des photons ambiants. Le flux diffus pourra alors être estimé en stipulant une certaine distribution des sources dans l'Univers. Dans les deux cas les neutrinos proviennent de la désintégration des particules secondaires. De manière générale, le flux de neutrinos issus des désintégrations des particules secondaires peut s'exprimer à partir du flux initial de protons selon la formule suivante [10] ;

$$(58) \quad \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} = \frac{I_{CR}(E_\nu)}{1 - Z_{NN}} \left[ 1,0 \cdot \frac{A_{\pi,\nu}}{1 + B_{\pi,\nu} \cos \theta \frac{E_\nu}{\varepsilon_\pi}} + 0,635 \cdot \frac{A_{K,\nu}}{1 + B_{K,\nu} \cos \theta \frac{E_\nu}{\varepsilon_K}} + \Lambda \right]$$

où :

- $I_{CR}(E_\nu)$  représente le flux de particules primaires, les protons du rayonnement cosmiques dans l'atmosphère ou les protons accélérés dans les sources ;
- $\theta$  l'angle d'incidence par rapport à la cible ;

- $A_{\pi,\nu}$ ,  $A_{K,\nu}$ ,  $B_{\pi,\nu}$  et  $B_{K,\nu}$  des constantes sans dimensions caractéristiques de l'interaction hadronique et de la désintégration des mésons ;
- $\varepsilon$  l'énergie critique, qui donne une estimation de l'énergie au-dessus de laquelle la probabilité d'interaction prend le dessus sur celle de désintégration (respectivement  $\varepsilon_{\pi}^c$  et  $\varepsilon_K^c$  pour les pions et les kaons) ;
- $Z_{NN}$  représente la probabilité qu'un nucléon d'énergie  $E$  soit créé lors de l'interaction d'un nucléon d'énergie  $E_0$  avec un noyau de l'atmosphère.

Le premier terme représente la contribution au flux de neutrinos provenant de la désintégration des  $\pi$ . Le rapport de branchement du  $\pi$  vers le  $\nu$  est proche de 1. Le deuxième terme représente la contribution des kaons  $K$  dont le rapport d'embranchement est de 0,635. Les pointillés regroupent la contribution de toutes les autres familles de mésons [10].

Si l'énergie du neutrino  $E_\nu$  est très inférieure à l'énergie critique  $\varepsilon$ , le flux de neutrinos va suivre le spectre des primaires. Si c'est l'inverse, l'indice spectral du spectre des neutrinos va être augmenté d'une unité. Ainsi, si le spectre des primaires  $I_{CR}$  suit une loi de puissance d'indice spectral  $\gamma$ , le spectre des neutrinos sera en première approximation :

$$(59) \quad \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} \approx \begin{cases} \frac{I_{CR}(E_\nu)}{1-Z_{NN}} (A_{\pi,\nu} + 0,635 A_{K,\nu} + \Lambda) \propto E^{-\gamma} & E_\nu \ll \varepsilon_{\pi,K}^c \\ \frac{I_{CR}(E_\nu)}{1-Z_{NN}} \left( \frac{A_{\pi,\nu}}{B_{\pi,\nu} \cos \theta \frac{E_\nu}{\varepsilon_\pi^c}} + \frac{A_{K,\nu}}{B_{K,\nu} \cos \theta \frac{E_\nu}{\varepsilon_K^c}} + \Lambda \right) \propto E^{-\gamma} & E_\nu \gg \varepsilon_{\pi,K}^c \end{cases}$$

Même si dans ce calcul les rayons cosmiques interagissent avec des noyaux alors que dans les sources astrophysiques ils interagissent avec des photons, le traitement des deux problèmes suit le même raisonnement.

### Fraction d'énergie emportée par le neutrino

Le calcul de la fraction d'énergie emportée par le neutrino se fait en trois étapes. La première consiste à estimer la fraction d'énergie  $f_\pi$  transférée du proton au pion. Cette fraction  $f_\pi$  est mal connue, elle est comprise entre 0,2 et 1. Généralement les modèles se contentent de prendre  $f_\pi = 0,2$ . En effet,  $f_\pi$  peut varier fortement en fonction des processus de photoproduction de pions employés.

L'étape suivante est de considérer la désintégration du pion et d'estimer l'énergie transférée au muon et au neutrino. Dans les objets astrophysiques, les énergies de photons cibles sont de l'ordre de 1 eV : les pions produits par la photoproduction de mésons sont donc quasiment au repos dans le référentiel du proton. L'étude de la cinématique de la désintégration du pion en muon et neutrino, dans le référentiel du pion, permet d'écrire que l'énergie emportée par le neutrino est de l'ordre de 25% de celle du pion ([3]).

Enfin, le muon produit va se désintégrer, donnant deux neutrinos dont il faut estimer l'énergie. Le muon provenant de la désintégration du pion est lui aussi produit quasiment au repos. Les produits de sa désintégration, un électron et deux neutrinos, sont tous trois de masse négligeable devant la sienne et en première approximation, l'énergie va se répartir de manière égale entre les trois particules. Les neutrinos emportent ainsi chacun 1/3 de l'énergie du muon, soit 25% de l'énergie du pion :  $1/3 \times 3/4 = 1/4$ .

Ainsi chacun des trois neutrinos produits par la photoproduction de mésons, impliquant un pion dans l'état final, emporte en moyenne une fraction  $f_\nu = f_\pi/4$  (soit 5%) de l'énergie du proton. Cette valeur est utilisée dans la quasi-totalité des modèles et permet d'estimer facilement l'énergie des neutrinos produits à partir de l'énergie des protons.

Il a été montré précédemment qu'il y avait production de 3 neutrinos pour 1 photon. Comme chaque neutrino emporte en moyenne 25% de l'énergie du pion alors que chaque  $\gamma$  provenant de la désintégration du  $\pi^0$  en emporte 50%, le rapport de la fraction d'énergie emportée par les neutrinos muoniques sur la fraction d'énergie emmenée par les photons  $\gamma$  est de 1 : 2. Cette fraction est importante pour normaliser le flux théorique de neutrinos à partir des observations en  $\gamma$  de haute énergie ou des mesures du flux de rayons cosmiques.

#### D.6.1.2 De la source à la Terre

Pour construire le flux diffus associé à un ensemble des sources, il est nécessaire d'intégrer le flux de neutrinos émis par l'une de ces sources sur leur distribution dans l'Univers. Deux choix de répartition des sources dans l'Univers sont communément utilisés :

1. une distribution uniforme des sources qui dépend implicitement de la géométrie de l'Univers (i.e. un taux de formation constant en fonction de  $z$  pour un univers plat);
2. une distribution identique à celle du taux de formation des étoiles [57].

Mais avant de pouvoir remonter au flux de neutrinos il est important de définir une méthode de normalisation. Ce point est le plus compliqué à traiter et c'est aussi celui qui induit les plus grandes différences dans les prédictions. Deux choix de normalisation sont utilisés. Le premier utilise un modèle de source spécifique et se sert des observations du rayonnement diffus gamma ou X. Le second utilise les mesures du flux de rayons cosmiques au niveau de la Terre pour remonter au flux émis initialement par les sources.

#### **Normalisation sur les flux de photons observés**

Le flux de neutrinos en provenance d'une source particulière peut être estimé à partir des données recueillies en  $\gamma$  de haute énergie. En effet, dans le cadre de l'approximation de la résonance  $\Delta$ , le lien entre les énergies produites en  $\gamma$  et en  $\nu$  est clairement établi comme nous venons de le voir.

Une manière de prédire un flux diffus de neutrinos est d'utiliser une source particulière. Le flux de photon mesuré permet une estimation simple et grossière du flux de neutrinos émis. Il suffit d'appliquer les résultats établis au paragraphe D.6.1.1 qui stipulent, entre autre, que le rapport entre l'énergie émise en  $\gamma$  comparée à l'énergie émise en neutrino est de 2 : 1. Puis Il suffit d'estimer la répartition de cette source dans l'univers pour obtenir une estimation du flux diffus de neutrinos.

#### **Modèles se normalisant sur les flux de rayons cosmiques**

A partir de la connaissance du spectre de protons au sein d'un accélérateur, il est possible de simuler par Monte Carlo les interactions  $p\gamma$  avec un champ de photons en loi de puissance et d'en déduire le spectre des neutrons, des photons et des neutrinos en fonction des paramètres décrivant le spectre des protons et des photons cibles [52]. Le spectre des

rayons cosmiques est alors calculé à partir du spectre des neutrons émis puis ces rayons cosmiques sont propagés de la source à la Terre. Le flux ainsi obtenu est ensuite normalisé sur les observations des rayons cosmiques de haute énergie.

La difficulté est alors de choisir sur quelle région du spectre des rayons cosmiques la normalisation doit se faire. En effet, il est nécessaire d'isoler la composante extragalactique. Pour cela seuls les événements au-delà de la cheville sont utilisés.

Dans cette méthode de normalisation, il est important de bien connaître la propagation des rayons cosmiques de la source jusqu'à la Terre. Les prédictions sur cette étape sont entachées de grandes incertitudes. En effet, les rayons cosmiques, au cours de leur voyage, sont déviés par les champs magnétiques intergalactiques, perdent de l'énergie, interagissent sur les différents fonds cosmologiques. Toute la partie faisant intervenir la physique des particules est bien maîtrisée, par contre la méconnaissance des champs magnétiques régnant dans l'univers est responsable de la grande incertitude régnant sur la propagation des rayons cosmiques.

### D.6.1.3 Deux limites représentatives

Waxman et Bahcall ([36][53]) ont les premiers essayé de fixer une limite supérieure sur le flux diffus de neutrinos en utilisant uniquement les observations sur les rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Mannheim, Protheroe et Rachen ([55]) ont approfondi ce travail en utilisant aussi bien les rayons cosmiques que les contraintes apportées par les mesures du flux diffus en  $\gamma$  pour contraindre leur modèle.

Dans le calcul de Waxman et Bahcall (WB98), la normalisation du flux de neutrinos est réalisée en utilisant les rayons cosmiques d'énergie supérieure à  $10^{10}$  GeV. Le facteur cinématique  $f_\pi$  choisi est de l'ordre de 0,25 ce qui est tout à fait raisonnable. Les hypothèses utilisées peuvent être résumées en 4 points :

- les neutrinos sont produits par l'interaction des protons sur le champ de photons et sur la matière ambiante ;
- la source est transparente aux neutrons de haute énergie : ils peuvent s'en échapper librement et donneront naissance aux rayons cosmiques ;
- les rayons cosmiques de très haute énergie,  $E > 10^{10}$  GeV, ne sont pas affectés par les champs magnétiques ;
- le spectre d'énergie des protons au niveau de la source est en  $E^{-2}$ , comme prédit par le mécanisme d'accélération de Fermi.

La limite sur le flux de neutrinos extragalactiques dépend également de la distribution des sources dans l'Univers. Le résultat à retenir est le suivant :

$$(60) \quad E_\nu^2 \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} < 1,5 \cdot 10^{-8} \xi \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$$

où  $\xi$  prend en compte l'évolution de la distribution des sources avec le décalage vers le rouge. Pour une distribution des sources déterminée à partir de l'évolution de la fonction densité de luminosité des quasars, le facteur  $\xi$  est estimé comme valant 3 et la valeur de la limite devient  $4,5 \cdot 10^{-8} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$  ([36][53] modèle utilisé pour la suite de l'étude).

La limite de Mannheim, Protheroe et Rachen (MPR98) est dérivée à partir d'une opacité aux neutrons  $\tau_{n\gamma}$  variant de l'infini (totalement opaque) à 0 (les neutrons sont libres de s'échapper) définissant ainsi une zone comme le montre la Figure D-28. Il n'y a pas d'hypothèse faite sur l'indice spectral des protons au niveau de la source et les sources sont supposées être distribuées de manière cosmologique. Les flux sont alors normalisés :

- à partir du spectre des rayons cosmiques observé sur Terre ;
- en vérifiant que le bruit de fond dû au flux diffus de rayonnement  $\gamma$  obtenu dans le modèle n'excède pas celui observé.

Le résultat obtenu pour des sources opaques aux neutrons est :

$$(61) \quad E_\nu^2 \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} < 2 \cdot 10^{-6} \xi \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$$

Une limite a également été déduite dans le cas où les sources sont transparentes aux neutrons. Elle est visible sur la Figure D-28.

Ces deux limites supérieures sur le flux diffus de neutrinos ne coïncident qu'aux alentours de  $10^9$  GeV, région utilisée par Waxman et Bahcall pour normaliser leur modèle. Ce désaccord est un sujet de polémique, chaque équipe défendant ses hypothèses et ses résultats. Les différences entre les deux limites apparaissent au niveau du choix du spectre des protons au niveau de la source et sur la région choisie pour normaliser le flux de neutrinos.

Waxman et Bahcall ont supposé que le spectre d'injection des protons dans l'univers était en  $E^{-2}$ . Pourtant rien ne permet d'affirmer que :

- toutes les sources produisent des protons suivant une loi en  $E^{-2}$  par le mécanisme de Fermi. En effet, la valeur de 2 n'est qu'une hypothèse habituelle de l'indice spectral, le mécanisme de Fermi prédisant un large domaine de valeurs possibles ;
- les spectres en  $E^{-2}$  de chacune des sources conduisent forcément à un spectre total en  $E^{-2}$  compte tenu du fait que chacune des sources permet d'atteindre une énergie maximale différente.

En effet, il est possible d'imaginer que la somme des contributions donne un indice spectral localement différent de 2, compte tenu des différents seuils en énergie associés à chacune d'entre elles.

Ce problème ne concerne pas le calcul de Mannheim, Protheroe et Rachen car ils ont choisi de spécifier uniquement le spectre des rayons cosmiques à sa valeur mesurée sur Terre et non celui des protons cosmiques au niveau de la source. Ce dernier est calculé à l'aide d'une simulation aussi complète que possible des phénomènes entrant en jeu, incluant en particulier les effets dus à la propagation des rayons cosmiques dans l'univers.

L'autre point de discussion concerne la normalisation. Waxman et Bahcall utilisent, pour la normalisation de leur limite, le flux de rayons cosmiques mesurés au-dessus d'environ 10 GeV et ne prennent jamais en compte les observations gamma. Pourtant, comme le montrent Mannheim, Protheroe et Rachen, la contrainte sur le flux de gamma diffus est la plus restrictive à basse énergie. Ainsi, leur limite est supérieure de 2 ordres de grandeurs à celle de Waxman et Bahcall pour des énergies inférieures à  $10^6$  GeV. Puis l'énergie augmentant, la contrainte apportée par les rayons cosmiques devient de plus en plus

importante ; la limite de Mannheim, Protheroe et Rachen, pour des sources transparentes aux neutrons, converge alors vers celle de Waxman et Bahcall. Les 2 limites sont d'ailleurs en parfait accord aux alentours de  $10^9$  GeV, énergie à partir de laquelle Waxman et Bahcall ont utilisé le flux de rayons cosmiques. En conclusion, la limite apportée par Waxman et Bahcall a ouvert la voie mais souffre d'un grand nombre de choix discutables.

Toute la discussion effectuée jusqu'ici a permis de montrer comment les modèles de flux diffus de neutrinos étaient construits, quels étaient les différents choix de normalisation et quelles étaient les deux limites les plus utilisées. Néanmoins, il existe un grand nombre de modèles décrits en détail dans la thèse d'Alain Romeyer [3]. Dans la suite de cette étude, seul le flux en  $E^{-2}$  selon le modèle de WB sera traité.

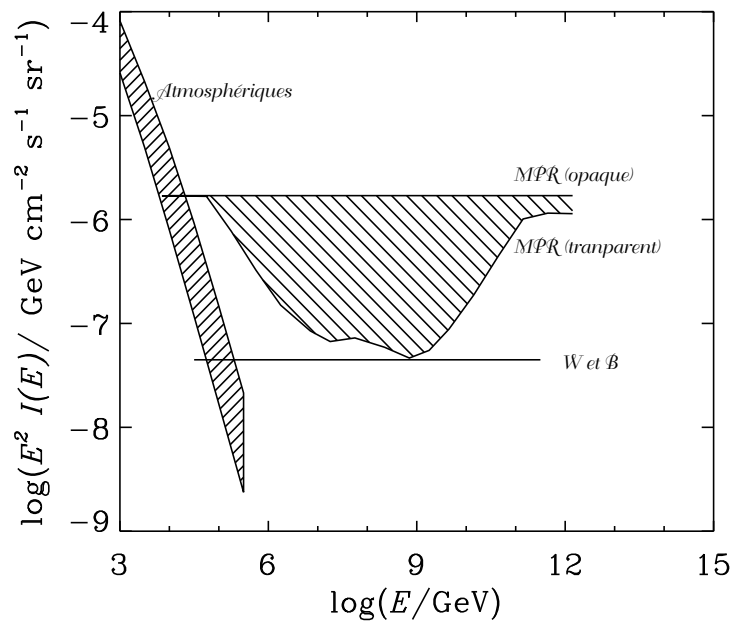


Figure D-28 : Limites sur le flux de neutrinos données par Waxman et Bahcall (ligne horizontale) et Mannheim, Protheroe et Rachen MPR98 (zone centrale hachurée). Pour comparaison le flux de neutrinos atmosphériques est représenté par la zone hachurée de gauche. La variation de la limite MPR98 s'explique par la variation de l'opacité des sources aux neutrons. La valeur la plus haute de la limite est obtenue pour une source opaque aux neutrons [52].

## D.6.2 Probabilité de détection

La probabilité de détection correspond à la probabilité que le signal ajouté au bruit de fond donne significativement plus d'évènements que le bruit de fond seul, compte tenu des fluctuations sur le nombre d'évènements attendus pour une expérience donnée.

Dans cette étude, le nombre d'évènements obtenu par la simulation correspond au nombre moyen d'évènements qui serait obtenu après la réalisation d'un grand nombre d'expériences. Par ailleurs, étant donné la faible statistique attendue dans une expérience comme ANTARES (de l'ordre de quelques évènements par an), le nombre d'évènements observé lors d'une réalisation de cette expérience suit une loi de Poisson. Ainsi, lorsque la moyenne du nombre d'évènement est  $N$ , la probabilité qu'une réalisation de l'expérience donne  $n$  évènements est donnée par la formule suivante :

$$(62) \quad P(n|N) = \frac{N^n e^{-N}}{n!}$$

Le calcul de la probabilité de détection pour un nombre d'évènement de signal moyen attendu S et un nombre d'évènements moyen de bruit de fond attendu B s'effectue en deux étapes, illustrée sur la Figure D-29.

La première étape consiste à fixer la valeur du bruit de fond pouvant être atteinte par fluctuation statistique avec un niveau de confiance C. Cette valeur limite est définie par la probabilité d'observer  $b_1$  évènements ou plus avec une probabilité inférieure à 1-C. La valeur de  $b_1$  est obtenue par la relation suivante :

$$(63) \quad C = \sum_{i=0}^{b_1-1} \frac{B^i e^{-B}}{i!}$$

Une réalisation de l'expérience donnant n évènements, n supérieur à la valeur  $b_1$  déterminée, ne peut survenir qu'avec une probabilité égale à 1-C. Le paramètre C est généralement fixé à de grandes valeurs, par exemple 90 ou 99%, pour se mettre dans une région où il y a très peu de chance pour que les évènements observés soient uniquement dus à une fluctuation du fond.

La deuxième étape consiste à déterminer la probabilité pour que le nombre d'évènement observés sous l'hypothèse de la présence de bruit de fond et du signal soit supérieur ou égal à la valeur trouvée à l'étape précédente. La probabilité de détection est donnée par la formule suivante :

$$(64) \quad P_{\text{det}} = \sum_{i=b_1}^{\infty} \frac{(B+S)^i}{i!} e^{-(B+S)}$$

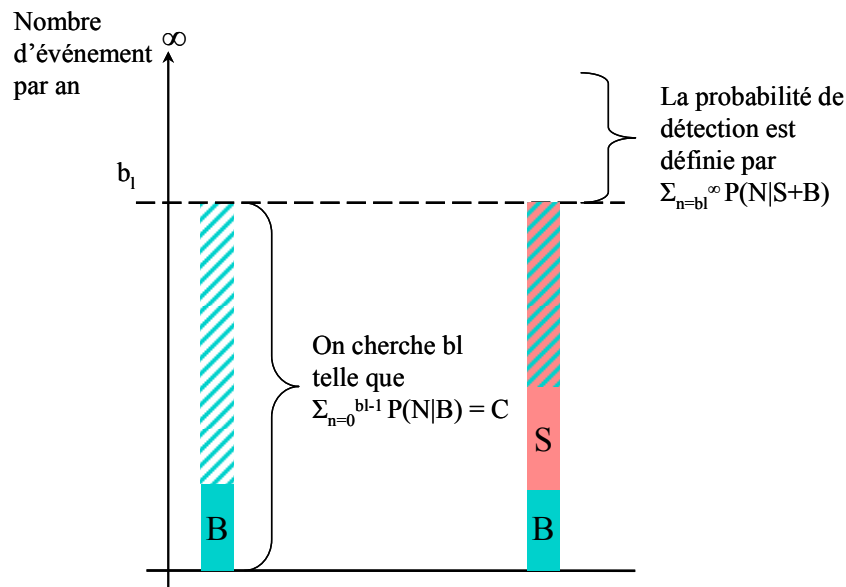


Figure D-29 : Probabilité de détection d'un signal S connaissant le bruit B

Afin d'illustrer la capacité de détection d'Antares, nous avons pris la valeur limite prédite par le modèle de WB (D.6.1) et déterminé la valeur de bruit et de signal pour différentes



coupures en  $D_t$  et en énergie reconstruite. Nous avons vu en effet qu'elles permettaient une bonne rejection du fond. La Figure D-30 illustre l'évolution du rapport signal sur bruit pour différents coupures sur  $D_t$ . Bien qu'une coupure sur cette variable permette d'améliorer le rapport signal sur bruit, le nombre d'événements sélectionnés devient si petit qu'il ne peut être détectable. La meilleure probabilité de détection après un ou cinq ans d'acquisition avec Antares est respectivement 15 et 26% à 90% de niveau de confiance après coupure sur  $D_t$  ( $D_t > 0.135$ , où le rapport S/B est de 0,43). Il est clair qu'Antares ne pourra être sensible à un signal en  $E^{-2}$  correspondant à la limite de Waxman et Bahcall dans un temps de prise de données raisonnable.

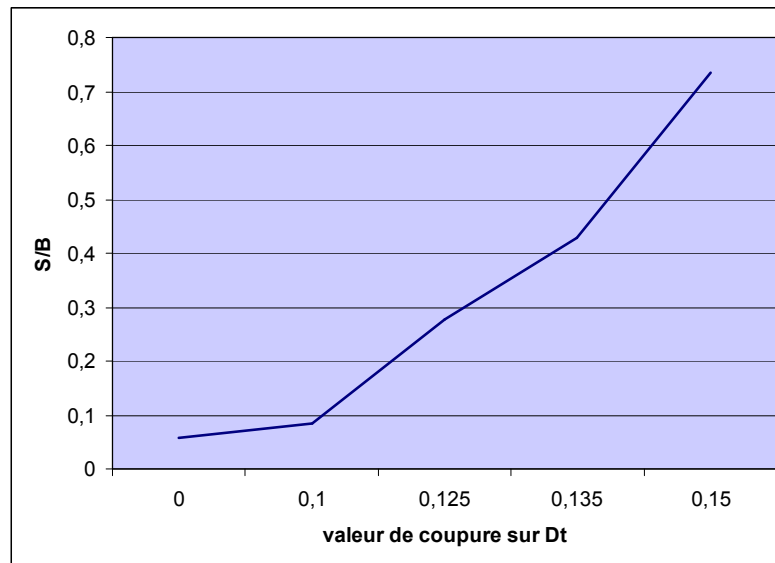


Figure D-30 : évolution du rapport signal sur bruit en fonction de la valeur de coupure sur la variable  $D_t$

L'exercice a été poursuivi pour un flux 10 fois supérieur à la limite du flux donné par WB. Dans ces conditions, le signal est multiplié par dix mais nous conservons le même nombre de bruit de fond par an. La probabilité de détection d'un tel signal par Antares est alors de 56 et 98,5% après un an et cinq ans de prise de données, après coupure sur  $D_t$  ( $D_t > 0.135$ ) et une coupure en énergie à 10 TeV ; domaine d'énergie dans lequel le volume effectif de détection des neutrinos électroniques est le plus important (de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-3} \text{ km}^3$ ).

Qu'en serait-il pour un télescope de taille cinquante fois plus grand ? Dans un tel détecteur, les nombres d'événements par an du signal et du bruit de fond sont multipliés par 50. La probabilité de détection après un an de prise de données d'un signal en  $E^{-2}$  selon le modèle de Waxman et Bahcall est alors de 99,8% dans les mêmes conditions de sélection.

### D.6.3 Limite sur le flux diffus obtenue par la reconstruction des événements contenus

La sensibilité recherchée représente l'intensité nécessaire aux flux de neutrinos pour être observé au bout d'un certain temps de fonctionnement. Il s'agit de poser une limite fondée sur l'absence de détection du signal. Dans ce cas, seule la moyenne,  $B$ , du bruit de fond simulé est utilisée.

Si la mesure d'une réalisation de l'expérience est  $n$  évènements, la sensibilité est la valeur moyenne du signal  $S_n$  qu'il faut rajouter à la valeur moyenne  $B$  du bruit pour être sûr avec un niveau de confiance  $C$  près que cette mesure n'est pas due à une fluctuation du bruit de fond. La question posée est donc : quelle quantité moyenne du signal doit-on rajouter à  $B$  pour que la réalisation de  $n$  corresponde à un niveau de confiance  $C$  à une fluctuation de la réalisation  $B + S_n$ . La réponse est obtenue à partir de la formule suivante :

$$(65) \quad 1 - C = \sum_{i=0}^n P(i|B + S_n)$$

Puisque le signal n'est pas considéré, les réalisations  $n$  possibles correspondent à des fluctuations du bruit de fond  $B$  avec une probabilité  $P(n|B)$ . La valeur moyenne de la limite sur le signal  $\langle S_l \rangle$  qui doit être observé pour permettre d'attribuer l'observation de  $n$  évènements dans  $C\%$  des cas à une observation de signal en prenant en compte toutes les réalisations possibles est donnée par la formule (66)

$$(66) \quad \langle S_l \rangle = \sum_{i=0}^{\infty} P(i|B) \cdot S_i$$

L'optimisation des coupures de sélection sur certaines variables comme l'énergie reconstruite, est obtenue par l'étude de l'évolution de  $\langle S_l \rangle$  en fonction de la variable étudiée. Le seuil de coupure sera défini de manière à atteindre la meilleure sensibilité.

#### D.6.3.1 Traduction en limite sur le flux diffus

L'extraction de la limite sur le flux diffus à partir de  $\langle s_l \rangle$  (nombre moyen d'évènements de signal qu'il faut pour rejeter l'hypothèse du bruit de fond à un niveau de confiance  $C$  donné) nécessite de se donner une hypothèse sur la forme du spectre en énergie des neutrinos du fond diffus. Il est commode de se limiter au cas où le spectre se résume à une loi de puissance :

$$(67) \quad \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} = A_{th} E_\nu^{-\gamma} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} A_{th} = 4,5 \cdot 10^{-8} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \\ \gamma = 2 \end{cases}$$

où  $\gamma$  est l'indice spectral et  $A_{th}$  la constante de normalisation du modèle considéré (les valeurs données correspondent au modèle Waxman et Bahcall [36][53] présenté au paragraphe D.6.1).

La simulation Monte Carlo donne pour chaque modèle le nombre d'évènements  $s_{th}$  au-dessus d'une énergie seuil  $E_0$  (une coupure définie dans le but d'améliorer le rapport signal sur bruit). La sensibilité est définie comme le flux  $A_l E^{-\gamma}$  ( $A_l$  est une valeur de la constante de normalisation dans le cadre du modèle considéré) qui donnera dans le détecteur  $\langle s_l \rangle$  évènements :

$$(68) \quad A_l = A_{th} \frac{\langle S_l \rangle}{S_{th}}$$

Dans le cas particulier considéré ici, la sensibilité du détecteur sera :

$$(69) \quad \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} = A_l E^{-\gamma} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$$

Ceci signifie que le détecteur ne sera sensible qu'à des flux supérieurs à la sensibilité définie dans la formule précédente, c'est à dire à des facteurs de normalisation  $A_{\text{th}} > A_l$  pour des modèles de même indice spectral  $\gamma$ .

Le rapport  $\langle s_l \rangle / s_{\text{th}}$  est généralement appelé facteur de réjection. Ce nombre caractérise la capacité d'une expérience à détecter un certain flux, cette dernière s'améliorant avec la diminution de ce nombre. Ce facteur permet de faciliter l'interprétation des résultats lorsque le calcul présenté ici est appliqué à un spectre de forme compliquée.

Bien entendu, ce rapport doit être calculé pour chacun des seuils en énergie  $E_0$ . Le seuil en énergie optimal sera celui qui fournit le rapport de réjection le plus petit ou autrement dit la meilleure sensibilité. Ce calcul est en fait très général et peut s'appliquer à toutes variables discriminantes.

### D.6.3.2 Limite sur le flux diffus

Les deux variables permettant d'isoler le signal potentiel du bruit sont  $D_t$  et l'énergie. L'étude qui suit a consisté à déterminer les sensibilités en cherchant la coupure optimale sur  $E$ , pour différentes valeurs de  $D_t$  (coupure entre 0,1 et 0,135). L'idée étant de vérifier l'évolution des résultats en fonction de cette coupure. La meilleure sensibilité au flux en  $E^{-2}$  selon le modèle de diffus de neutrinos obtenu par Waxman et Bahcall (D.6.1) est obtenue pour  $D_t > 0,12$ .

La sensibilité optimale d'Antares obtenue par l'étude des événements contenus, au bout d'un an de prise de données et utilisant l'énergie reconstruite des neutrinos électronique, est obtenue au-dessus de 3 TeV et correspond à une limite sur le flux de neutrinos électroniques de :

$$(70) \quad \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} < 4,9 \cdot 10^{-7} E_\nu^{-2} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \text{ à } 90\% \text{ de niveau de confiance}$$

Après 3 et 5 ans de prise de données celle-ci devient respectivement :

$$(71) \quad \begin{aligned} \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} &< 2,2 \cdot 10^{-7} E_\nu^{-2} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \text{ au dessus de } 10,7 \text{ TeV} \\ \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} &< 1,6 \cdot 10^{-7} E_\nu^{-2} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \text{ au dessus de } 14,8 \text{ TeV} \end{aligned}$$

Les sensibilités qu'Antares peut atteindre grâce à la détection des événements contenus sont trois à dix fois au-dessus de la valeur calculée par Waxman et Bahcall selon la durée d'acquisition.

### D.6.3.3 Comparaison avec les limites attendues par d'autres méthodes de détection et d'autres expériences

La sensibilité optimale d'Antares, obtenue par Alain Romeyer [3] pour un détecteur de 10 lignes, au bout d'un et trois ans de prise de données et utilisant l'énergie reconstruite des

neutrinos muoniques à 90% de niveau de confiance, correspond à une limite sur le flux de neutrinos muoniques de :

$$(72) \quad \begin{aligned} \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} &< 7,28 \cdot 10^{-8} E_\nu^{-2} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \text{ au dessus de } 50 \text{ TeV} \\ \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} &< 3,65 \cdot 10^{-8} E_\nu^{-2} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \text{ au dessus de } 126 \text{ TeV} \end{aligned}$$

La sensibilité attendue pour la détection des neutrinos muoniques au bout d'un an de prise de données avec Antares est meilleure d'un facteur 2 à celle mesurée par AMANDA, cf. Figure D-31. Tandis que, les sensibilités qu'Antares peut atteindre grâce à la détection des événements contenus sont trois à quatre fois plus mauvaises que celles obtenues par la reconstruction des événements traversant,  $\nu_\mu^{\text{cosm}}$ . Cette différence provient bien entendu du faible nombre d'événements contenus attendu, limité par le volume instrumenté, par rapport au nombre d'événements  $\nu_\mu^{\text{cosm}}$  qui bénéficie du parcours du muon dans la roche. En contre partie, le seuil optimal de détection est bien plus bas grâce à un bruit de fond qui se limite à des énergies beaucoup plus basse et ce, malgré la difficulté de rejets des  $\nu_\mu^{\text{atm}}$  interagissant par courant chargé dans le détecteur.

Dans le cas d'un détecteur de taille kilométrique, la sensibilité optimale au bout d'un an de prise de données et utilisant l'énergie reconstruite des neutrinos électronique à 90% de niveau de confiance, est obtenue au-dessus de 46 TeV et correspond à une limite sur le flux de neutrinos électroniques de :

$$(73) \quad \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} < 3,5 \cdot 10^{-8} E_\nu^{-2} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$$

Le point faible du mode de détection des événements contenus, du au faible nombre d'événements attendu, serait comblé par un détecteur de taille kilométrique. La sensibilité obtenue par Antares pour ce mode de détection n'est plus qu'à un facteur 2 supérieure à celle obtenue par la reconstruction des événements traversant,  $\nu_\mu^{\text{cosm}}$ . En effet, un tel détecteur présente une surface effective environ 20 fois supérieure à celle d'Antares pour la détection des événements traversants, alors que son volume serait environ 50 fois plus grand.

Dans ce cas si ce détecteur à des performances similaires à celles d'Antares, c'est-à-dire en particulier une granularité de photomultiplicateur proche, ce canal d'étude pourrait permettre de détecter un flux correspondant à la valeur limite du modèle de Waxman et Bahcall dès la première année de prise de données.

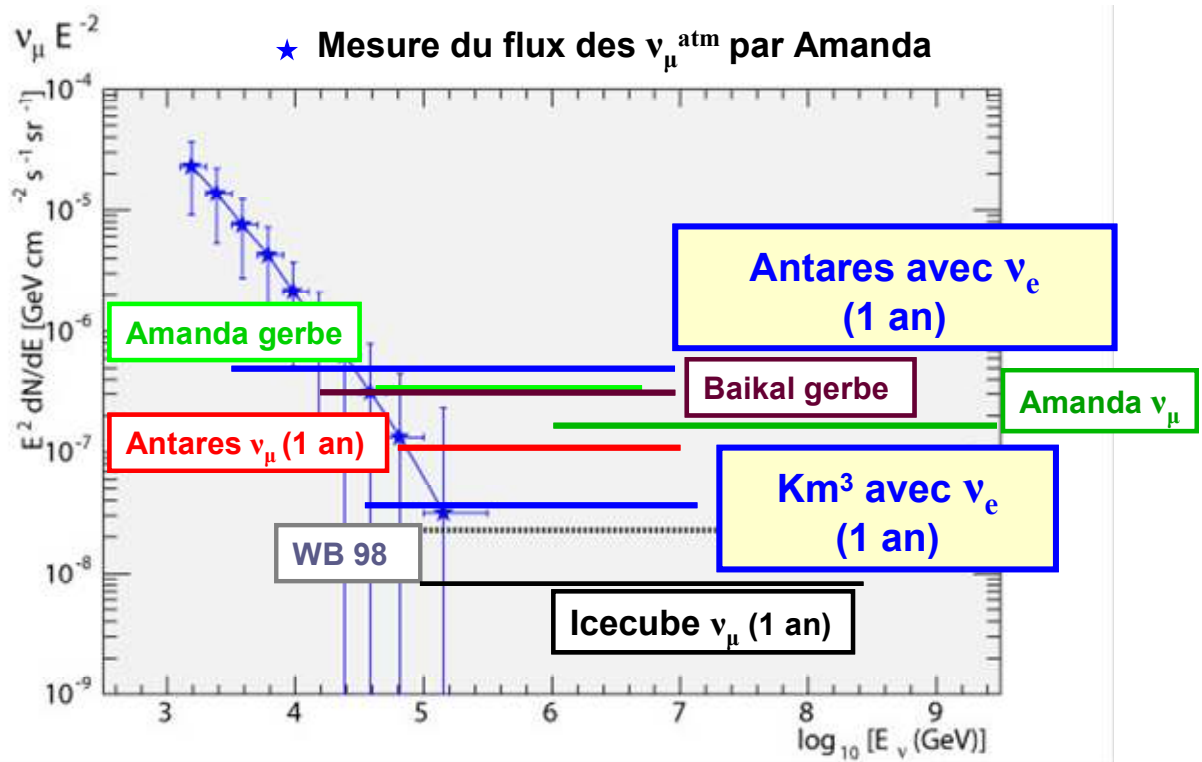


Figure D-31 : Comparaison de la sensibilité d'ANTARES avec les mesures effectuées par AMANDA ainsi que les limites d'autre expérience et la limite supérieure de WB

## E. CONCLUSION

Antares, premier télescope en mer profonde dans l'hémisphère nord, a pour objectif de contribuer à ouvrir une nouvelle fenêtre d'observation sur l'Univers, grâce à un nouveau messenger : le neutrino cosmique de haute énergie ( $>100$  GeV). La détection des neutrinos cosmiques permettrait de répondre à de nombreuses énigmes de la physique des particules et de l'astrophysique, en fournissant des renseignements sur les régions les plus denses et les plus violentes de l'Univers.

La collaboration Antares a commencé début 2006 le déploiement du détecteur à 2500 m de profondeur dans la Méditerranée. La prise de données des deux premières lignes immergées a permis de valider les algorithmes de filtrage et de reconstruction des événements traversants, de reconstruire les premiers muons atmosphériques descendants et de façon plus générale de prouver la faisabilité de télescopes en pleine mer.

Dans ce contexte, mon travail a été d'établir la sensibilité du détecteur complet aux flux diffus de neutrinos (flux constitué par l'ensemble des émissions de neutrinos de haute énergie provenant des sources astrophysiques non résolues s'étendant jusqu'à l'horizon cosmologique) à partir de la détection des événements contenus constitués de gerbes de particules. Cette étude a été conduite à partir d'échantillons Monte Carlo de signal d'une part et des deux sources de bruits de fond d'autre part : les muons atmosphériques descendants, et les neutrinos atmosphériques, limités aux saveurs électroniques et muoniques. Ces particules sont produites par l'interaction du rayonnement cosmique dans les hautes couches de l'atmosphère. La recherche d'un signal de flux diffus repose sur une réjection efficace de ces fonds qui engendrent un taux d'événement initialement au moins  $10^9$  fois plus important que le signal au niveau du détecteur.

Dans le cas des événements contenus, l'étude peut se limiter en bonne approximation aux interactions par courant chargé des neutrinos électroniques. Les neutrinos électroniques atmosphériques constituent alors le bruit de fond irréductible. La discrimination de cette composante du bruit de fond est rendue possible par la différence d'indice spectral entre les deux spectres en énergie. Celui des neutrinos atmosphériques suit une loi de puissance qui est approximativement en  $E^{-3}$  alors que celui des neutrinos diffus est attendu plus dur en  $E^{-2}$ . Rejeter le fond consiste donc à éliminer la composante de basse énergie. Cette énergie est déterminée à partir d'un code de reconstruction qui détermine les caractéristiques de chaque interaction dans le détecteur. Il est construit sur des approximations successives de modèles de développement de gerbes électromagnétiques. Il fournit des variables qui m'ont permis de déterminer un jeu de coupures optimisant l'estimation de l'énergie. Les variables sélectionnées sont liées à la quantité de lumière déposée dans le détecteur, plus précisément à la répartition spatiale des coups et à la quantité de lumière collectée. Ce choix a permis d'obtenir une erreur relative sur l'énergie de l'ordre de 20%. En outre, ces coupures permettent d'obtenir une résolution spatiale de l'ordre du mètre et une résolution angulaire de l'ordre de quelques degrés.

Les muons atmosphériques constituent la composante la plus importante du bruit de fond en termes de flux, malgré le blindage qu'offrent les 2000 mètres d'eau surplombant le détecteur. Leur flux est  $10^5$  fois supérieur à celui des muons induits par les neutrinos muons atmosphériques. Ce bruit de fond a la particularité de ne provenir que de l'hémisphère supérieur. Le signal est ainsi recherché parmi les traces montantes. J'ai montré que les événements muons atmosphériques reconstruits à tort comme montants, peuvent être rejetés grâce aux différences par rapport au signal de l'énergie déposée dans le détecteur et de la répartition spatiale de la lumière.

Le canal neutrino-électron est particulièrement intéressant puisque le flux des neutrinos-électrons atmosphériques devient beaucoup plus vite négligeable à haute énergie que celui des neutrinos-muons (car ils sont issus de la désintégration secondaire des muons atmosphériques qui est très défavorisée à haute énergie). Mais ces neutrinos-muons, lorsqu'ils interagissent dans le détecteur par courant neutre ou par courant chargé avec l'émission d'un muon de basse énergie, redeviennent un bruit de fond important pour la recherche du signal diffus.

Afin de diminuer cette composante du bruit de fond provenant des  $\nu_\mu^{\text{atm}}$  avec une gerbe hadronique très énergétique d'une cascade contenue induite par une interaction d'un  $\nu_e$ , j'ai utilisé la densité temporelle des coups. Comme le signal lumineux dû à un  $\nu_e$  provient uniquement des particules produites dans les cascades électromagnétique et hadronique de faible extension spatiale, la distribution des coups détectés est très localisée dans l'espace et dans le temps. Alors que le signal lumineux dû à l'interaction par courant chargé d'un  $\nu_\mu$  est constitué d'une partie localisée provenant de la gerbe hadronique et, éventuellement d'une seconde partie plus étendue issue de la trace du muon dans le détecteur. La répartition des impulsions lumineuses est donc plus dispersée dans l'espace et dans le temps. Les répartitions spatiale et temporelle sont donc différentes pour ces deux topologies d'événements. Une partie des neutrinos-muons interagissant par courant chargé sont ainsi éliminés.

Après ces différentes sélections, le nombre d'événements de bruit de fond dû aux neutrinos atmosphériques muoniques et électroniques interagissant par courant chargé est de 1,32 par an. La limite supérieure sur le flux diffus obtenue par le modèle de Waxman-Bahcall donne 0,29 événement par an dans les mêmes conditions. Je montre qu'Antares pourrait détecter un signal correspondant à dix fois cette valeur limite, avec une probabilité de 99%, après 5 ans de prises de données. Un détecteur détectant 50 fois plus d'événements, c'est-à-dire de taille kilométrique, avec des performances similaires, c'est-à-dire en particulier une granularité de photomultiplicateur proche de celle d'Antares, pourrait détecter un flux correspondant à la valeur limite du modèle de Waxman et Bahcall dès la première année de prise de données.

Puisqu'Antares ne permet pas de détecter un tel signal, j'ai déterminé sa sensibilité à des flux diffus suivant des lois spectrales en  $E^{-2}$  à partir de la détection des gerbes contenues. La sensibilité obtenue après un an d'acquisition et pour des événements d'énergie reconstruite supérieure à 3 TeV est de  $4,9 \cdot 10^{-7} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$  à 90% de niveau de confiance. Bien que cette limite soit moins bonne que celle obtenue par la détection des neutrinos muoniques cosmiques ( $8 \cdot 10^{-8} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ), il faut noter que le seuil de sensibilité est un ordre de grandeur plus bas, ce qui était attendu de l'étude des neutrinos-électrons, la composante atmosphériques étant bien moins importante que dans le cas des muons.

La faiblesse de ce canal provient de ce que le nombre d'événements est proportionnel au volume instrumenté et qu'il ne peut devenir compétitif avec la détection des muons que pour de très grands détecteurs. Le grand intérêt de l'étude des gerbes contenues, dominées par l'interaction par courant chargé des neutrinos-électroniques, et le fait de pouvoir déterminer l'énergie avec une erreur relative aussi bonne que 20%, ce qui est une caractéristique unique pour, à terme, faire l'étude spectrale de sources qui auront été détectés avec les muons.



## F. REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] Caractérisation des performances d'un télescope sous-marin à neutrinos pour la détection de cascades contenues dans le cadre du projet ANTARES  
F. Bernard, thèse de doctorat de l'université de la Méditerranée, soutenue le 8 décembre 2000
- [2] Possibilités d'observation, par le télescope ANTARES, de neutrinos de hautes énergie associés aux sursauts gamma et validation des techniques de détection à l'aide d'un prototype  
A. Kouchner, thèse de doctorat de l'université Denis-Diderot, Paris VII, soutenue le 23 avril 2001
- [3] Etude de la sensibilité du détecteur ANTARES à un flux diffus de neutrinos cosmiques de haute énergie  
A. Romeyer, thèse de doctorat de l'université Denis-Diderot, Paris VII, soutenue le 30 Avril 2003
- [4] Possibilité d'observation par le télescope ANTARES des sources ponctuelles de rayons gamma observées par le détecteur EGRET et étude d'un prototype.  
S. Saouter, thèse de doctorat de l'université Paris VI, soutenue le 27 Septembre 2004
- [5] Sensibilité du télescope ANTARES au flux diffus de neutrinos galactiques  
F. Jouvenot, thèse de doctorat de l'université Denis-Diderot, Paris VII, soutenue le 20 Juin 2005
- [6] The detection of faint light in deep underwater neutrino telescope  
C.H. Wiebusch, thèse de doctorat  
<http://www.ifh.de/~wiebusch/publications/phd.ps.gz>
- [7] CSTS Etat d'avancement ANTARES  
Th. Stolarczyk, le 4 Novembre 2005
- [8] Les rayons cosmiques  
M. Froissart, 2004 [www.college-de-france.fr/media/ins\\_pro/UPL9854\\_res0304froissart.pdf](http://www.college-de-france.fr/media/ins_pro/UPL9854_res0304froissart.pdf)
- [9] Rayonnements cosmiques de haute énergie  
B. Degrange, 2001 <http://polywww.in2p3.fr/HESS/documents>
- [10] Cosmic rays and particle physics  
T.K Gaisser, Cambridge University Press 1991
- [11] On the Existence of Electromagnetic-Hydrodynamic Waves  
H. Alfvén, Arkiv f. Mat, Astron. O. Fys. 29B (2) 1943 p. 1-7
- [12] Electrodynamics of continuous media  
L. D. Landau et E. M. Lifshitz, traduit en anglais par Pergamon Press
- [13] Extension of the cosmic-Ray Energy Spectrum beyond the predicted Greisen-Zatsepin-Kuz'min  
M. Takeda et al. Phys. Rev. Let. 81 (1998) 1163 (astro-ph/9807193)

- [14] Propagation of cosmic-ray nuclei in a diffusing galaxy with convective halo and thin matter disk  
W. R. Webber, M. A. Lee et M. Gupta, *Ap. J.* 390, 1992, 96-104
- [15] Angular distribution of events from SN1987A  
IMB Collaboration, C. B. Bratton et al, *Phys. Rev. D* 37, 1988, 3361
- [16] Observation in the Kamiokande-II detector of the neutrino burst from supernova SN1987A  
Kamiokande Collaboration, K. S. Hirata et al., *Phys. Rev. D* 38, 1988, 448-458
- [17] Probing microquasars with TeV neutrinos  
A. Levinson et E. Waxman, *Phys. Rev.Lett.* 87 (2001) 171101
- [18] Neutrino flux predictions for known galactic microquasars  
C. Distefano et al., *Astrophys. J.* 575 (2002) 378-383
- [19] Gamma-ray burst and the fireball model  
T. Piran, *Phys. Rev.* 314 (1999) 575
- [20] GRBs in the cannonball model : an overview  
A. De Rujula, *astro-ph/0207033*
- [21] The Early Days of Experimental neutrino Physics  
F. Reines, *Science* 203(1979)11
- [22] Introduction à l'ARS1  
D. Lachartre, F. Feinstein et N. de Botton, note interne ANTARES-elec/1999-001 (1999)
- [23] Background light in potential sites for the ANTARES undersea neutrino telescope  
P. Amram et al. *Astropart. Phys.* 13 (2000) 127 (*astro-ph/9910170*)
- [24] Propagation of tau neutrinos and tau lepton through the Earth and their detection in underwater/ice neutrino telescope  
E. Bugaev, T. Montaruli, Y. Shelpin, I. Sokalski, *arXiv:hep-ph/0312295*
- [25] Bioluminescence profile in the deep Pacific Ocean  
H. Braden et al., *Deep-Sea Research* 34 (1987) 1831-1840
- [26] The data acquisition system for the ANTARES neutrino telescope  
L.A. Aguilar, et al, ANTARES collaboration, *astro-ph/0610029*
- [27] Ultrahigh Energy Neutrino Interaction  
R. Gandhi, C. Quigg, M. H. Reno and I. Sarcevic  
*Astropart. Phys.* 5 (1996) 81, *arXiv: hep-ph/9512364*
- [28] Note interne :  
J. Brunner ANTARES-SOFT-2002-009
- [29] CORSIKA, Forschungszentrum Karlsruhe  
Q. Heck et al, Report FZKA-6019(1998)
- [30] HEMAS  
E. Scapparone, *arXiv:physics/9902043*(1999)
- [31] MUSIC  
P. Antonioli, C. Ghetti, E. V. Korolkova, V. A. Kudryavtsev and G. Sartorelli  
*Astropart. Phys.* 7 (1997) 357, *arXiv:hep-ph/9705408*

- [32] MUM  
I. A. Sokalski, E. V. Bugaev and S. I. Klimushin  
Phys. Rev. D 64 (2001) 074015, arXiv:hep-ph/0010322
- [33] Detector description and simulation tool: GEANT  
CERN program library
- [34] Search for Neutrino-Induced Cascades with the AMANDA Detector  
the AMANDA Collaboration, Phys. Rev. D 67(2003) 012003, arXiv:astro-ph/0206467
- [35] Late(st) Gamelle Results  
H. Lafoux, A. Cade et al., Note interne ANTARES-Opmo/1998-001
- [36] High energy neutrinos from astrophysical sources : an upper bound  
E. Wawmann et J. Bahcall, Phys. Rev. D 59 (1999) 023002 (hep-ph/9807282)
- [37] Flux of atmospheric neutrinos  
G. Barr, T.K. Gaisser et T. Stanev, Phys. Rev. D 39 (1989) 3532
- [38] Atmospheric neutrino flux above 1 GeV  
V. Agrawal, T. K. Gaisser, P. Lipari and T. Stanev, Phys. Rev. D 53 (1996) 1314
- [39] Calculation of the flux atmospheric neutrinos  
Honda et al, Phys. Rev. D 53 (1996) 4985
- [40] Energy spectra and angular distribution of atmospheric neutrinos  
L.V. Volkov, Sov. J. Nucl. Phys. 31 (1980) 6
- [41] Propagation of multi-TeV muons  
P. Lipari, Phys. Rev. D 44 (1991) 3543-3554
- [42] First results of the Instrumentation Line for the deep-sea ANTARES neutrino telescope  
J. A. Aguilar and Antares collaboration, astro-ph/0606229
- [43] The data acquisition system for the Antares neutrino telescope  
J. A. Aguilar and Antares collaboration, astro-ph/0610029
- [44] The Antares optical module  
P. Amram and Antares collaboration, Nucl. Instr. And Methods A 484(2002) 369
- [45] Sedimentation and Fouling of Optical Surface at the Antares Site  
P. Amram and Antares collaboration astro-ph/0206454
- [46] Background light in the potential sites for the Antares undersea neutrino telescope  
P. Amram and Antares collaboration astro-ph/9910170
- [47] Study of large hemispherical photomultiplier for the Antares neutrino telescope  
J. A. Aguilar and Antares collaboration, physics/0510031
- [48] Transmission of light in deep sea water at the site of the Antares neutrino telescope  
J. A. Aguilar and Antares collaboration. astro-ph/0412126
- [49] Correlations between bioluminescence and environmental parameters with ANTARES data in 2003 (PSL) and 2005 (MILOM).  
S. Escoffier, A. S. Cussatlegras, ANTARES Collaboration., ANTARES-PHYS-2006-007.
- [50] Neutrino production through hadronic cascades in AGN accretion disks  
L. Nellen, K. Mannheim et L. Briermann, Phys. Rev. D 47 (1994) 5270.

- [51] Interaction processes and statistical properties of propagation of cosmic rays in photon background  
J. P. Rachen, Thèse de doctorat, 1996
- [52] Cosmic ray bound for models of extragalactic neutrino production  
K. Mannheim, R. J. Protheroe et J. P. Rachen, Phys. Rev. D 63 (2001) 023003
- [53] High energy astrophysics neutrinos : the upper bound is robust  
E. Wawmann et J. Bahcall, Phys. Rev. D 64 (2001) 023002
- [54] High energy neutrinos from extragalactic jets  
K. Mannheim, Astropat. Phys. 3 (1995) 295
- [55] Bounds on the neutrino flux from cosmic sources of relativistic particles  
K. Mannheim, astro-ph/0104165)
- [56] On the knee in the energy spectrum of cosmic rays  
J. Horandel, Astrop. Rev. 19 (2003) 193
- [57] Lyman-break galaxies at  $z>4$  and the evolution of the ultraviolet luminosity density at high redshift  
C.C. Steidel, K.L. Adelberger et M. Pettini, Astrophys. J. 510 (1999) 1





## Résumé

### **Détermination de la sensibilité d'Antares au flux diffus de neutrinos cosmiques en utilisant les gerbes contenues**

La collaboration Antares a décidé d'installer un télescope sous-marin en Méditerranée par 2500 m de fond pour détecter les neutrinos cosmiques de haute énergie ( $>100$  GeV) et ouvrir ainsi une nouvelle fenêtre sur l'Univers, ce qui pourrait permettre de résoudre certaines énigmes de la Physique des Particules et de l'Astrophysique. Ce détecteur est composé de 12 lignes verticales, équipées au total de 900 photomultiplicateurs. Les neutrinos sont détectés grâce à la lumière Tcherenkov produite dans l'eau par le passage de particules chargées provenant de leur interaction à proximité du détecteur. Cette thèse a pour objet l'étude des performances d'Antares en simulation Monte Carlo pour la détection des interactions de neutrinos électroniques dans le volume instrumenté. Cette méthode permet d'obtenir une excellente résolution sur l'énergie du neutrino incident (20%) bien meilleure que celle que permet d'obtenir la détection des muons issus de l'interaction des neutrinos muoniques à plusieurs kilomètres sous le détecteur.

Dans un premier temps, ce travail a consisté à étudier la reconstruction de gerbes de particules contenues induites par l'interaction par courant chargé des neutrinos électroniques. Dans un second temps, ce mode de détection a été utilisé pour l'étude du flux diffus de neutrinos, résultant de l'émission de neutrinos des sources non résolues et qui peut être isolé du fond de neutrinos atmosphériques à haute énergie. Nous obtenons une sensibilité de  $5 \cdot 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  au dessus de 3 TeV, au bout d'un an de prise de données et pour un modèle de flux diffus caractérisé par un spectre en énergie  $E$ , évoluant en  $E^{-2}$ .

### **Determination of the Antares sensitivity to the cosmic neutrinos diffuse flux using contained showers.**

The Antares collaboration has chosen to build an underwater telescope in the Mediterranean, at a depth of 2500 m, to detect high energy ( $>100$  GeV) cosmic neutrinos, thus opening a new window on the Universe, that could resolve certain Particle Physic and Astrophysics issues. This detector is composed of 12 vertical lines with 900 photomultipliers. Neutrinos are detected thanks to the Cherenkov light produced in water by charged particles created in neutrino interactions near the detector. The aim of this work is the study of Antares performance for the detection of the electronic neutrino interaction in the instrumented volume using a Monte Carlo simulation. The method allows the determination of the incident energy with an excellent resolution (20%) which is much smaller than what is obtained from muons induced by muonic neutrino interactions at several kilometres below the detector.

Firstly, this work consisted to study the reconstruction of contained showers of particles in the detector resulting of charged current interactions of electronic neutrinos. Secondly, this mode of detection has been used for the study of the diffuse neutrino flux, resulting from the neutrino emission of unresolved sources and that can be isolated from the atmospheric neutrino background at high energy. The Antares sensitivity is found to be  $5 \cdot 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  after one year of data taking for energies above 3 TeV and for a model with an  $E^{-2}$  energy spectrum.