



Université Paris VII – Denis Diderot



UFR de Physique

THÈSE

présentée par

Niccolò Cottini

pour l'obtention du titre de

docteur de l'Université Paris VII

spécialité : Constituants élémentaires - systèmes complexes

Recherche d'un signal de neutrinos dans les premières données de l'expérience ANTARES

Soutenue le 22 juin 2009, devant le jury composé de

MM. J. Carr	Rapporteur
F. Halzen	Rapporteur
E. Migneco	Examineur
Ph. Schwemling	Président
Th. Stolarczyk	Directeur de thèse

*Service de physique des particules
Irfu, CEA – Centre de Saclay*

Remerciements

Ce manuscrit représente l'aboutissement d'un travail de recherche de trois ans. Le fait que vous le lisiez, c'est déjà une bonne raison pour vous remercier.

Je souhaite ensuite remercier les membres du jury, qui se sont déplacés – parfois de très loin – pour venir m'écouter et juger mon travail.

J'adresse un remerciement particulier à mon directeur de thèse Thierry Stolarczyk, pour l'intérêt constant qu'il a porté à mon travail, pour son soutien et pour sa patience dans les nombreuses relectures de ce manuscrit.

Pendant ces trois ans, j'ai été entouré d'un groupe de personnes exceptionnelles :

Claire, avec qui j'ai eu le plaisir de partager mon bureau et mon parcours ;

Gilles, qui apporte du bonheur dans le travail comme dans la vie de tous les jours ;

Eric, Guillaume, Rachel, Maximilien, les amis du café ;

tous les membres du groupe ANTARES – Luciano, Bertrand, Sotiris, Pascal, Jean-Pierre, Christopher et Giulia – sans oublier les chers collègues de la petite communauté euro-antarienne. Ce fut un honneur de partager avec vous le défi technique et scientifique d'un projet tel qu'ANTARES.

Je remercie le CEA, où j'ai trouvé l'ambiance idéale pour me consacrer à un travail de chercheur que j'ai adoré.

Je souhaite également remercier toutes les personnes que j'ai connues en dehors du cadre du travail : parmi vous, grâce à vous, je ne me suis jamais senti étranger en France.

C'e' infine una persona che mi conosce meglio di tutti, che ha creduto in me e che mi e' rimasta tanto tempo accanto, nonostante la passione per la fisica mi abbia condotto lontano.

A questa persona e a voi tutti dico: voltiamo pagina, guardiamo con ottimismo al futuro e agiamo ovunque per rendere il nostro mondo migliore.

Dum loquimur, fugerit invida / aetas

Sommaire

INTRODUCTION	7
CHAPITRE A ASTRONOMIE NEUTRINO AVEC ANTARES	9
A.1 LA PHYSIQUE DES ASTROPARTICULES.....	11
A.1.1 <i>L'aube d'un domaine de recherche</i>	11
A.1.2 <i>Les messagers astrophysiques à haute énergie</i>	11
A.1.3 <i>Accélérateurs cosmiques de particules</i>	16
A.1.4 <i>Astronomie neutrino</i>	25
A.2 L'EXPERIENCE ANTARES.....	34
A.2.1 <i>Activités de R&D</i>	34
A.2.2 <i>Construction du détecteur et état actuel</i>	38
A.2.3 <i>La simulation Monte Carlo</i>	50
A.2.4 <i>La reconstruction de la trace du muon</i>	52
A.3 KM3NET.....	65
CHAPITRE B DÉTECTION DES NEUTRINOS ATMOSPHERIQUES	67
B.1 LA PRISE DE DONNEES A 5 LIGNES.....	68
B.1.1 <i>Reconstruction des événements à 5 lignes</i>	70
B.2 MESURE DU TAUX DE NEUTRINOS ATMOSPHERIQUES.....	74
B.2.1 <i>Échantillons de données utilisés</i>	74
B.2.2 <i>Analyse de l'échantillon de référence</i>	75
B.2.3 <i>Comparaison aux autres périodes de prise de données</i>	91
B.2.4 <i>Effet des oscillations de neutrinos</i>	101
B.2.5 <i>Comparaison des données à la simulation</i>	101
B.2.6 <i>Étude des systématiques</i>	104
B.2.7 <i>Taux de neutrinos atmosphériques dans les données 5 lignes</i>	113
CHAPITRE C RECHERCHE D'UN SIGNAL COSMIQUE	117
C.1 ASTRONOMIE GAMMA.....	119
C.1.1 <i>EGRET</i>	119
C.1.2 <i>H.E.S.S.</i>	120
C.1.3 <i>Le satellite Fermi</i>	127
C.2 ASTRONOMIE DES RAYONS COSMIQUES.....	129
C.3 DISCUSSION.....	132
C.4 METHODES DE RECHERCHE DE SOURCES DANS ANTARES.....	133
C.4.1 <i>Bruit atmosphérique attendu</i>	135
C.4.2 <i>Étude de l'auto-corrélation des événements</i>	136
C.4.3 <i>Calcul du niveau de confiance</i>	141
C.5 ANALYSE DES EVENEMENTS A 5 LIGNES.....	142
C.5.1 <i>Auto-corrélation des événements à 5 lignes</i>	142
C.5.2 <i>Corrélations avec des sources potentielles</i>	144
C.5.3 <i>Recherche de sources dans un lot élargi</i>	145
C.6 RESUME.....	148
CONCLUSION	151
ANNEXE	155
RÉSUMÉ	163

INTRODUCTION

La physique des astroparticules étudie les phénomènes astrophysiques en détectant des particules subatomiques : les protons et les noyaux atomiques (conventionnellement appelés rayons cosmiques), les photons et les neutrinos. Ces messagers astrophysiques peuvent nous renseigner sur la physique des sources qui les ont produits.

Les rayons cosmiques ont été détectés à des énergies comprises entre 10^9 et 10^{20} eV. Aux énergies les plus basses, là où ils sont le plus abondants, leurs trajectoires sont déviées lors de la propagation jusqu'à la Terre par les champs magnétiques cosmiques ; les sources capables de les accélérer n'ont donc pas encore été identifiées.

Au contraire, un grand nombre de sources de photons de haute énergie (à partir de 10^9 eV) ont été détectées. Les photons étant des particules neutres, ils se propagent sans être déviés. En revanche, ils sont absorbés par le milieu interstellaire et ne peuvent pas nous parvenir de distances excédant la proche banlieue de la Galaxie dès que leur énergie dépasse quelques TeV.

Le neutrino est également une particule neutre ; de plus, il n'interagit que très faiblement avec la matière. Il se propage donc sans être absorbés par le milieu interstellaire. En contre partie, il est très difficile à détecter. Ainsi, bien que les modèles théoriques prévoient leur production dans les sites d'accélération des rayons cosmiques, aucun neutrino de haute énergie n'a encore jamais été observé.

La détection de neutrinos cosmiques permettrait d'ouvrir une nouvelle fenêtre d'observation sur l'Univers. Les détecteurs conçus dans ce but sont appelés télescopes à neutrinos. Leur principe repose sur la détection des muons produits lors de l'interaction des neutrinos avec les nucléons de la croûte terrestre. La détection du muon est rendue possible par la lumière Tche-renkov qu'il produit lorsqu'il traverse un milieu à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu. Ce dernier doit donc être transparent, de l'eau ou de la glace par exemple, afin que les photons émis puissent se propager et ainsi être détectables.

Il est essentiel que le détecteur soit enfoui à grande profondeur, pour réduire le flux de muons descendants produits par les gerbes de rayons cosmiques dans l'atmosphère, beaucoup plus intense que celui des montants. En effet, il peut arriver qu'une trace descendante soit interprétée comme montante, ce qui correspond à un faux signal de neutrino.

Pour compenser la très faible section efficace d'interaction des neutrinos, les volumes instrumentés dépassent de loin tout ce qui est généralement rencontré en physique des particules.

Dans le premier chapitre de cette thèse, nous décrivons les propriétés des messagers astrophysiques et leurs sites de production potentiels. Nous abordons, au travers d'un des modèles théoriques d'accélération des rayons cosmiques, le mécanisme de production de neutrinos. Nous décrivons ensuite certains télescopes à neutrinos et leurs derniers résultats.

Notre intérêt porte principalement sur l'expérience ANTARES, un télescope déployé à 2500 m dans les profondeurs de la Mer Méditerranée, à 40 km au large de Toulon. La construction du détecteur ANTARES a été achevée le 30 mai 2008. Après la connexion de la première ligne de détection en mars 2006 et de la deuxième en septembre, l'installation des lignes 3, 4 et 5 fin janvier 2007 a fait d'ANTARES un réseau tridimensionnel de photodétecteurs, capable de discerner les muons induits par les neutrinos. À la fin de sa construction en 2008, le détecteur était composé de 12 lignes rassemblant 885 photodétecteurs.

Après avoir exposé les caractéristiques techniques du télescope, nous présentons le système d'acquisition des données et d'étalonnage. Nous passons ensuite en revue la chaîne de simulation du signal attendu et l'algorithme de reconstruction des traces de muons.

Dans le deuxième chapitre, nous analysons les données prises par le détecteur à 5 lignes de janvier à décembre 2007. Nous présentons certains résultats de détection des muons atmosphériques. Ensuite, nous étudions une méthode pour sélectionner le signal de neutrinos dans les données, en rejetant les muons descendants mal reconstruits comme montants. L'ensemble des traces qui reste est peuplé par un bruit de fond irréductible de neutrinos d'origine atmosphérique. En effet, ces neutrinos issus de l'interaction du rayonnement cosmique dans l'atmosphère aux antipodes produisent des muons montants de la même façon que les neutrinos cosmiques. Leur nombre est largement supérieur à toute prédiction sur le nombre des cosmiques. Cependant, le flux de neutrinos atmosphériques étant connu, nous pouvons l'utiliser pour étudier les performances du détecteur, c'est-à-dire pour vérifier que le nombre de muons montants détectés est cohérent avec les prédictions.

Afin d'extraire le signal de neutrinos des données, nous calculons – pour chaque trace de muon reconstruite montante – un rapport de vraisemblance avec quatre variables discriminant les neutrinos du fond des muons atmosphériques. Ensuite, nous sélectionnons les événements en déterminant une valeur inférieure du rapport et une coupure sur une variable de qualité de reconstruction de la trace. Nous obtenons ainsi un lot quasiment pur de neutrinos.

Nous étudions l'effet des conditions de l'environnement marin sur l'efficacité de sélection et nous estimons les incertitudes systématiques engendrées par la photodétection : efficacité, étalonnage et précision de positionnement des photodétecteurs sous l'effet des courants marins. Enfin, nous comparons le résultat de notre mesure aux simulations Monte Carlo du flux atmosphérique.

Dans le dernier chapitre, les performances mesurées grâce aux neutrinos atmosphériques permettent d'envisager la recherche d'un signal d'origine cosmique. La propriété fondamentale qui permet de distinguer les neutrinos cosmiques issus d'une source est leur accumulation autour de la direction de cette source, tandis que les neutrinos atmosphériques se distribuent aléatoirement sur une carte du ciel.

Nous appuyant sur cette propriété, nous étudions l'auto-corrélation des neutrinos détectés à 5 lignes, autrement dit leur tendance à se regrouper dans des amas plutôt que de se distribuer uniformément dans le ciel. Cette méthode est très robuste, car il n'est pas nécessaire d'adopter un modèle théorique pour le signal attendu. Nous considérons toutes les paires formées par des neutrinos à une distance angulaire donnée sur la carte du ciel. Le nombre de paires trouvées dans les données est directement comparé à ce qui est attendu du seul fond atmosphérique.

Suivant le même principe, nous étudions enfin les corrélations entre les neutrinos et des objets astrophysiques connus, susceptibles d'être des sources de neutrinos.

Chapitre A

ASTRONOMIE NEUTRINO AVEC ANTARES

Ce chapitre se présente comme une introduction à la physique de l'expérience ANTARES. La première partie décrit un panorama de la physique des astroparticules aujourd'hui (paragraphe A.1), en introduisant les messagers astrophysiques à haute énergie (paragraphe A.1.2) et leurs sites de production potentiels (paragraphe A.1.3).

Ensuite, nous discutons de l'astronomie neutrino, de son objet et de la contribution qu'elle pourrait apporter à notre compréhension de l'Univers (A.1.4). C'est dans ce contexte que se situe l'expérience ANTARES (A.2), dont le détecteur (A.2.2), la chaîne de simulation Monte Carlo (A.2.3) et les algorithmes utilisés pour reconstruire les événements de neutrino (A.2.4) sont présentés. En conclusion, nous exposons les développements envisagés en astronomie neutrino, dans le contexte de KM3NeT (A.3).

A.1 La physique des astroparticules

La physique des astroparticules étudie les phénomènes astrophysiques en détectant des particules élémentaires, contrairement à l'astronomie « classique » qui est fondée sur la nature ondulatoire du photon. Les techniques expérimentales et les instruments de détection sont ceux de la physique des particules : matériaux scintillants, détecteurs de lumière Tcherenkoy, calorimètres, détecteurs au silicium... Les découvertes faites dans ce domaine nous éclairent sur les mécanismes gouvernant le contenu, la structure et l'évolution de l'Univers.

A.1.1 L'aube d'un domaine de recherche

Antoine Henri Becquerel découvrait la radioactivité naturelle en 1896. Peu après, les physiciens concevaient les premiers compteurs à ionisation pour étudier les propriétés des sources radioactives. Ils s'aperçurent alors que les instruments enregistraient des signaux même en absence de source. Étaient-ils dus à la radioactivité naturelle de la Terre ?

En 1912, Victor Franz Hess, au moyen d'une expérience embarquée sur ballon, montra qu'à 5000 m de hauteur le signal d'ionisation était deux fois plus intense qu'au sol. Les données pouvaient être interprétées comme la détection d'une radiation d'origine extraterrestre, traversant l'atmosphère du haut vers le sol. Ce fut le début de la physique des rayons cosmiques.

Pendant environ 40 ans, les rayons cosmiques ne furent considérés que comme un bruit de fond pour les expériences de physique des particules, pour lesquelles des accélérateurs de protons ou d'électrons étaient réalisés, afin de comprendre les interactions fondamentales à une échelle de plus en plus petite.

A partir de 1939 Pierre Auger observa des gerbes étendues de particules produites dans l'atmosphère. Ses mesures montraient que l'énergie des particules à l'origine de ces phénomènes pouvait atteindre 10^{15} eV. Aujourd'hui plusieurs expériences ont détecté des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, soit entre 10^{18} eV et 10^{20} eV. Ces énergies excèdent de loin celles qui peuvent être obtenues sur Terre et constituent potentiellement un moyen unique pour tester les lois de la physique au-delà de ce qui est aujourd'hui réalisable (le LHC accélère des particules jusque 10^{13} eV).

En outre, l'étude des objets astrophysiques capables d'accélérer les particules à ces énergies représente une étape fondamentale pour développer notre compréhension de l'Univers. En fait, l'essentiel de nos connaissances provient historiquement de la détection de lumière par des télescopes optiques, infrarouge ou radio, c'est-à-dire par des techniques exploitant la nature ondulatoire du photon. Au contraire, en physique des astroparticules, les messagers astrophysiques sont les corpuscules de haute énergie comme les protons et les noyaux, les photons et les neutrinos, ce qui permet d'ouvrir de nouvelles fenêtres d'observation sur l'Univers.

A.1.2 Les messagers astrophysiques à haute énergie

L'étude des objets de l'Univers où se produisent les plus grands transferts d'énergie, se fait au travers des messagers émis par ces sources. Plus particulièrement, dans ces objets que nous décrivons dans la suite, des particules chargées sont susceptibles d'être accélérées, qui à leur tour donnent naissance à des rayons gamma et des neutrinos. Ce paragraphe illustre les propriétés de ces messagers : les rayons cosmiques chargés (protons et noyaux jusqu'au fer), les rayons gamma et les neutrinos.

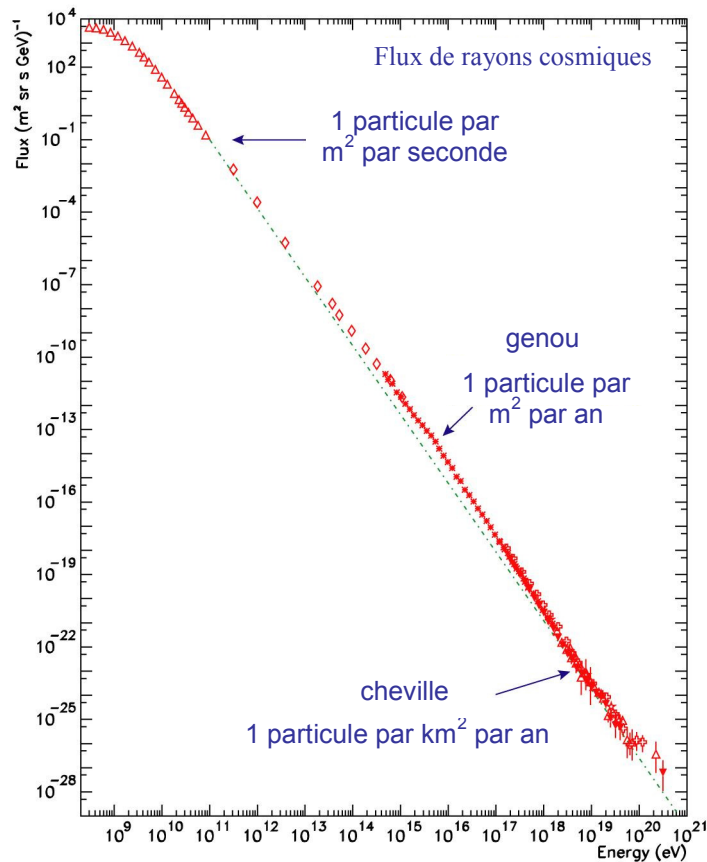


Figure A.1 : Flux mesuré des rayons cosmiques en fonction de l'énergie [1]. Les régions du « genou », ainsi que et de la « cheville » sont indiquées (voir texte).

A.1.2.1 Protons et noyaux

Le spectre des rayons cosmiques mesuré sur Terre (Figure A.1 et Figure A.2) se comporte approximativement selon une loi de puissance en E^{-3} , dans un domaine très étendu allant de quelques GeV à au moins 10^{20} eV. Dans un diagramme logarithmique, ce spectre présente deux ruptures de pente. La première autour de 3×10^{15} eV est appelée le « genou » ; la seconde vers 10^{18} eV est appelée la « cheville ». En effet dans un diagramme représentant le flux différentiel multiplié à la troisième puissance de l'énergie, la courbe présente l'aspect d'une jambe.

L'origine physique de ces variations d'indice n'a pas encore été identifiée avec certitude. Les explications font généralement intervenir un changement dans la nature des particules accélérées ou dans les sites d'accélération. En particulier, des considérations peuvent être tirées de la formule classique du rayon de giration d'une particule de charge Z dans un champ magnétique de valeur B :

$$R_{kpc} \cong E(10^{18} \text{ eV}) / (Z \times B(\mu\text{G})).$$

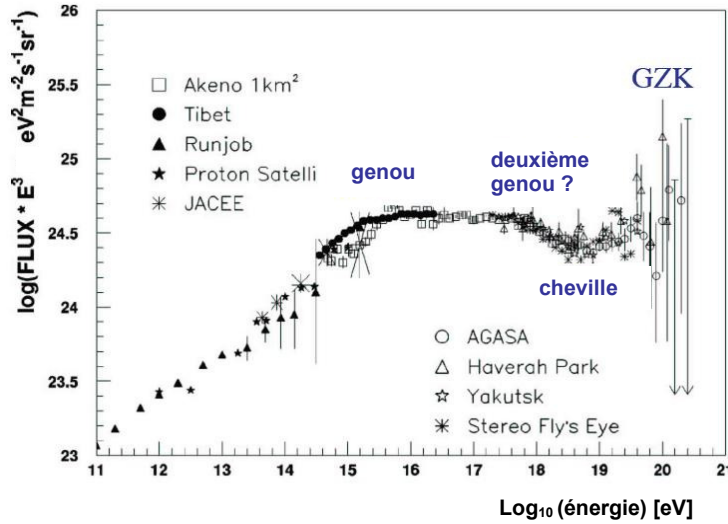


Figure A.2 : Flux des rayons cosmiques multiplié par E^3 [1]. Des changements de forme du spectre sont visibles dans les régions identifiées comme « genou » et « cheville ». La coupure GZK (voir texte) intervient à l'extrême droite de la distribution.

Les champs magnétiques de la Galaxie étant de l'ordre de $1 \mu\text{G}$ et le rayon de la Galaxie étant $R_{\text{Galaxie}} \cong 12 \text{ kpc}$, le confinement des particules chargées cesse pour des énergies supérieures à 10^{19} eV , le rayon de giration devenant supérieur à R_{Galaxie} . Les changements de pente pourraient alors être liés à l'origine – galactique à plus basse énergie et extragalactique aux énergies extrêmes – des rayons cosmiques. En outre, le passage d'une population galactique à une origine plus lointaine n'interviendrait pas à la même énergie pour les protons et les noyaux lourds, mais dépendrait de la charge du cosmique : les deux changements pourraient apparaître, donc, comme l'effet de la superposition de différentes composantes dans le spectre. Malgré les nombreuses mesures réalisées sur le rayonnement cosmique, son origine est encore inconnue : les interactions avec les champs magnétiques cosmiques induisent des changements de direction qui rendent illusoire l'identification de sources dans le ciel, sauf aux ultra hautes énergies : la Figure A.3 et la Figure A.4 montrent l'effet d'un champ de direction aléatoire d'un nanogauss d'intensité (champ intergalactique typique) sur la direction de vol des protons.

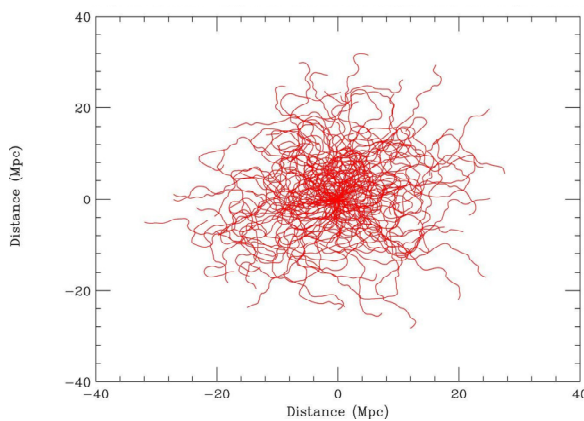


Figure A.3 : Trajectoires de protons de 10^{18} eV , dans un champ magnétique aléatoire de 1 nanogauss [2].

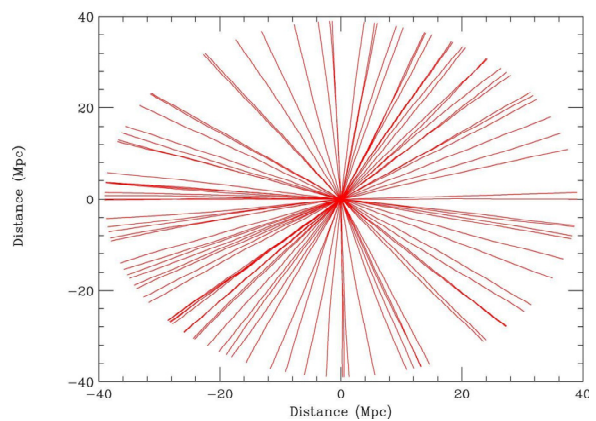


Figure A.4 : Trajectoires de protons de 10^{20} eV , dans un champ magnétique aléatoire de 1 nanogauss [2].

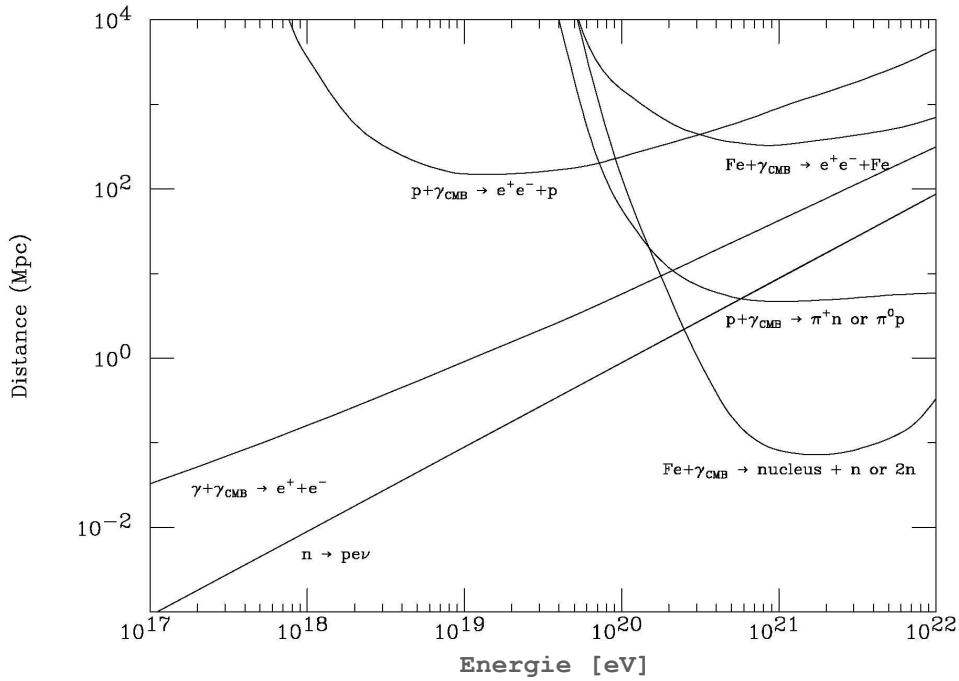


Figure A.5 : Panorama des interactions de proton, fer et photon avec le CMB [2]. Les courbes $p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow e^+ e^- + p$ et $\text{Fe} + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow e^+ e^- + \text{Fe}$ sont des longueurs d'atténuation (distance à laquelle 1/e de l'énergie initiale est perdue par production de paires). La courbe $p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow \pi^+ n$ or $\pi^0 p$ donne le libre parcours moyen par photo production de pion. La courbe $\text{Fe} + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow \text{nucleus} + n$ or $2n$ représente le libre parcours moyen par réaction photo nucléaire. La courbe $\gamma + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow e^+ + e^-$ fournit le libre parcours moyen d'un photon de haute énergie. La longueur moyenne de désintégration d'un neutron est aussi indiquée par $n \rightarrow p + \nu$.

Une certaine directionnalité n'est donc conservée qu'à partir d'environ 10^{20} eV. Mais dans ce cas, la section efficace d'interaction est telle que les particules sont facilement arrêtées sur le fond diffus cosmologique. Le processus mis à l'œuvre est essentiellement (Figure A.5), $p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow \Delta \rightarrow \pi + p$, à partir de $E_p \cong 5 \times 10^{19}$ eV.

L'Univers est donc opaque aux rayons cosmiques de très haute énergie, ceux pour lesquels les effets des champs magnétiques sont les moins importants. La longueur d'absorption de ces protons sur le fond diffus cosmologique, λ , s'écrit :

$$\lambda = (n_{\text{CMB}} \sigma_{p\gamma})^{-1} \cong 10 \text{ Mpc},$$

où $n_{\text{CMB}} = 400 \text{ cm}^{-3}$ est la densité de photon et $\sigma_{p\gamma} = 10^{-28} \text{ cm}^2$ la section efficace de l'interaction. Le fait que les protons d'énergie supérieure à 5×10^{19} eV ne puissent pas nous parvenir de plus loin qu'environ 10 Mpc, est appelé coupure GZK, en référence à la diminution importante d'intensité dans le spectre des rayons cosmiques visible sur la Figure A.1 et Figure A.2.

A.1.2.2 Photons

Jusqu'à la moitié du vingtième siècle, notre connaissance de l'Univers reposait sur des observations dans la partie visible du spectre électromagnétique. La deuxième moitié du XX^e siècle

a vu s'ouvrir, l'une après l'autre, d'autres fenêtres d'observation, des ondes radio au rayonnement gamma (à partir de $\sim 10^6$ eV), en passant par l'infrarouge, l'ultra-violet et les rayons X. La Figure A.6, illustre l'état actuel des connaissances en présentant des images de la Galaxie pour différentes longueurs d'onde.

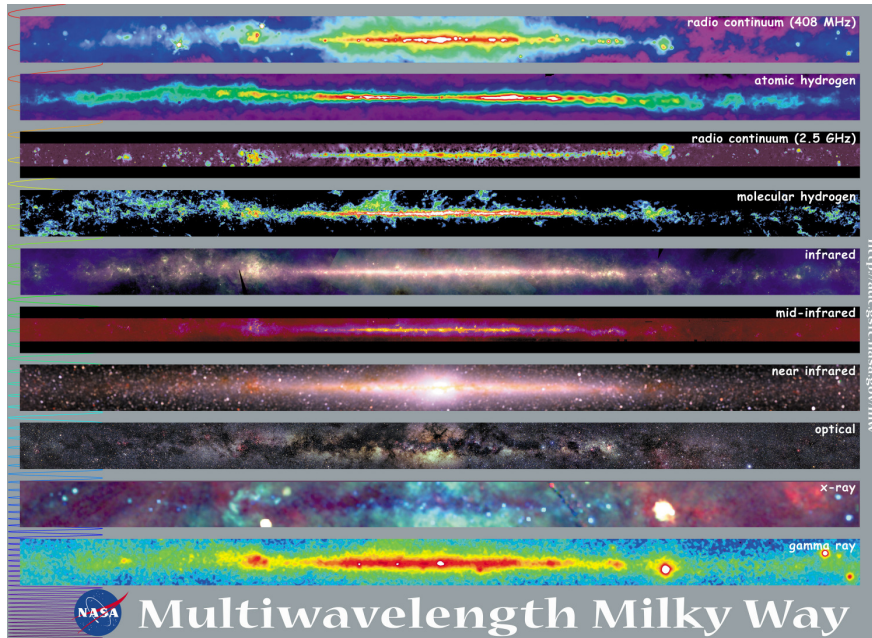


Figure A.6 : Images de la voie lactée en photons d'énergie comprise entre $2\mu\text{eV}$ et 30 GeV [3].

Dans l'étude des phénomènes à haute énergie (au-delà de 10^9 eV), l'astronomie des rayons gamma est aujourd'hui le domaine le plus riche en données analysées. Du fait de la nature du rayonnement, neutre et stable, les photons se propagent en ligne droite. Leur trajectoire nous renseigne donc directement sur leur source.

Les interactions des photons avec la matière rendent leur détection assez aisée par des instruments sur Terre ou sur satellite, mais elles représentent aussi une forte limitation à l'exploration de l'Univers. En effet, les photons sont absorbés dans toute accumulation de matière interstellaire, comme les nuages de poussières ou de gaz, et – au dessus du TeV – ils interagissent avec les divers rayonnements électromagnétiques diffus par création de paires (Figure A.7). Le libre parcours moyen d'un photon de 1 PeV est ainsi de l'ordre de 10 kpc, c'est-à-dire approximativement la distance qui sépare la Terre du centre galactique. Il est donc improbable d'observer des objets extragalactiques en rayons gamma supérieurs à 100 TeV.

A.1.2.3 Neutrinos

L'astronomie gamma et les recherches sur les rayons cosmiques ont enrichi nos connaissances des processus physiques à haute énergie qui se produisent dans l'Univers. Cependant, les régions denses de matière – comme par exemple le centre des galaxies actives – sont *a priori* opaques aux photons et ne peuvent pas être observées directement. En outre, l'interaction des photons de haute énergie avec le fond diffus cosmologique empêche l'exploration de l'Univers au-delà de 100 Mpc, au-dessus de 10 TeV (Figure A.7). Dans le cas des rayons cosmiques, en raison d'une charge électrique non nulle, seuls les plus énergétiques (au dessus d'environ 10^{20} eV) sont suffisamment peu déviés par les champs magnétiques galactiques et intergalactiques pour nous renseigner sur leurs sources.

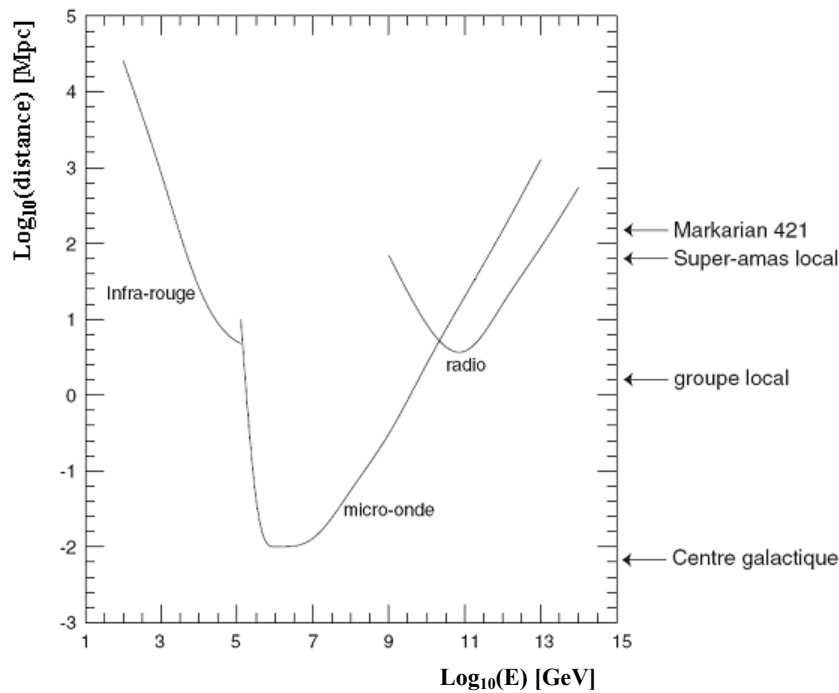


Figure A.7 : Libre parcours moyen des photons en fonction de leur énergie, suite aux interactions avec les rayonnements indiqués à côté de chaque trait [1]. À droite, quelques distances sont indiquées comme points de repères.

De plus, à ces énergies, les protons subissent l'effet GZK et ne peuvent, eux non plus, nous parvenir de sources trop distantes de la Voie Lactée (pas plus loin qu'environ 10 Mpc au-dessus de $\sim 5 \times 10^{19}$ eV).

Pour obtenir une image globale de l'Univers à haute énergie et observer les régions denses des objets astrophysiques, une sonde neutre, stable et interagissant peu sur son trajet est nécessaire. Le neutrino est le seul candidat connu à ce jour à remplir l'ensemble de ces exigences et, comme nous le verrons mieux dans la suite, la détection de sources de neutrinos cosmiques pourrait enfin nous éclaircir sur l'origine du rayonnement cosmique.

A.1.3 Accélérateurs cosmiques de particules

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, l'astronomie a fait ses premiers pas avec l'observation de la lumière visible. Aujourd'hui les techniques expérimentales permettent d'étudier l'ensemble du spectre électromagnétique, des ondes radio aux gammas. Un même objet peut donc être observé à plusieurs longueurs d'onde, comme dans le cas de la nébuleuse du Crabe montré sur la Figure A.8.

La plupart du rayonnement détecté du radio au visible est d'origine thermique. Comme les corps célestes connus ne sont pas assez chauds pour produire une émission de haute énergie en rayons X ou gamma, il existe des processus d'émissions non thermiques, associés aux phénomènes les plus violents de l'Univers. Parmi ces phénomènes, nous comptons les explosions de supernova, la rotation rapide des étoiles à neutrons (*pulsars*), les *microquasars*, les émissions de jets de matière par les noyaux actifs de galaxie, les explosions d'origine encore inconnue appelées sursauts gamma. Nous décrirons leurs caractéristiques dans le paragraphe A.1.3.2.

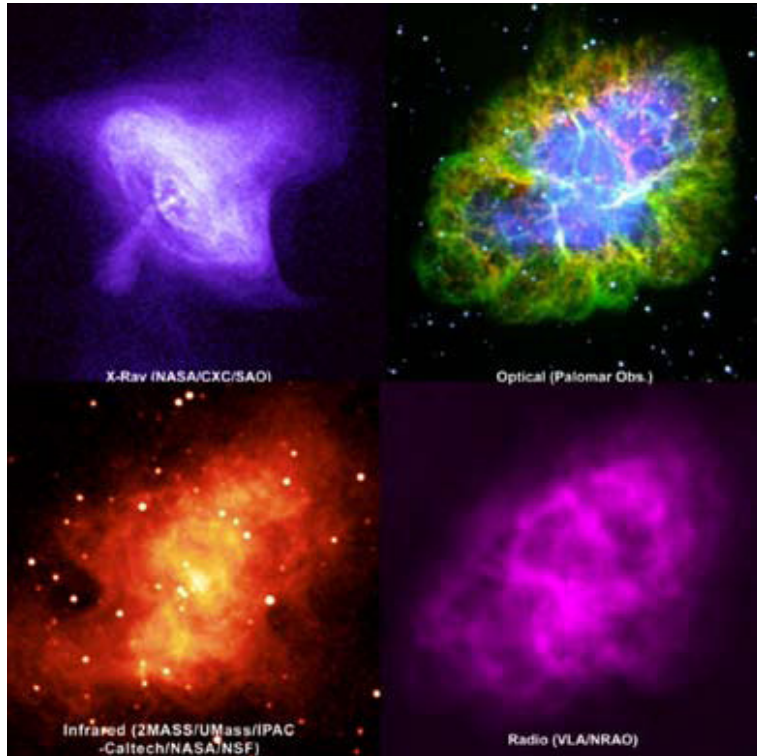


Figure A.8 : La nébuleuse du Crabe observée à plusieurs longueurs d'onde [3]. Le domaine du spectre observé et les instruments qui ont effectué les observations sont indiqués sur chaque image.

Dans ce qui suit nous discuterons les modèles d'accélération de particules qui pourraient s'appliquer à ces objets. Les théories qui cherchent à expliquer l'origine du rayonnement cosmique mesuré sur Terre peuvent être classées en deux catégories [1] :

- Les modèles exotiques dits « top-bottom », où une particule très massive ($M > 10^{24}$ eV) hypothétique se désintègre et engendre des particules constituant le rayonnement cosmique de haute énergie.
- Les modèles classiques dits « bottom-up », dans lesquels des particules initialement peu énergétiques sont accélérées dans des phénomènes violents (sursauts gamma, noyaux actifs de galaxie, etc.).

Nous n'aborderons que la seconde classe de modèles, et plus particulièrement un mécanisme d'accélération classique, dit accélération de Fermi.

A.1.3.1 Accélération de Fermi

Ce processus d'accélération, proposé par Enrico Fermi en 1949 [4], repose sur un mécanisme stochastique au sein de nuages de plasma magnétisé¹ soumis à des ondes de choc. L'idée de base est qu'un transfert d'énergie cinétique est possible entre le plasma et les particules chargés d'un milieu à repos.

Considérons une onde de choc qui se propage (Figure A.9). Dans le référentiel du front du choc, \vec{v}_1 est la vitesse en amont du choc, et \vec{v}_2 celle en aval du front ($\vec{v}_1 > \vec{v}_2$).

¹ Nous verrons dans la suite quels types de systèmes astrophysiques correspondent à cette description.

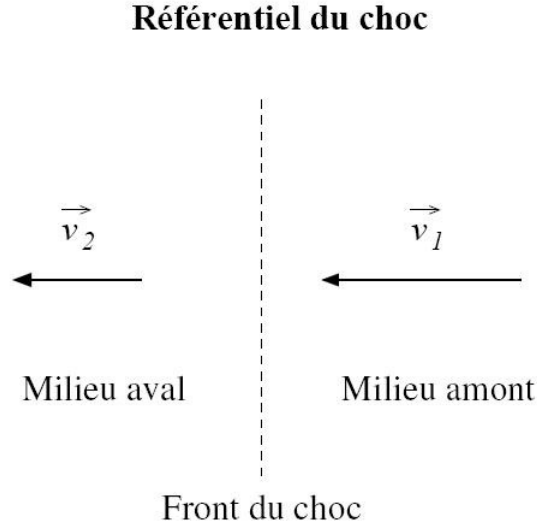


Figure A.9 : schéma d'une onde de choc, dont le front se propage dans un milieu amont.

Une particule du milieu amont qui traverse le front du choc subit l'effet du champ magnétique des particules en aval ; sa trajectoire en est déviée et la particule peut ressortir du milieu aval, en ayant gagné une énergie relative s'exprimant comme suit :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4}{3} \frac{r-1}{r} \beta,$$

où $\beta = v_1 / c$ est la vitesse relative du choc et $r = v_1 / v_2$ son facteur de compression (voir [5] pour le calcul complet). La variation d'énergie est donc du premier ordre en β , d'où le nom d'accélération de Fermi d'ordre 1. On peut montrer [5] que le spectre engendré par ce processus s'écrit

$$N(E) = (\tau - 1) \frac{N_0}{E_0} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\tau}, \text{ avec } \tau = \frac{r+2}{r-1}.$$

Dans le cas d'une onde créée dans un gaz monoatomique totalement ionisé [5], r est égal à 4 ; le spectre suit alors une loi de puissance de pente $\tau = -2$.

Le papier de Fermi [4] exposait initialement comment des nuages de gaz interstellaire, possédant des vitesses d'environ 10 km/s et des directions aléatoires, pouvaient accélérer des particules chargées. Les calculs montraient que, β étant cette fois la vitesse relative du nuage,

$$\frac{\Delta E}{E} \cong \frac{4}{3} \beta^2.$$

En raison de la proportionnalité à β^2 , ce mécanisme – dit accélération de Fermi d'ordre 2 – est moins efficace que celui d'ordre 1. Néanmoins, il a été montré [6] que dans un domaine magnétique turbulent, les nombreuses inhomogénéités se comportent comme autant de nuages magnétiques, pouvant accélérer les particules chargées à chaque traversée, jusqu'à atteindre les hautes énergies. Les mécanismes de Fermi d'ordre 1 et 2 sont aujourd'hui reconnus

comme les modèles de référence pour expliquer l'accélération de particules dans les ondes de choc.

A.1.3.2 Sites potentiellement accélérateurs

Une fois expliqué comment des particules pourraient être accélérées par onde de choc dans des plasmas magnétisés, il reste à trouver les sources au sein desquelles ces chocs permettraient d'atteindre les très hautes énergies. Une liste de sites potentiels peut être faite à partir d'arguments d'analyse dimensionnelle : pour obtenir des particules d'énergie E , dans un champ magnétique B , la taille de l'objet accélérateur doit dépasser celle du rayon de giration, afin que celle-ci puisse rester confinée. Ce critère – proposé par Hillas en 1984 [7] – permet d'évaluer l'énergie maximale E_{max} , atteignable par une particule de charge Z dans un site donné de taille caractéristique L :

$$(1) \quad \frac{E_{max}}{1EeV} = Z \left(\frac{L}{1kpc} \right) \left(\frac{B}{1\mu G} \right).$$

La formule ne tient pas compte d'éventuelles pertes d'énergie dans le milieu accélérateur et suppose que l'énergie maximale n'est limitée que par le taux d'échappement des particules.

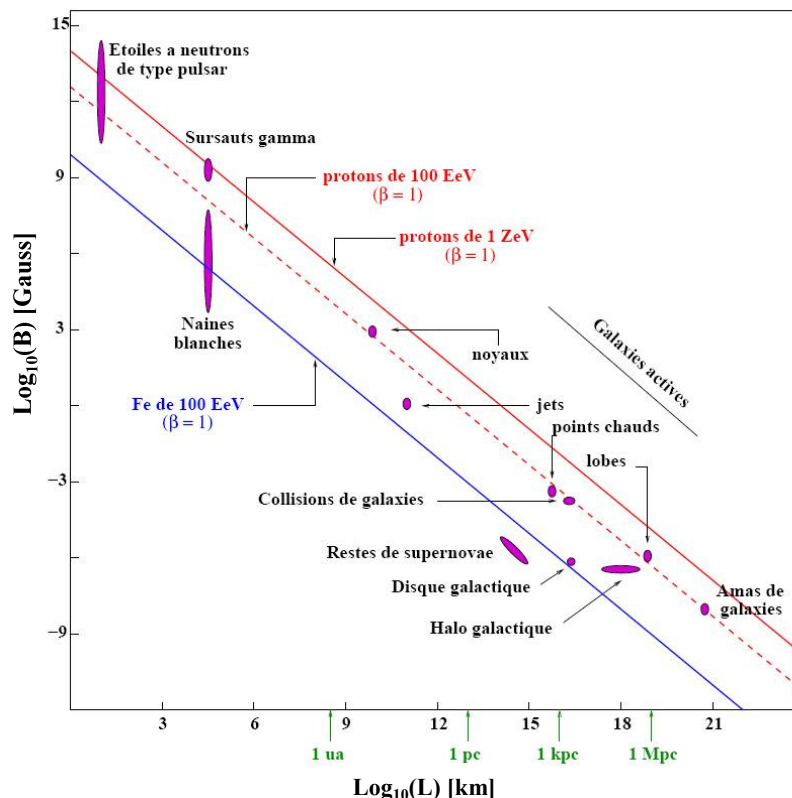


Figure A.10 : Diagramme de Hillas pour les objets capables d'accélérer des particules aux énergies les plus hautes [1]. Lorsque le paramètre β vaut 1, le processus d'accélération est supposé sans perte d'énergie.

Ce critère peut être représenté dans un diagramme dit de Hillas (Figure A.10), où divers accélérateurs potentiels sont présentés en fonction de leur champ magnétique B et de leur dimension caractéristique L . À énergie et charge de la particule accélérée fixées, les couples de valeurs (B, L) forment une droite dans cette représentation ; seuls les objets sur une droite donnée peuvent être retenus comme des candidats à l'accélération jusqu'à cette énergie. Nous passerons en revue quelques-uns des objets présents dans ce diagramme.

Restes de supernova

Les restes de supernova ne sont pas – *a priori* – capables d'accélérer des particules aux énergies extrêmes observées dans le rayonnement cosmique. Néanmoins, ils représentent des candidats idéaux à la production de rayons cosmiques galactiques, pour deux raisons :

- l'énergie cinétique fournie par les explosions des supernovae de la Galaxie pourrait balancer les pertes dues à l'échappement des rayons cosmiques, maintenant constant le flux observé [8] ;
- un reste de supernova est délimité par une onde de choc en expansion (Figure A.11), qui peut accélérer – par mécanisme de Fermi – les particules du milieu interstellaire à des hautes énergies.

Un modèle récent [9] d'accélération de protons dans les restes de supernovae prédit un spectre en loi de puissance jusqu'à $\sim 10^{15}$ eV, suivi par une coupure exponentielle. En outre, l'énergie maximale étant proportionnelle à la charge, l'accélération de noyaux de plus en plus lourds, permet d'obtenir une coupure à des énergies de plus en plus élevées. Dans ce modèle, les rayons cosmiques seraient accélérés dans des sites galactiques jusqu'à $\sim 10^{17}$ eV ; au même temps, le changement de pente du spectre au niveau du genou serait un effet de la coupure exponentielle.

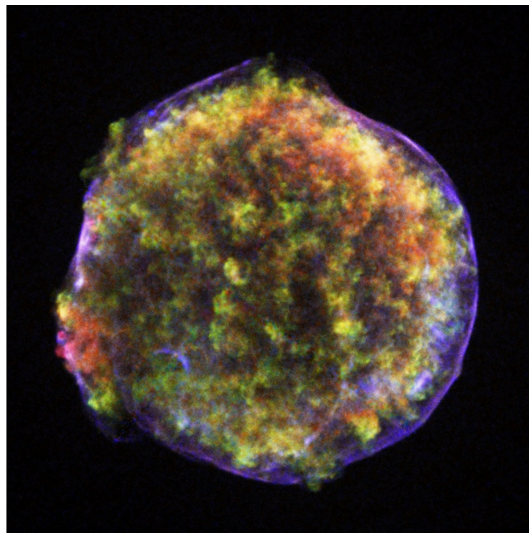


Figure A.11 : Image en fausses couleurs du reste de supernova de Tycho observé en rayons X [10]. La couleur rouge correspond à des énergies entre 0,95 et 1,26 keV, la verte à des énergies entre 1,63-2,26 keV, la bleue à 4,1-6,1 keV. L'image montre le front d'onde de choc en expansion, qui est un site potentiel pour l'accélération de particules.

Microquasars

Les *microquasars* (Figure A.12) sont des objets galactiques formés d'un astre massif (un trou noir ou une étoile à neutrons de quelques masses solaires) entouré par un disque d'accrétion provenant d'une étoile compagne. Le processus d'accrétion détermine une émission de jets à partir de l'objet massif central.

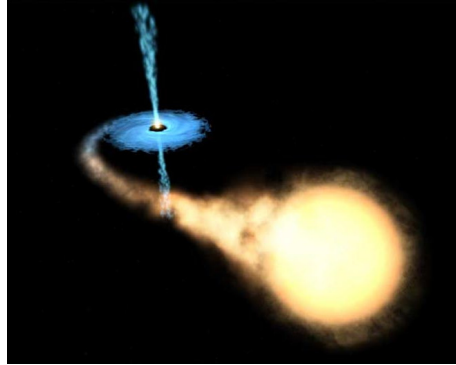


Figure A.12 : Vue d'artiste d'un microquasar [11].

Bien que leurs dimensions et leurs champs magnétiques ne permettent pas d'accélérer les rayons cosmiques jusqu'aux énergies les plus élevées [12] selon le critère de Hillas (équation (1)), nous les citons ici parce que dans certains modèles [12] leurs jets représentent des sites potentiels d'accélération de rayons cosmiques galactiques.

Étoiles à neutrons en rotation rapide (*pulsars*)

Les étoiles à neutrons sont des objets dont la masse est à peine supérieure à celle du Soleil et dont le rayon est de l'ordre d'une dizaine de kilomètres. Elles se forment suite à l'effondrement d'une étoile massive. La conservation du moment cinétique initial conduit l'objet résultant à une rotation rapide, de période P pouvant aller de quelques millisecondes à quelques secondes. L'étoile comporte un champ magnétique dipolaire très intense ($B > 10^7$ T), dont l'axe n'est pas nécessairement aligné avec celui de la rotation (Figure A.13). La région autour d'un *pulsar* est peuplée d'électrons, confinés par le champ magnétique et émettant un rayonnement synchrotron le long de l'axe magnétique, généralement observé dans le domaine radio.

Ce type d'objet est une source potentielle de rayons cosmiques de très haute énergie, son champ magnétique induisant un champ électrique accélérateur très intense. Ce dernier permet, en principe, l'accélération de particules du milieu interstellaire de charge Z jusqu'à

$$E_{\max} \approx 6 \cdot 10^{19} \text{ eV} \cdot Z \cdot \left(\frac{B}{10^{13} \text{ G}} \right) \left(\frac{P}{10^{-3} \text{ s}} \right)^{-2}.$$

Cependant, des études [13] ont montré que l'énergie globale disponible dans le système et les pertes par émission synchrotron en concurrence avec le processus d'accélération empêcheraient d'atteindre les énergies extrêmes d'environ 10^{20} eV.

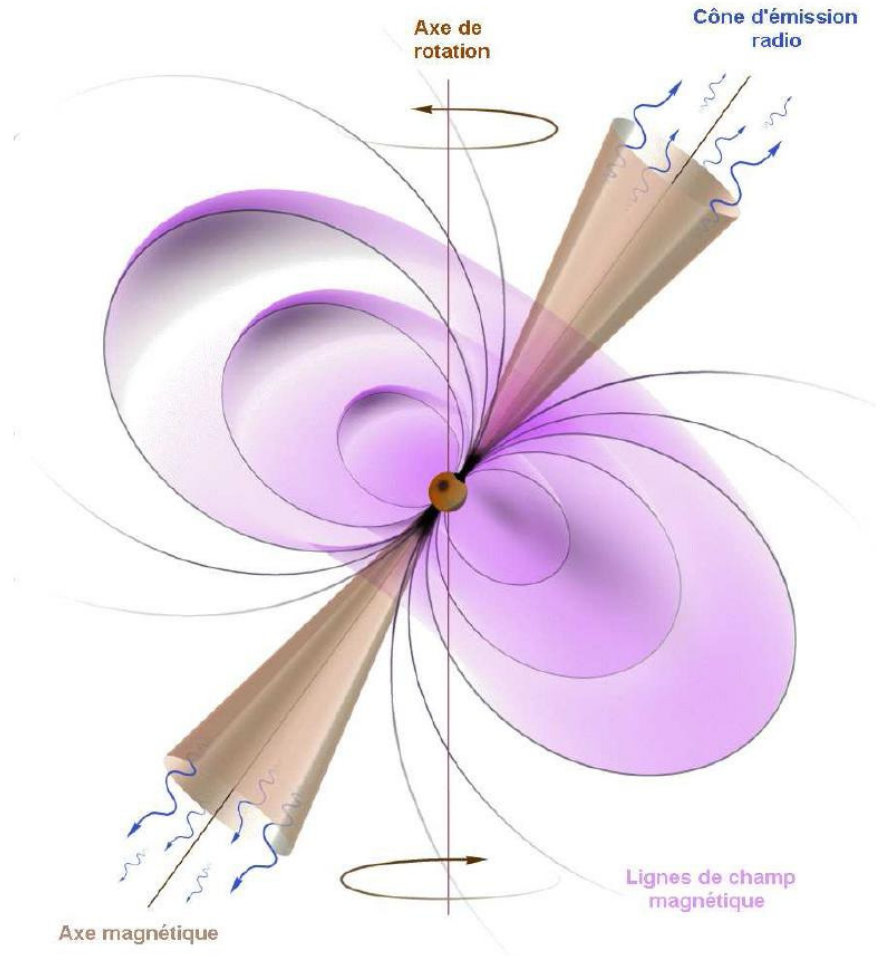


Figure A.13 : Vue schématique d'un pulsar [14]. La sphère au centre symbolise l'étoile à neutrons. Les lignes du champ magnétique sont représentées, ainsi que le cône d'émission radio (voir texte).

Noyaux actifs de galaxie (AGN)

Un noyau actif de galaxie (*Active Galactic Nucleus* ou *AGN*) est une région intensément lumineuse au cœur d'une galaxie, observée à plusieurs longueurs d'onde du spectre électromagnétique. Ce rayonnement peut être expliqué avec des phénomènes liés à l'accrétion d'un trou noir super massif, située au centre de la galaxie.

Il existe une zoologie importante d'AGNs, qui peuvent être classés en fonction de leur spectre d'émission. Les plus susceptibles d'accélérer des particules cosmiques aux hautes énergies sont les *blazars*, dont en particulier le sous-type BL Lac : des noyaux actifs qui expulsent de la matière sous forme de jets, s'étendant au-delà de la galaxie et formant de gigantesques nuages appelés lobes (Figure A.14). C'est dans ces jets que les couches de matière émise par le trou noir central forment des ondes de chocs permettant d'accélérer des particules.

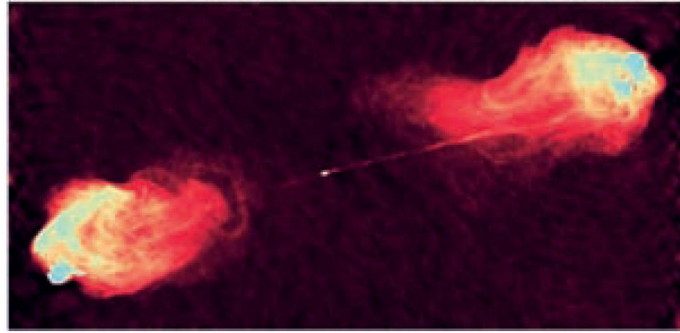


Figure A.14 : La galaxie active Cygnus A (petit point blanc au centre) éjecte des faisceaux de matière à des centaines de milliers d'années lumières (image en radio) [15].

Sursauts gamma

Les sursauts gamma (GRB, *Gamma Ray Burst*) sont des événements caractérisés par de brèves impulsions de rayonnement gamma, d'une durée comprise entre 10 millisecondes et une dizaine de secondes. Ils sont suivis d'une queue de rayonnement dans toutes les fréquences du spectre (*afterglow*), qui peut durer plusieurs semaines. La distribution spatiale de ces événements semble isotrope et donc leur origine est considérée extragalactique.

L'origine des sursauts gamma est un mystère. Ils pourraient être créés par l'explosion d'une supernova particulièrement massive (modèle de *collapsar*) ou apparaître après la collision de deux objets, tels que des étoiles à neutrons ou des trous noirs (modèle de coalescence d'astres compacts). Un trou noir entouré d'un disque de matière serait ainsi formé et du plasma serait éjecté sous forme de deux jets relativistes le long d'un axe de rotation. À l'intérieur de ces jets, des ondes de choc pourraient se produire quand des couches de matière plus rapides que la moyenne rattrapent celles plus lentes (mécanisme du *internal shock*). Cette matière en expansion rencontre finalement le milieu externe, ce qui crée plus tard une onde de choc dans le milieu interstellaire (*external shock*). Le front est alors progressivement ralenti et des photons sont émis avec des longueurs d'onde de plus en plus faibles.

Ce modèle, dit de la « boule de feu » (*fireball*) [16], prédit correctement l'*afterglow* à plusieurs longueurs d'onde, ainsi que l'émission gamma. L'accélération de rayons cosmiques d'ultra haute énergie semble possible dans les chocs externes et internes, par le mécanisme d'accélération de Fermi.

D'autres modèles expliquant l'émission gamma existent : voir par exemple le modèle de la « boule de canon » (*cannonball*) [17].

A.1.3.3 Production de rayons gamma

Les objets astrophysiques que nous venons de décrire sont de bons candidats à sites d'accélération des particules chargées à haute énergie. Dans le contexte du mécanisme de Fermi, cette accélération peut naturellement produire des rayons gamma. Toutefois, les processus dominants permettant cette production diffèrent en fonction du type de particule initialement accélérée.

Les modèles qui se proposent d'expliquer l'observation d'une source gamma se divisent en deux principaux genres : les modèles d'émission leptonique, qui font intervenir uniquement des électrons, et les modèles hadroniques, qui impliquent surtout des protons.

- Modèle leptoniques : les particules accélérées par mécanisme de Fermi sont des électrons. Dans le champ magnétique de l'objet qui les accélère, ils émettent du rayonnement synchrotron. La perte en énergie est donnée par

$$(2) \quad -\frac{dE}{dt}\Big|_{synch.} = \frac{2}{3}\beta^4\left(\frac{Ze}{m}\right)^4 E^2 B^2,$$

où βc est la vitesse de la particule qui rayonne, Ze sa charge, m sa masse, E et B les valeurs des champs électrique et magnétique. Ce processus limite [5] l'énergie maximale des électrons à

$$E_{\max}(e) = 23 TeV \cdot \frac{u}{c} \cdot \sqrt{\frac{B}{1G}},$$

avec u la vitesse de l'onde de choc accélératrice. Les photons émis par rayonnement synchrotron ne dépassent pas 100 keV d'énergie, mais ils sont convertis en photons de haute énergie (γ_{TeV}) par l'intermédiaire d'un effet Compton inverse² avec d'autres électrons de haute énergie (e^-_{HE}) :

$$e^-_{HE} + \gamma_{synch.} \rightarrow e^- + \gamma_{TeV}.$$

Pour cela, l'énergie maximale des γ_{TeV} ne peut pas dépasser E_{\max} .

- Modèle hadroniques : des protons et des noyaux sont accélérés par onde de choc. En raison du facteur $1/m^4$ dans l'équation (2), la perte d'énergie par effet synchrotron devient négligeable. L'énergie maximale reste limitée par le critère de Hillas (équation (6)).

Les protons p (ou les noyaux) de haute énergie peuvent interagir avec des photons présents dans le milieu accélérateur, ou bien des hadrons A de faible énergie, donnant

$$(3) \quad \begin{aligned} p + \gamma &\rightarrow \pi^0 + X \\ p + A &\rightarrow \pi^0 + X' \end{aligned}$$

X et X' indiquant tout type d'hadrons. Des rayons gamma de haute énergie sont issus de la désintégration des pions neutres. Des pions chargés sont aussi produits, qui engendrent des neutrinos dans la même gamme d'énergie que les photons issus des π^0 .

Tous les accélérateurs cosmiques décrits plus haut ont été détectés en gamma, sans que l'on puisse aujourd'hui trancher sur la part jouée par chacun des deux modèles ; car il est en effet probable qu'à la fois le mécanisme hadronique et leptonique soient à l'œuvre dans bien des objets (ce point sera discuté ultérieurement dans C.1.2).

Tant qu'une classe d'objets accélérateurs d'hadrons n'aura pas été identifiée, l'origine du rayonnement cosmique restera un mystère.

² Diffusion d'un électron de haute énergie sur un photon, avec transfert d'énergie de l'électron au photon.

A.1.4 Astronomie neutrino

L'utilisation du neutrino de haute énergie (1 TeV et plus) comme messenger astrophysique ouvre une nouvelle fenêtre d'observation sur l'Univers, que nous convenons d'appeler astronomie neutrino.

Bien que ces neutrinos n'aient jamais été détectés, leur existence peut être déduite de la formule (3) : comme des protons et des noyaux ont été observés à toutes les énergies jusqu'à environ 10^{20} eV, le processus d'accélération doit avoir engendré un flux de pions, et donc des rayons gamma et des neutrinos et antineutrinos de haute énergie. En outre, ces (anti)neutrinos n'étant pas déviés par les champs magnétiques, leur détection pourrait enfin révéler les sites d'accélération des rayons cosmiques.

Les (anti)neutrinos sont détectés grâce à leur interaction faible avec un nucléon N , via un processus de courant chargé ou de courant neutre, soit respectivement

$$\nu_l(\bar{\nu}_l) + N \rightarrow l^-(l^+) + X, \quad \nu_l(\bar{\nu}_l) + N \rightarrow \nu_l(\bar{\nu}_l) + X,$$

X indiquant une gerbe hadronique. La signature expérimentale dépend du type de processus et de la saveur du neutrino. Dans cette thèse, nous nous restreignons à l'interaction par courant chargé du (anti)neutrino muonique, donnant donc naissance à un (anti)muon. La section efficace de l'interaction en fonction de l'énergie est présentée sur la Figure A.15 et la Figure A.16. Elle augmente avec l'énergie, atteignant $\sim 5 \times 10^{-34}$ cm² à 10^{15} eV. Malheureusement au-delà de cette énergie la section efficace est tellement grande que la Terre devient opaque au neutrino.

Comme nous le verrons dans la suite, les détecteurs de neutrinos cosmiques – les télescopes à neutrino – ne peuvent pas distinguer le signal d'un μ^+ d'un μ^- ; donc nous désignerons par neutrino ν_l et $\bar{\nu}_l$ indifféremment.

La cinématique de l'interaction fait que le muon n'est pas produit dans la même direction du neutrino. En première approximation, l'angle entre les des particules $\theta_{\nu\mu}$ au niveau du vertex s'écrit [18] :

$$(4) \quad \sqrt{\langle \theta_{\nu\mu}^2 \rangle} = \sqrt{\frac{m_N}{E_\nu}} (rad)$$

où m_N est la masse du nucléon cible et E_ν l'énergie du neutrino. L'angle $\theta_{\nu\mu}$ vaut $5,7^\circ$ à 100 GeV et $1,8^\circ$ et 1 TeV. Une fois le muon produit, il se propage en subissant les pertes d'énergie dues aux processus suivants :

- ionisation : les atomes du milieu perdent une partie de leurs électrons suite à un transfert d'énergie de la part du muon ;
- bremsstrahlung : le muon émet un photon en interagissant avec le champ électrique du noyau des atomes ;
- création de paires : un couple $e^+ e^-$ est produit ;
- interactions photo-nucléaires : un photon virtuel est échangé avec le noyau.

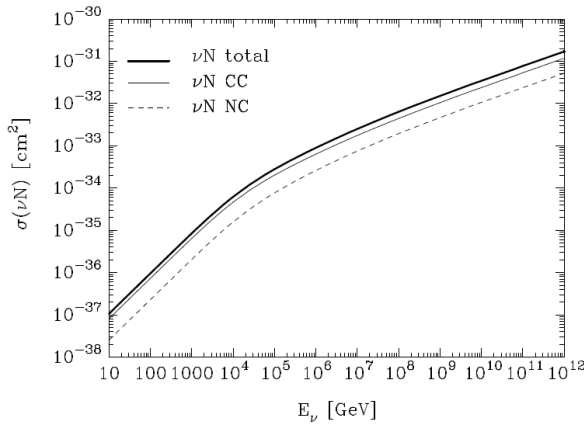


Figure A.15 : Evolution de la section efficace d'interaction des neutrinos en fonction de leur énergie [19].

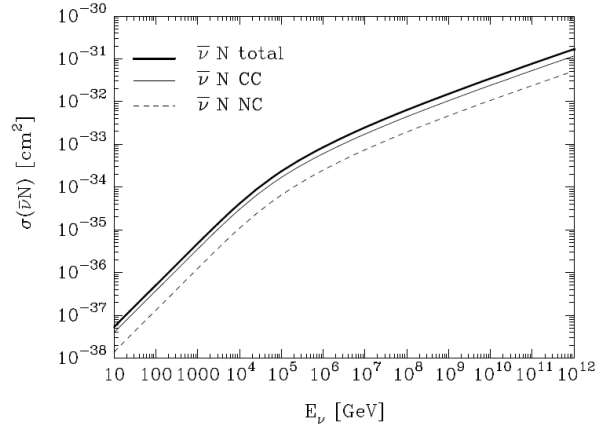


Figure A.16 : Evolution de la section efficace d'interaction des antineutrinos en fonction de leur énergie [19].

Comme nous pouvons le voir sur la Figure A.17, en dessous d'environ 1 TeV la perte d'énergie par unité de longueur dE/dx est dominée par l'ionisation. À plus hautes énergies, la création de paires et le bremsstrahlung deviennent dominants, induisant une perte proportionnelle à l'énergie du muon. Dans ces conditions, l'évolution de dE/dx en fonction de l'énergie du muon peut être reproduite [20] par l'équation suivante :

$$(5) \quad \frac{dE}{dx} = a(E) + b(E) \cdot E .$$

Les coefficients a et b évoluent en fonction de l'énergie comme montré sur la Figure A.18. La quantité de lumière émise par les processus électromagnétiques que nous venons d'illustrer peut être utilisée pour mesurer la perte d'énergie dE/dx du muon, lors de sa propagation dans le milieu. Ensuite, grâce à la courbe sur la Figure A.17, la perte mesurée peut conduire à une estimation de l'énergie absolue du muon. L'algorithme utilisé dans ANTARES pour cette estimation est décrit en détail dans [21] et abordé dans l'annexe.

Un télescope à neutrinos utilise la matière terrestre comme bouclier contre toutes les particules, sauf les neutrinos. La détection d'un muon qui monte représente la signature d'une interaction de ν_μ dans le détecteur ou dans la matière en dessous.

Il est essentiel que le détecteur soit enfoui à grande profondeur pour réduire le flux de muons descendants produits par les gerbes de rayons cosmiques dans l'atmosphère, beaucoup plus intense que celui des montants (voir Figure A.19). En effet, une trace descendante peut parfois être reconstruite comme montante (A.2.4.3), donnant origine à un faux signal de neutrino. Des coupures sur la qualité de reconstruction de trace permettent de rejeter ce type d'événements, gardant un haut niveau de pureté des traces montantes.

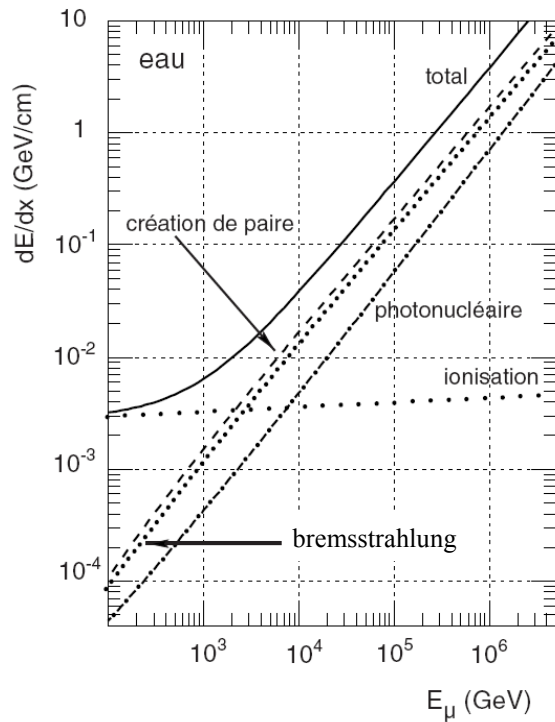


Figure A.17 : Evolution théorique du dE/dx pour un muon se propageant dans l'eau [21].

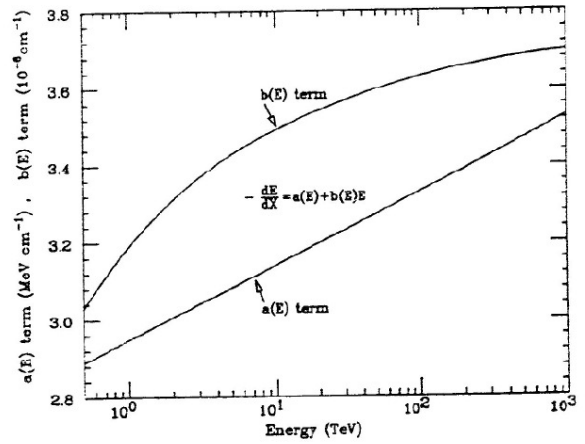


Figure A.18 : Evolution des paramètres a et b de l'équation (5) dans l'eau, en fonction de l'énergie du muon [22].

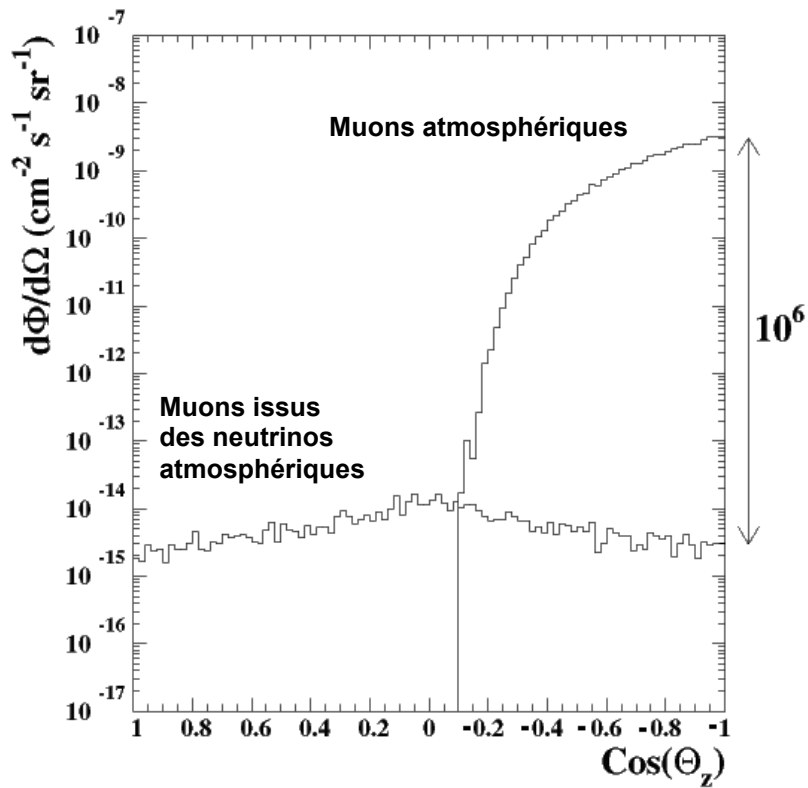


Figure A.19 : Flux différentiel des muons atmosphériques et des muons issus des neutrinos atmosphériques à 2400 m sous le niveau de la mer, en fonction du cosinus de la direction de vol du muon par rapport à l'axe verticale [21].

La détection des muons se fait grâce à la production de lumière Tcherenkov (Figure A.20), produite lorsque la vitesse de propagation est supérieure à celle de la lumière dans le milieu. Ce milieu de propagation doit donc être transparent, de l'eau ou de la glace par exemple, afin que les photons émis puissent se propager et ainsi être détectables.

L'angle Tcherenkov θ_c est lié à la vitesse de la particule v et à l'indice de réfraction du milieu n par l'équation

$$(6) \quad \cos \theta_c = \frac{1}{nv}.$$

Le nombre de photons émis par unité de longueur dx et unité de longueur d'onde $d\lambda$ est donné par [23] :

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c,$$

où α correspond à la constante de structure fine.

Pour des longueurs entre 400 et 500 nm, entre lesquelles la transparence de l'eau est maximale, 100 photons par cm sont émis. Comme nous l'avons vu sur la Figure A.17, la perte d'énergie des muons au dessus d'environ 1 TeV est dominée la création de paires et le bremsstrahlung ; les gerbes de particules qui en sont initiées produisent elles aussi de la lumière Tcherenkov qui s'ajoute à celle du muon.

Dans le régime que nous considérons (énergie du neutrino supérieure à 10 GeV), le muon produit est ultrarelativiste ($v \cong c$). L'indice de réfraction étant connu, l'angle d'émission en équation (6) est fixé. La connaissance du temps d'arrivée des photons sur un réseau de photo-détecteurs permet donc de reconstruire la trace du muon. Compte-tenu de la faible quantité de lumière émise, il est nécessaire que le milieu de détection soit dans l'obscurité la plus totale, ce qui est de fait obtenu puisque le détecteur est enfoui à grande profondeur.

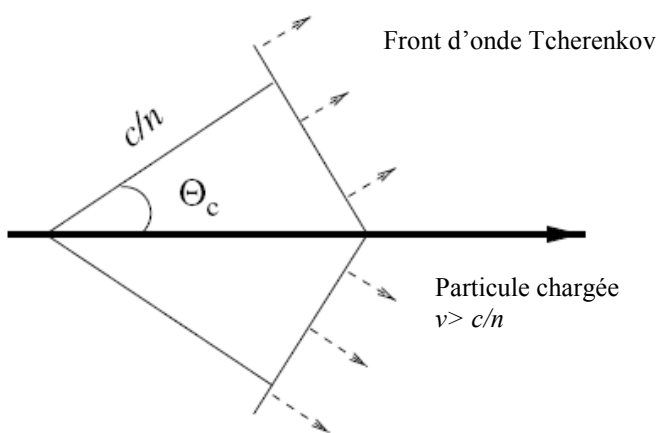


Figure A.20 : Illustration de l'effet Tcherenkov. Le front d'onde est émis sous un angle θ_c par rapport à la trace de la particule chargée.

Le bruit de fond irréductible des neutrinos cosmiques est constitué par les neutrinos d'origine atmosphérique (Figure A.19), issus de l'interaction des rayons cosmiques dans l'atmosphère. Ils produisent des muons montants de la même façon que les neutrinos cosmiques. Les modèles prévoient que les neutrinos cosmiques soient distribués avec un spectre en énergie plus

« dur » que les neutrinos atmosphériques, c'est-à-dire que leur flux serait dominant à haute énergie (Figure A.21). Nous verrons plus tard (C.4) comment la contribution des neutrinos atmosphériques peut être rendue négligeable.

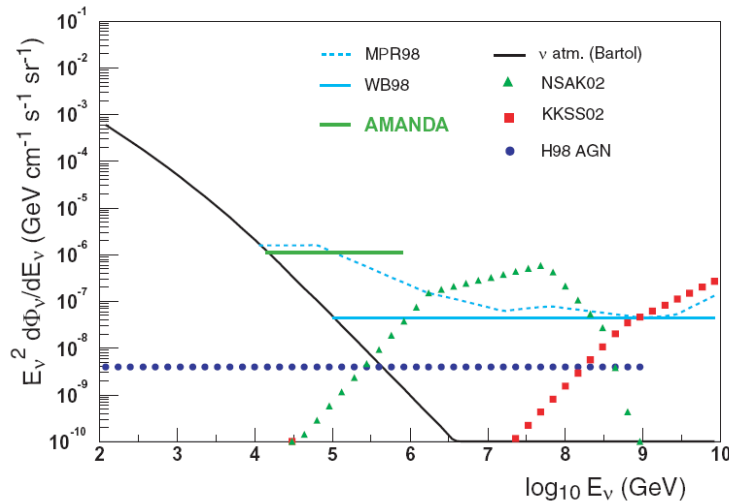


Figure A.21 : Flux différentiel en énergie des neutrinos atmosphériques (modèle de Bartol, voir B.2), comparé aux prédictions de plusieurs modèles de neutrinos cosmiques et à la limite fixée par l'expérience AMANDA (voir A.1.4.2) [21].

Avant même de pouvoir répertorier des sources de neutrinos de haute énergie et donc des accélérateurs cosmiques, la détection d'un flux diffus de neutrinos, résultant de l'émission de sources trop faibles pour être détectées individuellement, pourrait apporter des premières contraintes aux prédictions théoriques. Un des modèles les plus connus est celui de Waxman et Bahcall [24] : à partir du flux de rayons cosmiques mesuré sur Terre, en supposant que le spectre en énergie E se comporte comme E^{-2} à la source, les auteurs estiment une limite supérieure au flux de neutrinos de $E_\nu^2 \phi_\nu < 2 \times 10^{-8}$ GeV / cm² s⁻¹ sr⁻¹. Ce flux produirait entre 10 et 50 muons par km² par an détectables sur Terre avec un télescope à neutrinos [25]. Pour atteindre la limite de détection de ce flux, il faudrait donc un détecteur à l'échelle du km². Cette évaluation donne un ordre de grandeur de la surface nécessaire pour détecter des sources de neutrinos cosmiques.

Enfin, les télescopes à neutrinos pourraient également apporter des indications au problème de la matière noire [26]. Un bon candidat à cette matière noire est le neutralino, particule supersymétrique la plus légère qui subsisterait dans l'Univers depuis le big-bang. Les neutralinos imprégneraient donc notre galaxie, parcourant des orbites comme la matière ordinaire. Cependant, ceux dont les orbites croisent des astres pourraient subir des diffusions et rester gravitationnellement liés au corps céleste. Des accumulations de neutralinos pourraient donc exister dans les noyaux des étoiles ou de la Terre même. Dans ces régions, les neutralinos arriveraient à s'annihiler en des particules du modèle standard, dont la désintégration donnerait des neutrinos de haute énergie détectables par un télescope à neutrinos.

La présence d'un signal de neutrino de haute énergie provenant d'un corps céleste tel que le Soleil – ou également un signal en direction du centre de la Terre – fournirait donc la preuve indirecte de l'existence de neutralinos et représenterait un grand avancement dans la compréhension de la matière noire.

La première construction d'un télescope à neutrinos fut entreprise au large des Hawaii par la collaboration DUMAND, entre 1976 et 1995 [27]. Juste après le déploiement de leurs photodétecteurs au fond de la mer, la communication avec les instruments a été interrompue à cause de court circuits. Après cet échec, d'autres groupes ont relevé le défi, en essayant de gérer les

multiples difficultés techniques liées à l’environnement de détection (les eaux ou la glace profondes). Quatre télescopes sont aujourd’hui en mesure de détecter des neutrinos : Baikal, AMANDA qui a évolué dans IceCube et ANTARES. Les résultats les plus récents des trois premières expériences sont résumés dans les paragraphes A.1.4.1 et A.1.4.2. ANTARES sera décrit en détails dans le paragraphe A.2. Ces résultats sont aussi comparés à ceux d’autres expériences de taille bien inférieure, mais toujours capables de détecter des muons montants : MACRO [28], un détecteur de dimensions 76,7 m × 12 m × 9,3 m équipé de tubes *streamers* et scintillateurs, et Super-Kamiokande [29], constitué d’une cuve³ d’eau de 50 kton et de photomultiplicateurs sensibles à la lumière Tcherenkov.

Dans la suite, les performances des expériences seront comparées en termes de sensibilité et limite d’exclusion à un flux de neutrinos. En particulier, avant d’appliquer une analyse aux données, la sensibilité est définie comme la limite d’exclusion d’un flux cosmique (pour un niveau de confiance donné) que l’expérience sera capable de fixer, dans le cas d’absence de signal. Autrement dit, la sensibilité permet de quantifier l’intensité de flux qui sera exclue, si aucune source n’est découverte.

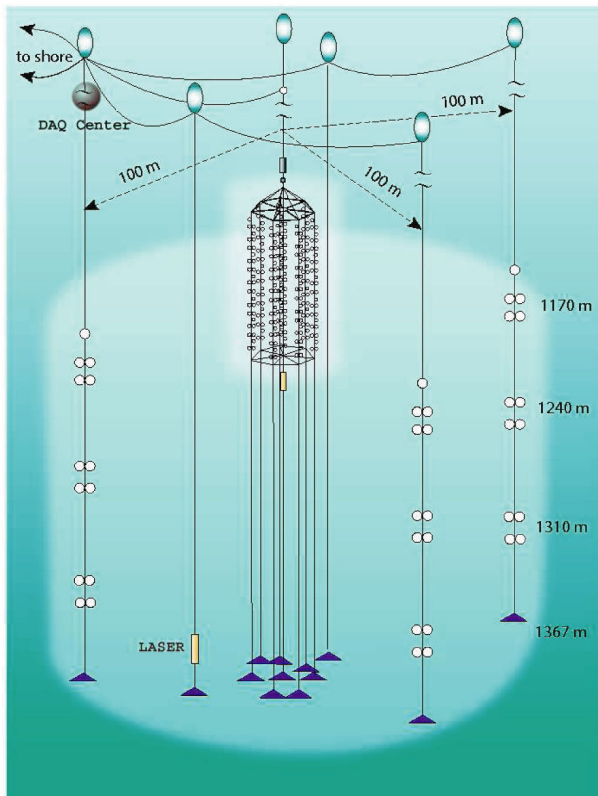


Figure A.22 : Schéma du détecteur NT200 et NT200+ [31].

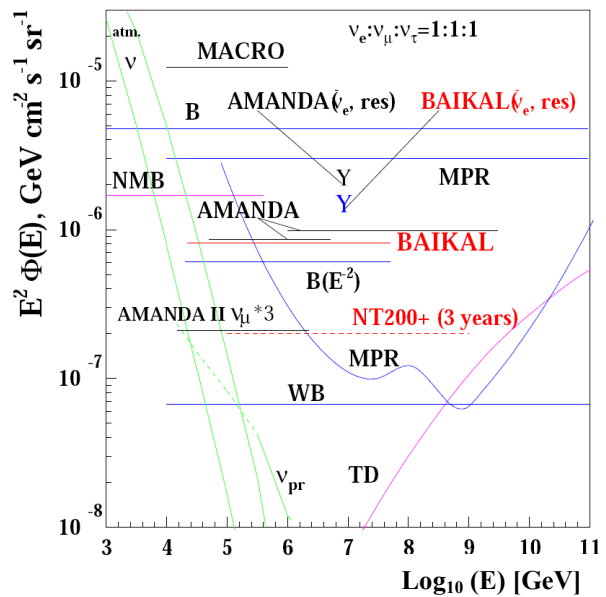


Figure A.23 : Limite au flux diffus de neutrinos cosmiques fixée par NT200 et sensibilité attendue de NT200+, comparées aux résultats d’autres expériences et aux prédictions de quelques modèles théoriques (voir [30] pour détails).

³ Un cylindre de 39,3 m de diamètre et 41,4 m de hauteur.

A.1.4.1 Baïkal

Baïkal a été le premier télescope à neutrinos construit. L'expérience est installée à 1400 m de profondeur dans le lac Baïkal, en Sibérie. La première ligne prototype a été immergée en 1993 et le détecteur complet, appelé NT200, est en prise de données depuis 1998. NT200 est composé de 8 lignes (Figure A.22), chacune équipée de 12 modules optiques.

Compte tenu de la géométrie du détecteur, la meilleure sensibilité aux neutrinos cosmiques est obtenue par la détection des gerbes induites par les interactions de courant chargé dans le volume du détecteur. L'analyse des événements détectés sur 1038 jours de temps d'acquisition effectif a permis de fixer la limite d'intensité au flux $E^2 \Phi < 8,1 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ GeV}$ (voir Figure A.23).

En Avril 2005, trois lignes ont été ajoutées au télescope Baïkal. La configuration ainsi obtenue a été appelée NT200+ (Figure A.22). Un agrandissement du détecteur jusqu'à une taille kilométrique est aussi planifié autour de NT200+, à partir de l'année 2009 [31]. Une centaine de lignes de 12 à 16 modules optiques sont prévues, avec un espacement d'environ 100 m.

A.1.4.2 AMANDA et IceCube

La plupart des résultats disponibles aujourd'hui dans le domaine de l'astronomie neutrino ont été obtenus grâce à un télescope situé au pôle Sud géographique : AMANDA. Le détecteur est installé entre 1500 et 2000 m de profondeur dans la glace polaire. Il est composé de 667 modules optiques, équipés de photomultiplicateurs et arrangés sur 19 lignes verticales. La résolution angulaire atteinte par la reconstruction est comprise entre 2° et $2,5^\circ$. Comme nous le verrons dans la suite, cette valeur est notablement inférieure à celle d'ANTARES, à cause des effets de diffusion de la lumière dans la glace, bien plus importants que dans l'eau [32].

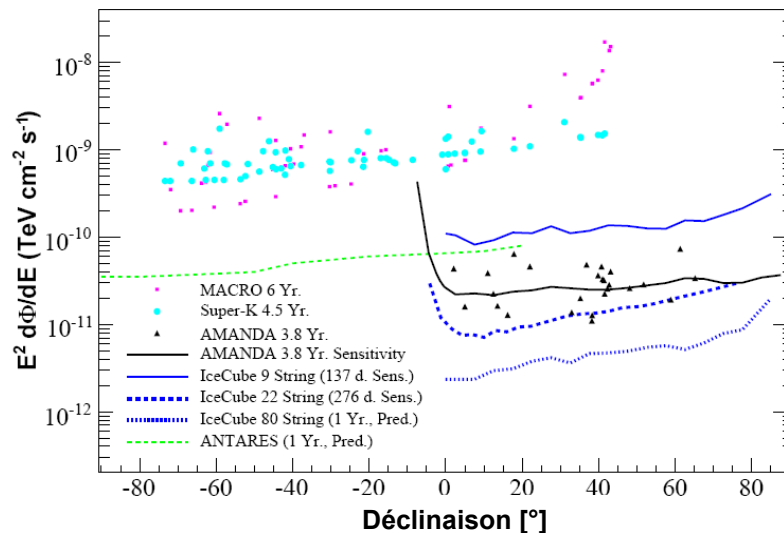


Figure A.24 : Limites au flux de ν_μ cosmiques en provenance d'une liste de sources potentielles, fixées par AMANDA dans [33]. Les valeurs sont comparées aux limites de MACRO et Super-Kamiokande et aux sensibilités d'IceCube et d'ANTARES (voir dans la suite du texte).

AMANDA est en activité depuis 2000. Une recherche de sources ponctuelles de neutrinos de haute énergie dans l'hémisphère céleste nord a été effectuée avec les données prises jusqu'en

2006 [33]. L'analyse de 6595 événements montants, sélectionnés sur 3,8 ans de temps effectif d'acquisition, n'a pas révélé de sources cosmiques. Des limites au flux de neutrinos extraterrestres ont été fixées, comme illustré sur la Figure A.24.

Depuis 2004, un télescope à neutrinos à l'échelle du km^3 de volume, IceCube, est en cours de construction autour d'AMANDA. Il devrait être achevé en 2011, avec 80 lignes (4800 modules optiques au total) déployées entre 1450 et 2450 m de profondeur et arrangées comme montré sur la Figure A.25. À proximité de la surface et en correspondance de chaque ligne, des paires de modules optiques forment un réseau capable de détecter les muons descendants d'origine atmosphérique et permettant d'améliorer la réjection sous la glace.

En 2006, 9 lignes étaient déjà installées et en prise de données. Une recherche de sources ponctuelles a été effectuée sur l'échantillon d'événements obtenu [34]. L'analyse de 233 neutrinos – dont les directions d'arrivée sont montrées sur la Figure A.26 – sélectionnés sur une période d'acquisition de 137,4 jours effectifs n'a révélé aucune source.

Une fois la construction achevée, IceCube aura une résolution angulaire d'environ $0,7^\circ$, c'est-à-dire environ un facteur trois meilleure qu'AMANDA. La Figure A.24 montre le niveau de sensibilité qui sera atteint pour la détection de neutrinos muoniques cosmiques.

En conclusion, IceCube explorera bientôt le ciel de l'hémisphère Nord avec une précision inégalée, en faisant des observations complémentaires à celles du télescope ANTARES.

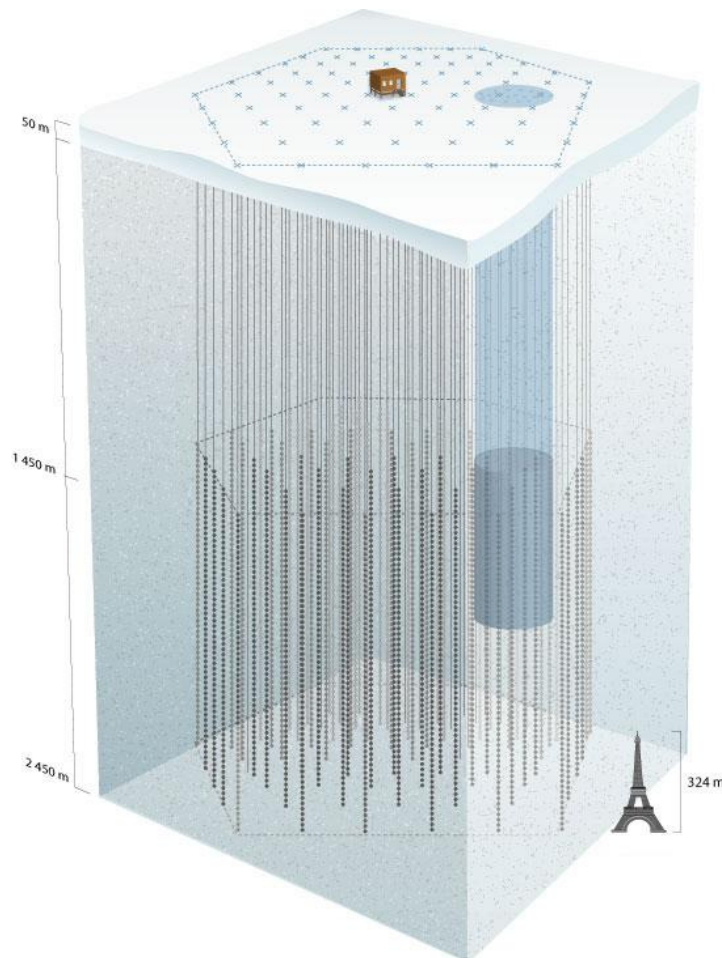


Figure A.25 : Un schéma du détecteur IceCube. Le cylindre bleu foncé correspond à AMANDA. Le réseau de photomultiplicateurs de surface est également représenté.

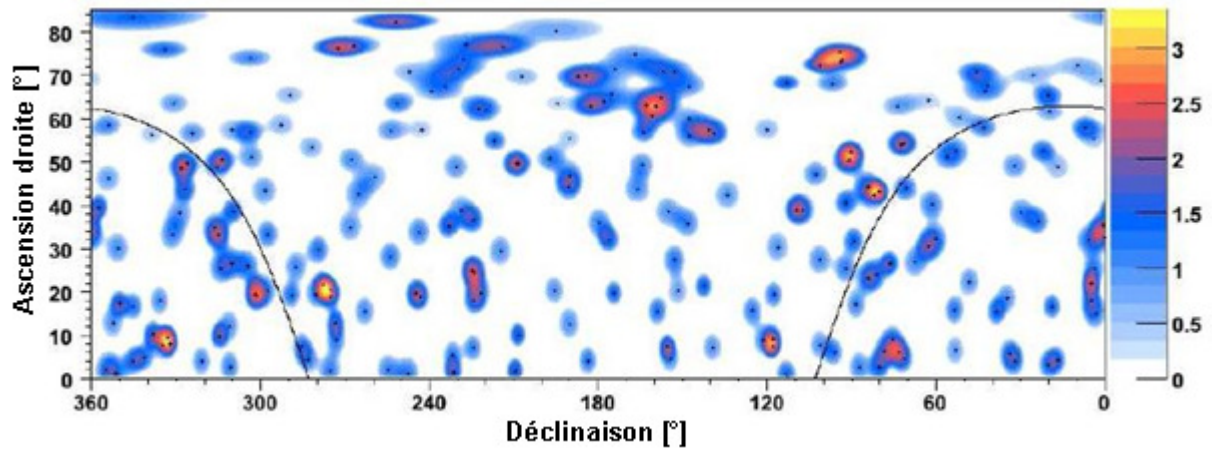


Figure A.26 : Carte représentant la déviation standard du nombre d'événements en provenance d'une certaine direction, par rapport au fond atmosphérique attendu [34]. La valeur maximale est de 3,35 déviation standard, en direction r.a. = 276,6°, dec = 20,4°. Les croix en noir représentent les événements détectés.

A.2 L'expérience ANTARES

La collaboration ANTARES (*Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch*) exploite un télescope à neutrinos déployé à 2500 m de profondeur dans la Mer Méditerranée, à environ 40 km au large de Toulon (42°50' latitude Nord, 6°10' longitude Est). La construction du détecteur [35] a été achevée le 30 mai 2008, après de nombreuses années de recherche et développement et d'immersion de prototypes. Dans la suite, nous décrirons le détecteur et les étapes principales de sa construction (paragraphe A.2.1 et A.2.2), la simulation Monte Carlo de l'expérience (A.2.3) et la reconstruction des traces de muon (A.2.4).

A.2.1 Activités de R&D

Les activités de R&D ont commencé en 1996. Plus de 60 déploiements de matériel au fond de la mer ont été effectués, afin d'étudier de façon approfondie des caractéristiques environnementales telles que la transmission de la lumière dans l'eau, la salissure du matériel déployé, l'intensité du bruit de fond optique et la vitesse typique des courants.

Ces longues études étaient nécessaires pour relever le défi de la construction d'un télescope à neutrinos en mer. Comme nous l'avons dit dans A.1.4, un projet précédent mené sous le nom de DUMAND avait effectivement échoué.

A.2.1.1 Transmission de la lumière dans l'eau de mer

Les propriétés optiques de l'eau ont été longuement étudiées, leur connaissance étant essentielle pour définir la géométrie du détecteur et évaluer la précision de reconstruction des traces de muon. Ainsi plusieurs campagnes de mesure ont été effectuées sur le site ANTARES entre 1997 et 2000 [36].

La quantité fondamentale définie grâce aux mesures en mer est la longueur d'atténuation effective, c'est-à-dire la distance au bout de laquelle l'intensité lumineuse a diminué d'un facteur $1/e$. Cette grandeur est définie par une combinaison de la longueur d'absorption et de la longueur de diffusion :

$$\frac{1}{L_{att.eff.}} = \frac{1}{L_{abs}} + \frac{1}{L_{diff}}.$$

Une première mesure de la longueur d'atténuation a été obtenue en faisant varier l'intensité lumineuse d'une diode, Φ_{LED} , pour induire un signal d'intensité fixe I_{PMT} sur un photomultiplicateur (PMT), placé à différentes distances D :

$$I_{PMT} \propto \frac{\Phi_{LED}}{D^2} \exp(-D/L_{att.eff.}).$$

Cette mesure a donné $L_{att.eff.} = 41 \pm 1$ (stat) ± 1 (syst) m [36].

Ensuite, les valeurs des longueurs d'absorption et de diffusion ont été obtenues à l'aide d'une source pulsée, permettant une mesure précise du temps de vol des photons jusqu'au photo-

multiplicateur. La source pouvait émettre à deux longueurs d'onde (bleu et ultraviolet) et était fixée à 24 m et 44 m de distance. Les distributions des temps d'arrivée des photons pour l'émission bleue, mesurées lors d'une expérience en Juin 2000, sont présentées sur la Figure A.27. Les pics correspondent à la lumière ayant voyagé en ligne droite entre la source et le récepteur, alors que les queues sont dues aux photons diffusés.

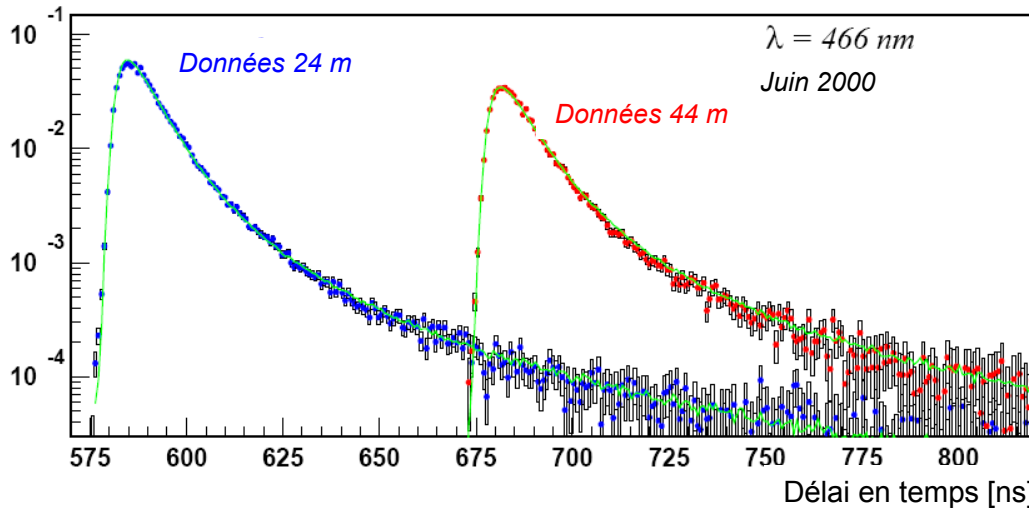


Figure A.27 : Distributions des temps d'arrivée des photons bleus pour une émission pulsée à 24 m et 44 m du récepteur, avec un ajustement superposé [36].

Un ajustement global des courbes sur la Figure A.27 a permis d'estimer une valeur de $L_{att,eff}$ de $46,4 \pm 1,9$ m. D'autres mesures ont été effectuées, révélant des variations saisonnières de $L_{att,eff}$ de l'ordre de 25%.

A.2.1.2 La boîte de jonction et les lignes prototypes

La construction du détecteur a démarré en 2001, avec le déploiement d'un câble électro-optique entre le site ANTARES et une station à terre, située à la Seyne-sur-Mer. Un an après, une boîte de jonction a été installée à son extrémité : cet élément est à la fois le centre de distribution de l'alimentation électrique et des commandes de fonctionnement (envoyées depuis la côte) au détecteur et le point de transmission des données depuis le détecteur vers la station de contrôle.

Ensuite deux lignes prototypes ont été connectées à la boîte de jonction en février 2003 : la *Prototype Sector Line* (PSL), équipée de 15 photomultiplicateurs installés dans des sphères résistantes à la pression, et la *Mini Instrumentation Line* (MIL), une ligne instrumentée pour la mesure des paramètres environnementaux. Ces lignes ont été opérationnelles pendant quelques mois ; ensuite, des problèmes de fuites d'eau ont provoqué la perte de communication avec les instruments. Néanmoins, grâce à la PSL, des mesures de longue durée (plusieurs mois) du bruit de fond optique ont été effectuées.

Après les expériences de la MIL et de la PSL, des corrections mécaniques ont été apportées au concept du détecteur et une nouvelle ligne prototype a été mise en opération en avril 2005 : la MILOM.

A.2.1.3 La MILOM

La MILOM (Figure A.28) – version modifiée de la ligne prototype MIL – a été un élément clé pour la validation du concept du détecteur [37]. Elle contenait un étage de trois photodétecteurs et les cartes électroniques définitives. Elle était également équipée de balises LED capables d'illuminer le détecteur durant des temps de l'ordre de la nanoseconde, pour vérifier la réponse de l'électronique (la méthode est décrite dans A.2.2.2). La MILOM était donc principalement destinée à mesurer en continu les paramètres de l'environnement marin et la résolution en temps du système électronique.

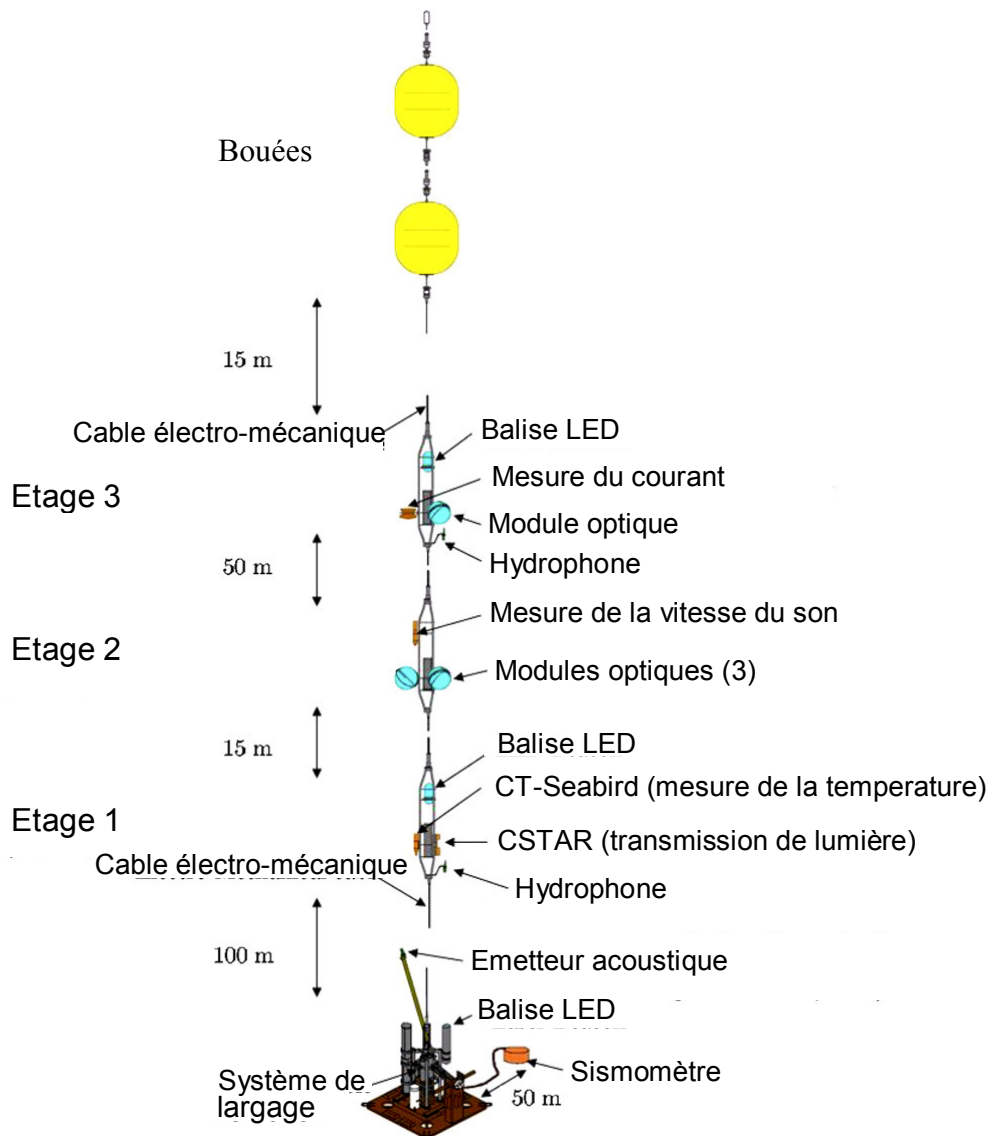


Figure A.28 : Schéma de la MILOM [37].

L'élément consacré à la détection des photons dans la MILOM est l'élément de base d'ANTARES : un module optique (Figure A.29). Le module est une sphère en verre résistante à la pression au niveau du site ANTARES, qui contient un photomultiplicateur (PMT) de 10 pouces [38]. Un gel optique assure le contact entre le photomultiplicateur et la sphère, tandis

qu'une cage en mu-métal le protège du champ magnétique terrestre et assure une amplification correcte de la charge entre les dynodes. Les modules adoptés dans la MILOM ont aussi été utilisés pour le détecteur final. Environ 950 modules optiques ont été produits en moins de trois ans sur une chaîne d'intégration aménagée au CEA Saclay.

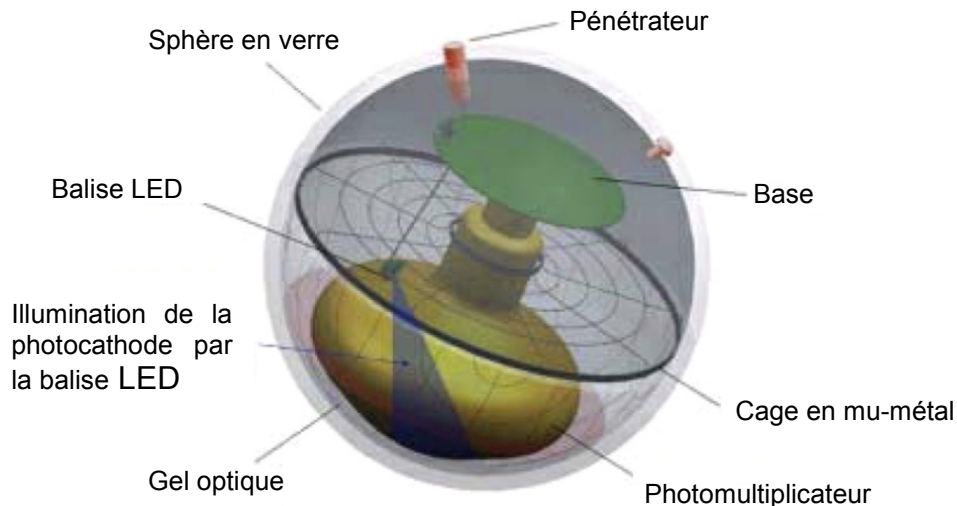


Figure A.29 : Schéma du module optique d'ANTARES [38].

La Figure A.30 montre un exemple des taux de comptage enregistrés par les trois modules optiques de la MILOM sur une fenêtre de 120 secondes. Les photomultiplicateurs sont illuminés par un fond continu de lumière, qui engendre un taux typiquement compris entre 60 et 100 kHz et qui a deux origines différentes : d'une part, la lumière Tcherenkov produite par les électrons issus de la désintégration β du ^{40}K dans l'eau de mer ; de l'autre, des signaux lumineux émis par des organismes vivant dans les abysses de la mer. Dans ce dernier cas, un pic d'activité biologique peut augmenter temporairement le taux de comptage jusqu'à environ 1 MHz.

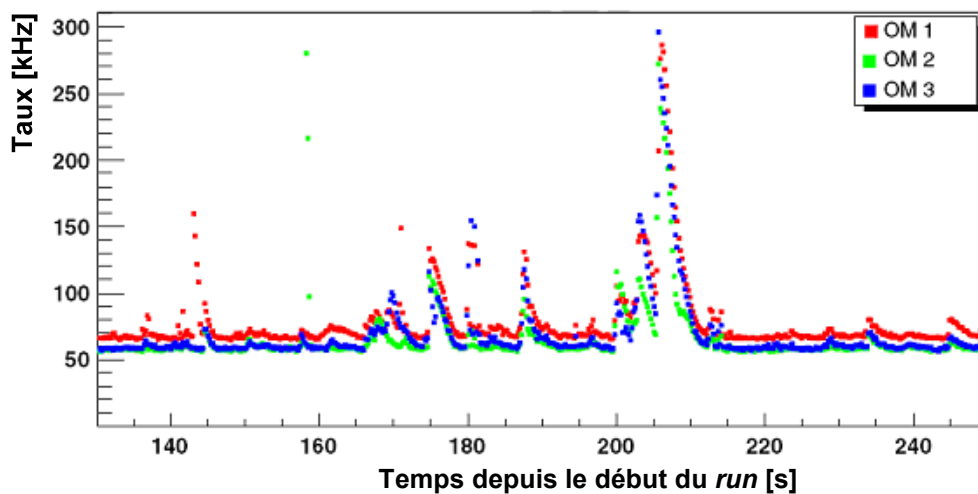


Figure A.30 : Exemple des taux de comptage enregistrés par les trois modules optiques sur un étage de la ligne MILOM [37].

En conclusion, les données de la MILOM ont validé les performances des photodétecteurs et des cartes électroniques. Peu après la fin des opérations de la MILOM en décembre 2005, la première ligne complète du télescope ANTARES a démarré la prise de données.

A.2.2 Construction du détecteur et état actuel

Le télescope ANTARES est composé de 12 lignes de 450 m de hauteur, maintenues verticales par des bouées (Figure A.31), ancrées sur une surface de $200 \times 200 \text{ m}^2$, et espacées entre 60 et 75 m. Cette distance a été choisie en tenant compte de la valeur de $L_{att,eff.} \sim 45 \text{ m}$ d'une part (A.2.1.1) et l'espace nécessaire pour les opérations de maintenance avec un sous-marin. La disposition des lignes au fond de la mer est indiquée sur la Figure A.35.

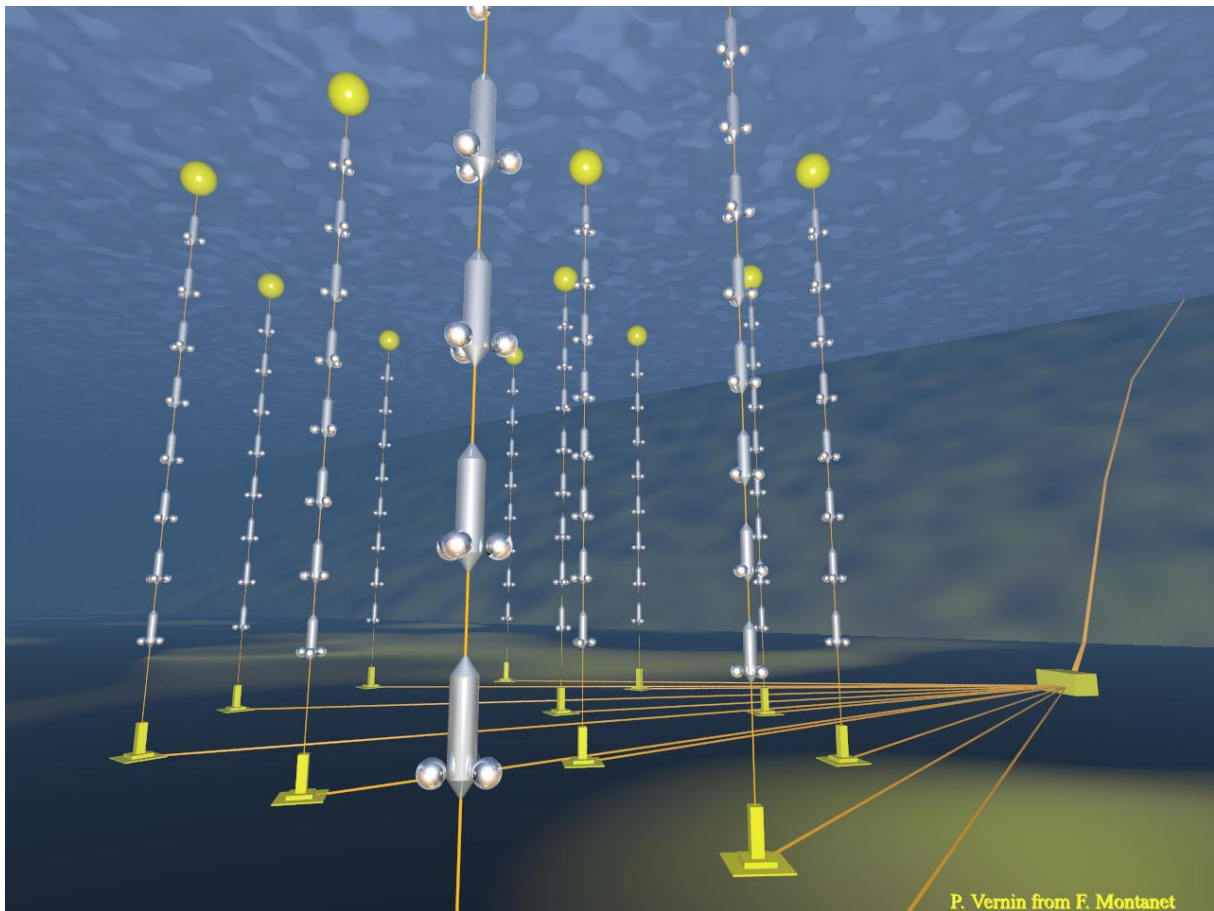


Figure A.31 : Une vue d'artiste du télescope ANTARES [39].

Les lignes numérotées de 1 à 11 sont composées de 25 étages, chacun équipé de trois modules optiques orientés vers le bas, à 45° par rapport à la verticale (Figure A.32), pour améliorer la sensibilité aux photons issus des muons montants. La ligne numéro 12 ne contient que de 20 étages, la partie correspondante au cinq derniers étant équipée différemment d'un système de détection acoustique (A.2.2.3). Le premier étage est situé à 100 m du fond de la mer ; les autres suivent à 14,5 m de distance l'un de l'autre.

L'intégration des lignes du détecteur a été effectuée en moins de trois ans, entre 2005 et 2008. La moitié des lignes ont été intégrées au CEA Saclay (Figure A.33), l'autre moitié au CNRS à Marseille, sous la responsabilité de l'Irfu. Les lignes ont été déployées et connectées à la boîte de jonction pour le démarrage de la prise de données selon le calendrier suivant :

- mars 2006 : ligne 1 ;
- septembre 2006 : ligne 2 ;
- janvier 2007 : lignes 3, 4 et 5 ;
- décembre 2007 : lignes 6, 7, 8, 9 et 10 ;
- mai 2008 : lignes 11 et 12 ;



Figure A.32 : Photo d'un étage lors d'un déploiement [39].



Figure A.33 : Hall d'intégration des lignes ANTARES au CEA Saclay [39].

A.2.2.1 Le système d'acquisition des données

L'acquisition des données [40] est faite à l'aide de plusieurs centaines de processeurs⁴ mis en réseau. La Figure A.34 en reproduit le schéma de principe (CPU indique un processeur).

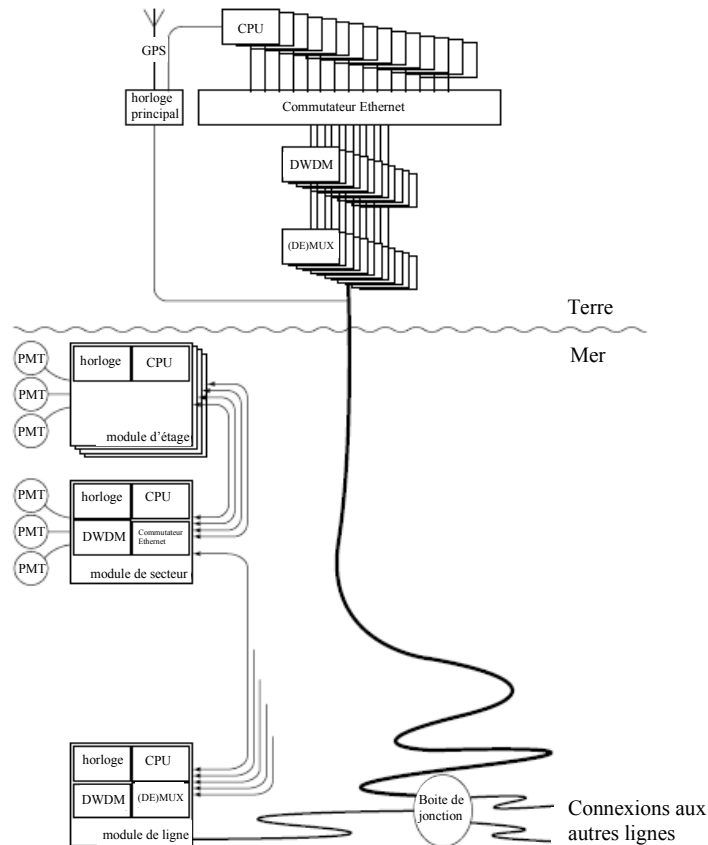


Figure A.34 : Schéma du système d'acquisition des données [40].

Les éléments de base du système d'acquisitions sont :

- les étages, sur lesquels se trouvent des cylindres en titane enfermant l'électronique locale ;
- les secteurs, un groupe de cinq étages contigus ;
- et les lignes, comportant 5 secteurs.

Quatre étages d'un secteur sont équipés d'un module électronique, eux-mêmes reliés à un module maître sur le cinquième étage.

A chaque étage la sortie analogique des photomultiplicateurs est numérisée par des puces de type *analogue ring sampler* (ARS) : quand le signal à l'anode du photomultiplicateur dépasse un seuil en tension, la charge est intégrée dans une fenêtre de 25 ns. Le seuil de déclenchement correspond à un signal de 0,3 photoélectrons (un photoélectron étant le signal le plus probable produit par la détection d'un photon unique, voir aussi A.2.2.2). Après le processus

⁴ Un processeur par étage au fond de la mer et 40 ordinateurs quadri-processeurs dans la station à terre.

d'intégration, l'ARS a un temps mort d'environ 200 ns qui est compensé par l'adjonction d'un second circuit identique : suite au déclenchement du premier, le second prend le relai et peut intégrer la charge d'un coup environ 40 ns après le premier photon (mécanisme du *token ring*).

La lecture de la paire de puces ARS est effectuée par un circuit Xilinx Virtex-E XCV1000E comportant un FPGA (*Field Programmable Gate Array*). Les données numérisées sont regroupées par paquets de 104 ms par le FPGA et envoyées au module maître de secteur (voir Figure A.34) par un lien optique à 100 Mb/s. Les modules maître de secteur contiennent les mêmes ARS et FPGA que les modules d'étage, mais ils sont aussi équipés d'un commutateur Ethernet et d'un système de multiplexage *Dense Wavelength Division Multiplexing* (DWDM), qui rassemble les données des cinq étages dans un seul lien ayant une bande passante de l'ordre du Gb/s.

Tous les modules de secteur d'une ligne sont liés à un module de ligne (Figure A.34), installé à la base. Ici, un second système DWDM réunit toutes les données de la ligne et les transmet à la boîte de jonction (Figure A.35), d'où elles sont finalement envoyées à terre par le câble de 40 km.

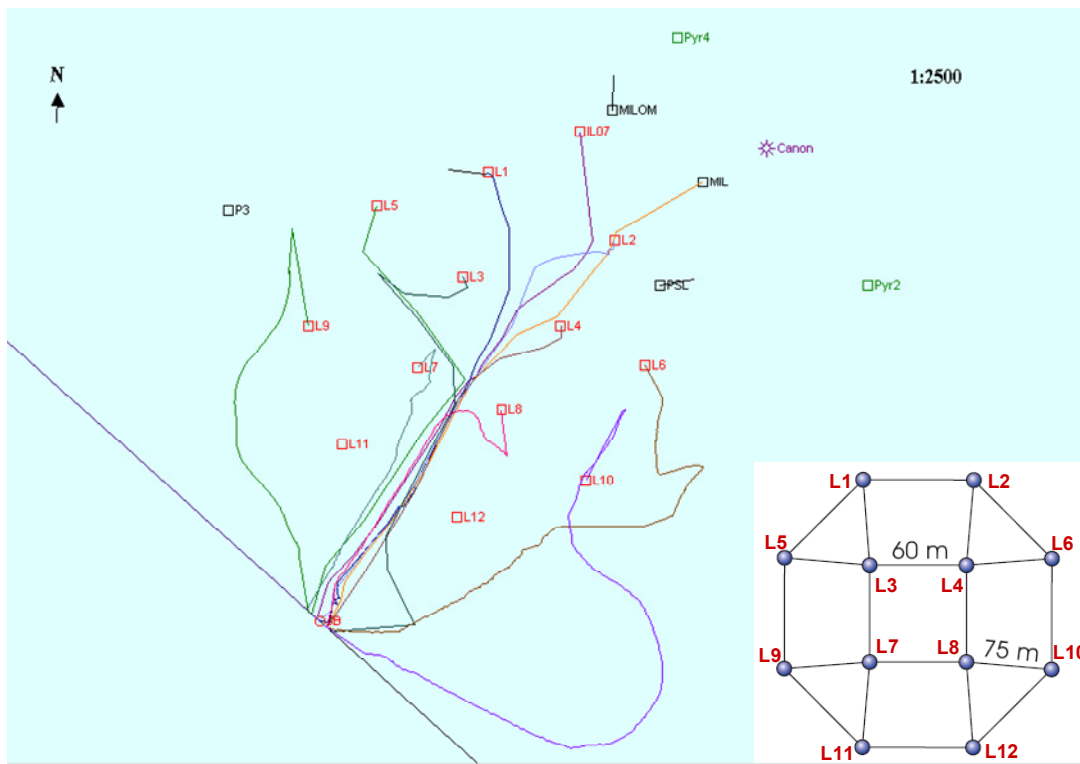


Figure A.35 : Configuration au sol du détecteur [39]. Les douze lignes sont indiquées par L1, ..., L12. Un schéma simplifié est aussi montré. Chaque ligne est reliée par un câble à la boîte de jonction (JB), point d'arrivée du câble électro-optique connecté à la côte. D'autres éléments sont visibles : les positions où les lignes prototypes PSL, MIL et MILOM ont été déployées ; la ligne instrumentée (IL07) (voir A.2.2.3) ; les pyramides acoustiques (Pyr 2 et Pyr 4, voir A.2.2.2) ; un canon, qui a été trouvé lors des premières explorations du site et qui représente un obstacle à éviter lors des déploiements.

Aucune sélection n'étant effectuée par le système d'acquisition embarqué sur les lignes, les données numérisées par les ARSs envoyées ont dominées par le bruit de fond optique. Dans la station à terre, une ferme d'ordinateurs applique un filtre en temps réel (système de déclenchement), pour déterminer les séquences de coups attribuables au passage d'un muon. En ef-

fet ces photons sont corrélés en temps et position par effet de l'émission Tcherenkov, alors que les coups dus au ^{40}K et à la bioluminescence sont issus de processus purement aléatoires. Plusieurs algorithmes de filtrage existent. Dans cette thèse nous décrivons celui utilisé pour l'acquisition des données analysées dans le Chapitre B. Un algorithme alternatif est présenté dans [41].

Le filtre du système de déclenchement s'applique à tous les coups de photons numérisés et appelés conventionnellement coups $L0$. La première sélection concerne – étage par étage – les couples de photons sur des photomultiplicateurs différents qui sont en coïncidence à moins de 20 ns. Cette sélection réduit le bruit de fond aléatoire, puisqu'un muon a une chance plus importante d'illuminer simultanément deux modules optiques d'un étage qu'un phénomène du fond optique ; les couples ainsi sélectionnés sont appelés $L1$. La fenêtre temporelle de 20 ns tient en compte le temps de propagation de la lumière à l'intérieur d'un étage et les incertitudes sur la mesure du temps. De la même façon plusieurs photoélectrons produits dans la fenêtre d'intégration de la puce ARS (soit environ 25 ns) sont attribuables à un muon avec une grande probabilité. Au-delà d'un seuil appelé *highThreshold*, ces dépôts de lumière sont comptés parmi les $L1$. La valeur du paramètre *highThreshold* est optimisée pour améliorer l'efficacité du filtrage des coups.

Pour un muon ultrarelativiste traversant le détecteur, la différence maximale entre les temps t_i et t_j des coups sur deux étages est limitée par la distance entre les étages divisée par la vitesse de la lumière dans l'eau :

$$(7) \quad |t_i - t_j| \leq |\vec{x}_i - \vec{x}_j| \times n / c,$$

$n = 1,35$ étant l'indice de réfraction de l'eau. L'algorithme de filtrage cherche le plus grand ensemble de $L1$ qui soit en accord avec la relation (7), pour toutes directions d'arrivée des muons. Si au moins 5 $L1$ sont trouvés, un événement de muon est détecté : soient T_0 et T_n les temps du premier et du dernier coup $L1$ respectivement, les informations concernant tous les coups détectés entre $(T_n - 2,2 \mu\text{s})$ et $(T_0 + 2,2 \mu\text{s})$ définissent l'événement et sont enregistrées sur disque, pour permettre la reconstruction de trace du muon ultérieurement (Figure A.36). La stratégie de reconstruction sera décrite dans le paragraphe A.2.4.

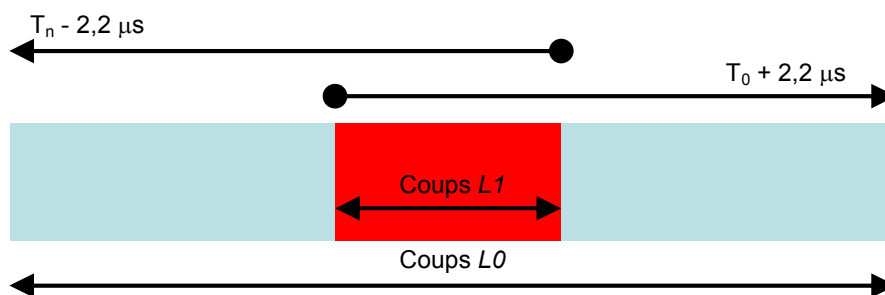


Figure A.36 : Schéma d'un événement défini par l'algorithme de déclenchement.

Les performances de l'algorithme de filtrage ont été mesurées sur une simulation incluant des muons montants et un bruit de fond optique (taux moyen entre 60 et 90 kHz). En particulier, l'efficacité et la pureté des coups $L1$ sont présentées sur la Figure A.37. Nous y constatons que le lot de coups sélectionné par le déclenchement a une pureté supérieure à 90% (fraction de coups effectivement produit par le muon) pour un muon avec au moins 20 photons détectés. La Figure A.38 montre l'efficacité globale du filtrage – définie comme le nombre de

muons retenus divisé par le nombre de muon engendrés dans la simulation – en fonction du nombre de photons détectés.

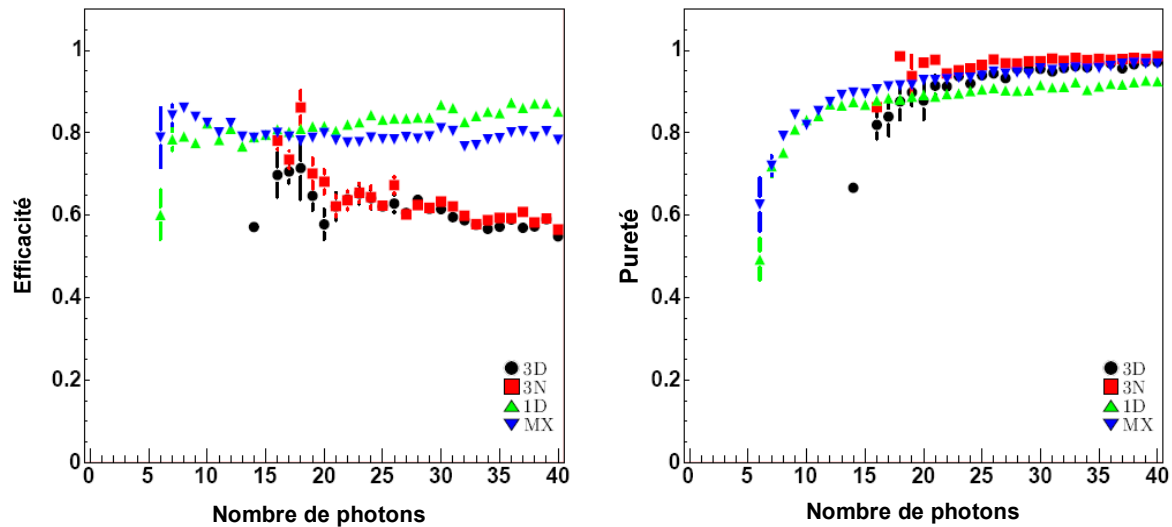


Figure A.37 : Performances de plusieurs algorithmes de déclenchement étudiés dans [58]. Pour des raisons de temps de calcul, le déclenchement adopté dans ANTARES correspond aux points rouges. À gauche, l'efficacité de sélection des coups de photon est présentée : pour un muon produisant le nombre de coups en abscisse, la valeur en ordonnée fournit la fraction de ces coups qui sont sélectionnés. La figure de droite montre l'évolution de la pureté, fraction de coups issus du muon, en fonction du nombre de photons attribués au muon.

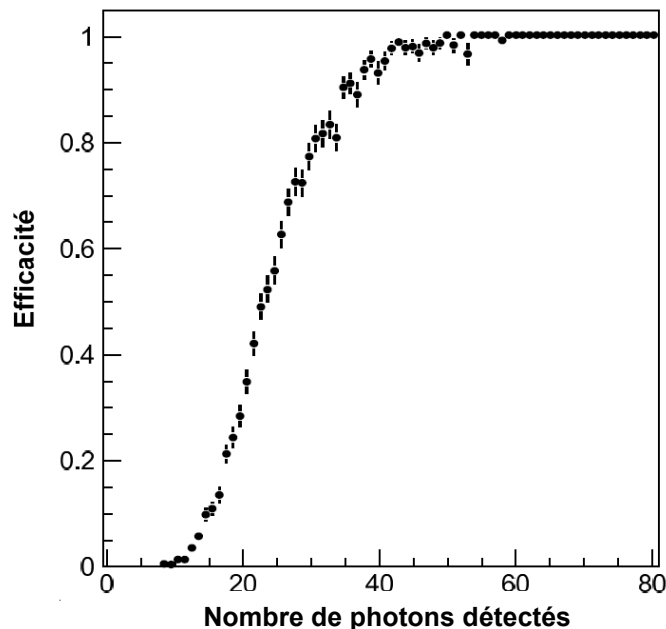


Figure A.38 : Efficacité de l'algorithme de filtrage en fonction du nombre de coups détectés, en présence d'un taux de bruit de fond nominal (60 kHz constant sur l'ensemble des modules optiques) [40]. L'efficacité est définie comme le nombre d'événements sélectionnés divisé par le nombre de muons engendrés dans la simulation.

D'autres algorithmes de filtrage peuvent être exécutés en parallèle. Plutôt que de chercher dans toutes directions d'arrivée des muons, certains utilisent la position d'une source poten-

tielle de neutrinos, pour supprimer les signaux considérés incompatibles avec la source même et relâcher le critère de filtrage $5 LI$ [42].

ANTARES est un instrument qui, dans son principe, est capable de d'observer le ciel 24h/24. Considérant la rotation de la Terre et la position du détecteur ANTARES à $42^{\circ}50'$ latitude Nord, il est possible de calculer la fraction de temps dans une période donnée pendant laquelle une région du ciel est visible par le télescope. Cette fraction définit la visibilité de la région. Sur la Figure A.39 nous pouvons voir que le télescope explore une large fraction de la voûte céleste (environ $3,5 \pi$). Le centre galactique est visible 75% du temps.

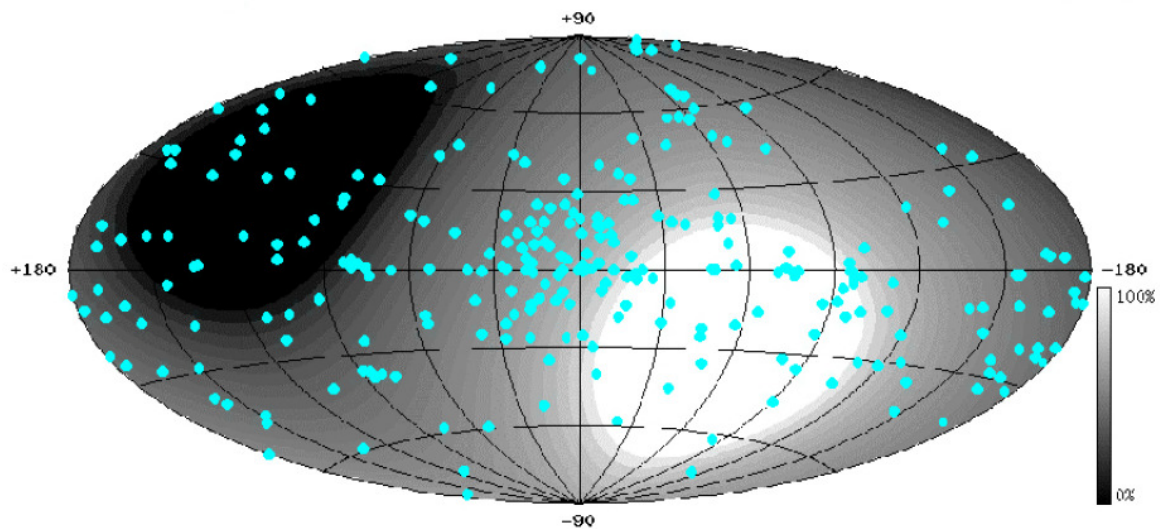


Figure A.39 : Ciel visible par ANTARES représenté en coordonnées galactiques [39]. Les bandes grises correspondent au pourcentage de visibilité sur un jour (noir, ciel non visible ; blanc, ciel toujours visibles). Les points bleus représentent les sources détectées par EGRET (voir paragraphe C.1.1).

A.2.2.2 Etalonnage du détecteur

La capacité de pointer une source est liée à la précision avec laquelle le temps d'arrivée, la position et la charge des photons peuvent être mesurés.

La résolution en temps du détecteur est limitée inférieurement par les fluctuations du temps de transit de la charge dans les tubes des photomultiplicateurs, conventionnellement appelée TTS pour *Transit Time Spread*. Ces fluctuations conduisent à une indétermination du temps de l'ordre de 1,3 ns (à une déviation standard) pour les photomultiplicateurs utilisés dans l'expérience. Les autres éléments de la chaîne d'électroniques (voir paragraphe précédent) peuvent également induire des incertitudes sur la mesure du temps, bien que leur contribution soit plus faible.

Les premiers étalonnages des composants des lignes sont effectués en laboratoire lors des phases finales de la construction, où un système d'éclairage utilisant un laser permet de mesurer les retards existant entre les différentes voies de détection [43]. Après le déploiement des mesures sont réalisées *in situ*, grâce à des balises LED installées sur chacune des lignes, à

différentes altitudes, qui peuvent engendrer des impulsions lumineuses éclairant les photomultiplicateurs [44]. Une de ces balises est montrée sur la Figure A.40 et la Figure A.41.

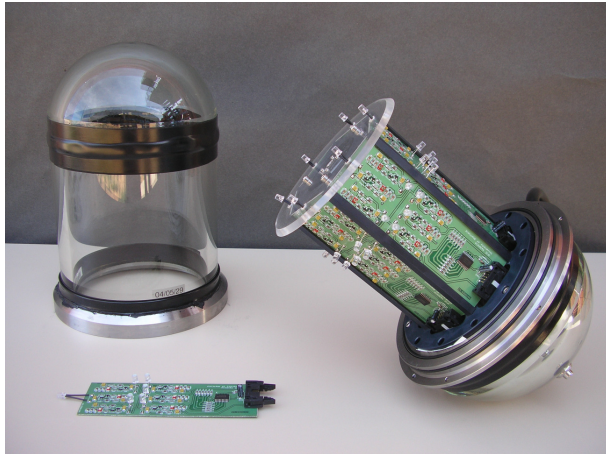


Figure A.40 : Balise LED utilisée dans ANTARES pour l'étalonnage en temps du détecteur [44].



Figure A.41 : Balise LED installée au sommet d'un étage [44]. L'image complète de l'étage est visible sur la Figure A.32.

Une balise LED éclairant à forte intensité un photomultiplicateur sur l'étage au-dessus de lui (14,5 m) permet de mesurer les effets induits par l'électronique de lecture et de traitement du signal : en effet, à cette distance les effets de propagation de la lumière dans l'eau sont négligeables, et l'intensité lumineuse reçue étant grande, la contribution de la TTS – qui décroît comme la racine carrée du nombre de photoélectrons – également. La Figure A.42 présente la distribution de la différence entre le temps des photons détectés et le temps fixe correspondant à la distance entre les deux étages. La largeur de l'ajustement gaussien vaut 0,4 ns. La résolution en temps globale du détecteur qui en résulte est inférieure à 2 ns.

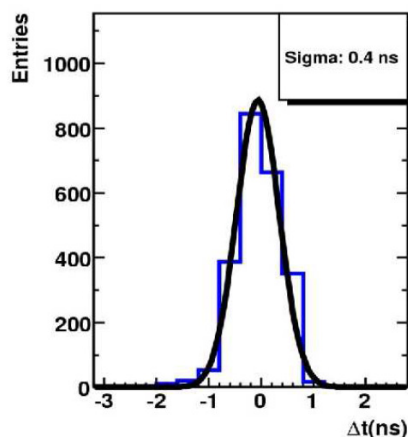


Figure A.42 : Différence en temps entre le signal d'un photomultiplicateur illuminé par la balise LED de l'étage inférieur et le temps de propagation théorique du signal [44]. Un ajustement gaussien donne $\sigma = 0,4$ ns.

L'une des difficultés de la prise de données d'ANTARES est la variation des conditions environnementales. Si la vitesse mesurée du courant est généralement entre à 5 et 10 cm/s (voir

Figure A.43), des pics de 33 cm/s ont été relevés en 2005 ; un courant de 9 cm/s engendre un déplacement de 2 mètres du haut des lignes dans le plan horizontal.

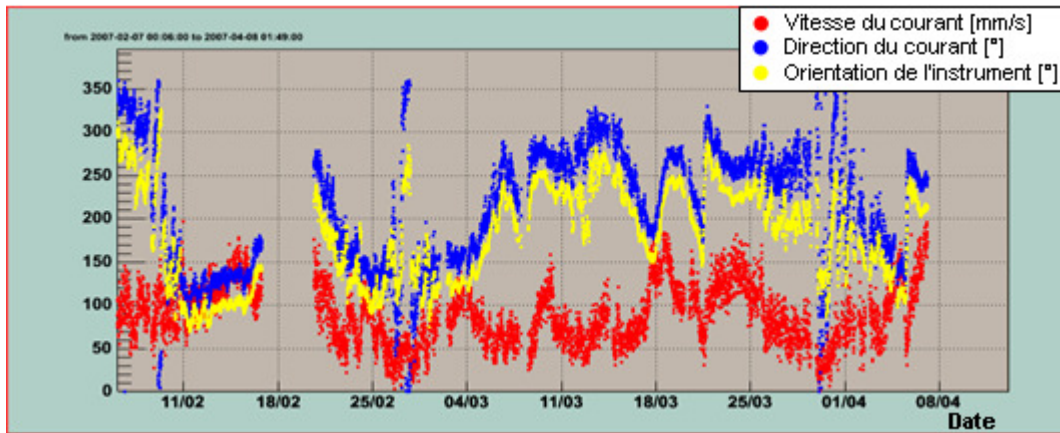


Figure A.43 : Vitesse du courant en mm/s (points rouges) mesurée sur le site Antares entre février et le début d'avril 2007 [39].

Compte tenu de la résolution en temps et de la vitesse de la lumière dans l'eau de 22 cm/ns, les performances du détecteur ne sont pas dégradées tant que la résolution spatiale n'excède pas 10 cm. Pour obtenir cette précision, deux systèmes de mesure indépendants sont utilisés : un réseau d'émetteurs-capteurs acoustiques et un système d'inclinomètres (ou tiltmètres) et de compas.

Les émetteurs acoustiques sont déployés sur le fond de la mer, à proximité du télescope (voir pyramides acoustiques sur la Figure A.35), et à la base de chacune des lignes. Leurs signaux sont captés par des hydrophones installés sur les lignes mêmes, à cinq altitudes différentes. La position des hydrophones est obtenue par la mesure du temps de propagation du signal acoustique. Pour des distances fixes et connues à l'intérieur du réseau, cette mesure a montré une précision meilleure que 10 cm [45]. Un exemple du comportement dynamique d'une ligne mesuré par le système acoustique est montré sur la Figure A.44, où nous pouvons voir les mouvements des hydrophones de la ligne 4 par rapport à sa base, dans le plan horizontal, pour la période de février à avril 2007.

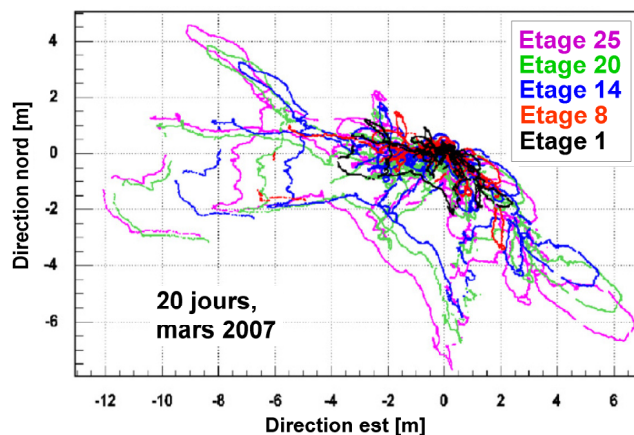


Figure A.44 : Mouvements dans le plan horizontal des hydrophones de la ligne 4, par rapport à la base de la ligne [39]. Les hydrophones sont installés sur les étages 1, 8, 14, 20 et 25. Comme prévu, les étages les plus hauts sont affectés par des mouvements plus amples. L'intensité des courants dans la période considérée est visible sur la Figure A.43.

Les tiltmètres et les compas équipent chaque étage. Les tiltmètres permettent de mesurer les déviations par rapport au plan horizontal, tandis que les compas renvoient la déviation angu-

laire par rapport au champ magnétique terrestre dans le plan horizontal. La résolution intrinsèque de chacun de ces deux systèmes est inférieure au degré.

Les valeurs fournies par les hydrophones et les inclinomètres sont utilisées pour un ajustement de forme de la ligne en présence de courant marin [46]. La précision de l'ajustement a été évaluée comme suit.

- Un ajustement est effectué avec les données de tous les tiltmètres et les compas et de tous les hydrophones sauf un.
- Tenant compte de la forme de ligne ainsi reconstruite, la position de l'hydrophone exclu de l'ajustement est calculée.
- La position de l'hydrophone obtenue est comparée à celle issue du système acoustique seulement et, pour un ensemble de mesures effectuées lors de la prise de données à 5 lignes, la distribution de la différence entre les deux positions à une largeur de 10 cm [46], démontrant une résolution spatiale du même ordre.

Les données du système de positionnement sont prises à une fréquence de quelques minutes (typiquement 6), un temps raisonnable en regard de l'évolution des courants marins, mais peut-être trop long pour observer la rotation des étages autour de l'axe de la ligne. Afin de mesurer ce dernier phénomène, des tests ont été effectués avec des fréquences de 15 secondes. Des oscillations des modules sur le plan horizontal, de 10° d'amplitude maximale, sont observées (Figure A.45 et Figure A.46) ; cette oscillation se traduit par un déplacement de 10 cm au maximum, inférieur à la résolution du positionnement.

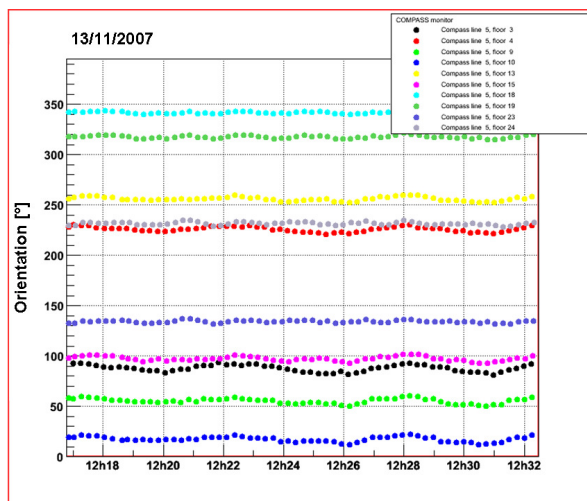


Figure A.45 : Evolution de l'orientation des modules de la ligne 5 sur le plan horizontal [39]. Les données sont acquises toutes les 15 secondes.

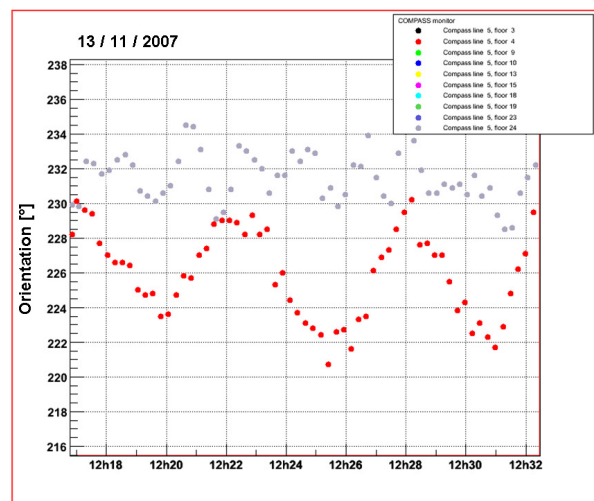


Figure A.46 : Détail de la Figure A.45, mettant en évidence une oscillation d'amplitude inférieure à 10° [39].

Come nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, l'impact d'un photon sur un photomultiplicateur produit un signal électrique, dont la charge est numérisée par un dispositif ADC (*Analogue Digital Converter*) de la puce ARS et enregistrée en tant que donnée brute. Cette valeur de l'ADC doit être retraduite en charge (en nombre de photoélectrons), à l'aide d'une fonction de transfert, pour appliquer les sélections physiques au niveau du système de déclenchement, puis pour la reconstruction de l'événement.

La fonction de transfert utilisée, initialement obtenue en laboratoire, est susceptible d'évoluer dans le temps (vieillesse des photomultiplicateurs, variation de leur gain). Elle est donc

déterminée par des mesures effectuées *in situ*, en utilisant des données pour lesquelles le critère de déclenchement habituel n'est pas appliqué. En absence de filtrage, les coups sont produits principalement par des photons simples issus du bruit de fond ; la valeur ADC la plus représentée correspond alors au signal d'un photoélectron. Les détails de ce processus d'étalonnage de l'ARS sont décrits dans [47].

La Figure A.47 montre la distribution en charge des coups de photon une fois la fonction de transfert appliquée, obtenue avec des données non filtrés prises en octobre 2007. Le pic du photoélectron est clairement visible. En outre, $\sim 99\%$ des coups ont une charge inférieure à 3 photoélectrons.

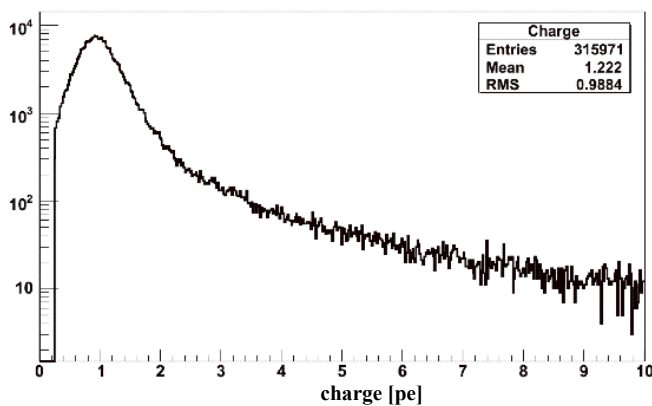


Figure A.47 : Distribution de la charge (en photoélectrons) pour des coups essentiellement dus au bruit de fond optique [39].

A.2.2.3 Sciences environnementales

ANTARES est aussi une infrastructure sous-marine multidisciplinaire, qui fournit des données pour des études de sciences liées à l'environnement : océanographie, climatologie, géophysique, ...

Dans ces domaines, jusqu'à ce jour, les recherches en mer profonde étaient effectuées à l'aide de systèmes autonomes, déployés pour des périodes plus ou moins longues et ensuite récupérés pour l'analyse. ANTARES est une infrastructure permanente qui permet l'acquisition des données en temps réel et donc la surveillance continue des paramètres concernés.

En particulier, l'instrument IODA (*In situ Oxygen Dynamics Auto-sampler*) – installé sur la ligne 12 – est équipé d'un capteur d'oxygène qui permet de mesurer sa consommation par la faune marine et donc la quantité de CO_2 diluée dans les eaux profondes. Cette concentration montre des cycles saisonniers, dépendants de la température de l'eau, et sa connaissance est essentielle pour des études de climatologie [48].

Une ligne supplémentaire – appelée ligne instrumentée (voir Figure A.35) – a aussi été installée à proximité des 12 lignes standards du télescope. Elle est dotée de détecteurs de vitesse des courants, d'appareil mesurant les propriétés optiques de l'eau, et de détecteurs acoustiques. En outre, deux caméras vidéo enregistrent l'environnement proche de la ligne lors des pics de bioluminescence détectés par deux modules optiques installés sur la ligne, en essayant de capter des images des organismes qui la produisent.

Enfin, des hydrophones développés dans le cadre d'une activité de R&D pour la détection acoustique des neutrinos (voir Figure A.48) sont installés sur la ligne instrumentée et sur le secteur le plus haut de la ligne 12. Des ondes acoustiques sont produites dans l'eau par le développement d'une gerbe issue de l'interaction d'un neutrino. La longueur d'atténuation varie

entre quelques centaines de mètre et 1 km, en fonction de la fréquence des ondes [49]. Cette longueur jusqu'à environ deux ordres de grandeurs supérieure à celle de la lumière permettrait la détection de flux de neutrinos extrêmement faibles, attendus au-delà de 10^{18} eV d'énergie. Le potentiel de ce type de détection est discuté en détails dans [49].



Figure A.48 : Un hydrophone pour la détection acoustique des neutrinos, installé sur la ligne instrumentée [39].

A.2.2.4 Premiers résultats

Comme nous avons vu dans le paragraphe précédent, la première ligne d'ANTARES est opérationnelle depuis mars 2006. Les données prises jusqu'en septembre 2006, période à laquelle la deuxième ligne a été connectée, ont permis une mesure du flux de muons descendants [50]. Dans cette première étude, les données du système de positionnement n'étaient pas encore exploitables. La ligne a donc été supposée parfaitement verticale. Dans cette approximation qui place tous les modules optiques sur un axe z coïncident avec la ligne, une symétrie de révolution autour de z ne permet pas de mesurer l'angle azimutal ; le temps d'arrivée t_i d'un photon sur un photomultiplicateur placé à l'altitude z_i peut s'exprimer comme :

$$(8) \quad c(t_i - t_0) = (z_i - z_0) \cos \mathcal{G} + \tan \mathcal{G} \sqrt{D^2 + (z_i - z_0)^2 \sin^2 \mathcal{G}},$$

où \mathcal{G} est la direction de vol du muon par rapport à l'axe z , t_0 et z_0 représentent le temps et l'altitude de passage de la trace au point d'approche minimale à la ligne (point définissant la distance entre la ligne et la trace). L'intensité des muons atmosphériques verticaux reconstruits en ajustant l'équation (8) a été mesurée en fonction de la profondeur (Figure A.49).

Le flux de muons atmosphériques détectés par ANTARES est en bon accord avec les résultats d'autres expériences. Cette mesure effectuée qu'avec les données de la ligne 1 a permis de démontrer que ce premier segment du détecteur fonctionne correctement et que le bruit de fond optique est bien maîtrisé dans la détection des muons.

Entre septembre 2006 et mai 2008 les autres lignes ont été installées, faisant d'ANTARES un réseau de photodétecteurs tridimensionnel. Dans les paragraphes suivants, nous traiterons en détail la simulation et la reconstruction des traces de muon en trois dimensions. Ensuite, dans la deuxième partie de cette thèse, nous discuterons les résultats de l'analyse des données prises avec les cinq premières lignes, entre janvier et décembre 2007.

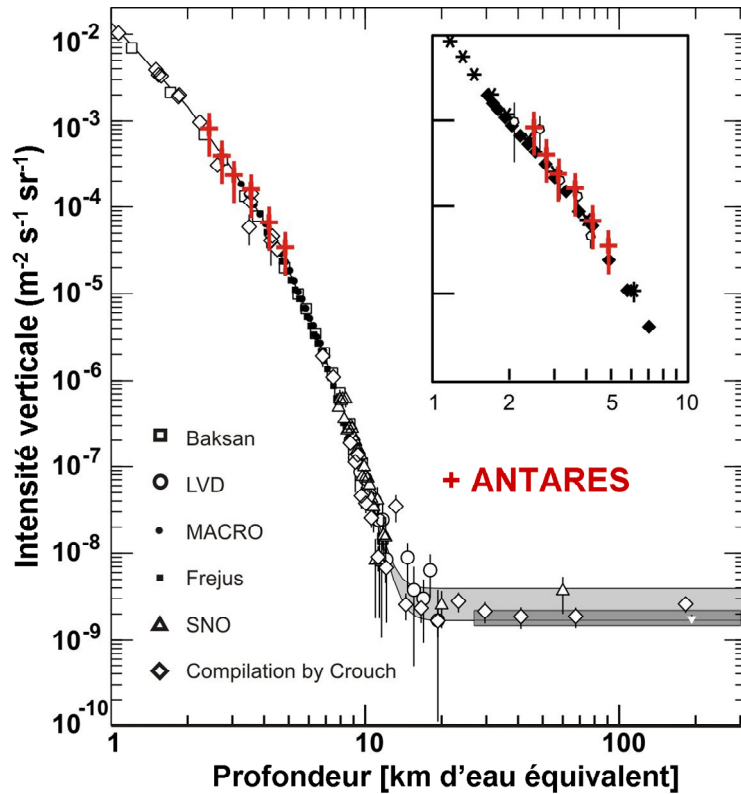


Figure A.49 : Intensité des muons verticaux en fonction de la profondeur obtenue avec les données de la ligne 1 d'ANTARES, comparée aux résultats d'autres expériences [50].

A.2.3 La simulation Monte Carlo

Dans ce paragraphe, nous décrivons la simulation du signal induit par le passage d'un muon dans le détecteur. La chaîne de simulation de ces événements est organisée en cinq étapes principales :

- 1) génération des neutrinos et traitement de leur interaction, ou simulation d'un flux de muons atmosphériques pour l'étude du bruit de fond ;
- 2) propagation des muons et des éventuelles particules secondaires engendrées lors de l'interaction jusqu'au détecteur ;
- 3) simulation de l'effet Tcherenkov dans l'eau et de la détection de photons par les photomultiplicateurs ;
- 4) simulation du bruit de fond optique ;
- 5) simulation de l'électronique de numérisation et de l'algorithme de filtrage des coups de photon (système de déclenchement).

Le programme de reconstruction de la trace du muon, dont l'algorithme sera décrit plus bas, a été optimisé sur les données obtenues par cette chaîne de simulation, dont un schéma est montré sur la Figure A.50. La génération de l'interaction des neutrinos dans la Terre est faite par le programme GENHEN [51] [52]. Elle est effectuée entre deux bornes d'énergie pour un flux de neutrinos représenté par une loi de puissance $E^{-\gamma}$, dont l'indice est habituellement $\gamma = -1.4$. Des poids peuvent être appliqués ultérieurement à chaque événement, pour pouvoir reconstituer n'importe quel spectre en énergie à partir de cette simulation initiale. Dans le cas de simulation d'une source, la génération tient compte de son mouvement apparent dans le ciel. Il est aussi possible d'engendrer un flux isotrope.

Parmi tous les évènements engendrés, seuls ceux dont le muon atteint le volume sensible du détecteur sont conservés. Ce volume – appelé « canette » dans le jargon d'ANTARES – est obtenu en ajoutant 2,5 fois la longueur d'atténuation de la lumière dans l'eau $L_{att,eff}$. (voir paragraphe A.2.1.1) aux dimensions du détecteur.

En ce qui concerne les muons atmosphériques, dans ANTARES leur flux peut être simulé de deux manières.

- Soit en simulant le développement des gerbes atmosphériques avec le logiciel CORSIKA [53] et en propageant les muons jusqu'au niveau de la mer, puis jusqu'à la canette avec le programme MUSIC [54] ;
- Soit en utilisant le logiciel MUPAGE [55] qui donne directement un flux de muons sous l'eau, à partir d'une formule analytique issue d'une simulation du même type que la précédente.

Afin de minimiser les temps de calcul, dans cette thèse la deuxième approche a été considérée. Quelques résultats obtenus avec la première méthode seront discutés dans le paragraphe B.1.1.

A.2.3.1 Simulation des muons

Une fois les muons à l'entrée de la canette, le programme KM3 [56] permet de simuler la lumière émise par le passage des muons dans l'eau. Afin de réduire le temps de calcul, le champ de photons produit par un muon d'énergie donnée est enregistré dans des tables obtenues par une simulation GEANT 3. Ce champ tient compte de la lumière produite par les particules secondaires, dont la proportion augmente avec l'énergie du muon (voir A.1.4). Les tables sont ensuite utilisées pour obtenir la probabilité d'avoir un coup sur les photomultiplicateurs, tout au long de la trajectoire du muon.

Le programme KM3 simule aussi la réponse des modules optiques, qui a été modélisée à partir de nombreuses mesures expérimentales [57] [38]. Cette simulation reproduit le nombre de photoélectron N_{pe} donné par un flux de photon $\Phi_\gamma(\lambda)$ arrivant sous un angle θ entre leur direction et l'axe du PMT. La formule utilisée est

$$(9) \quad N_{pe} = \varepsilon S f(\theta_\gamma) \int \Phi_\gamma(\lambda) k(\lambda) \exp(-L_\gamma / L_{att,eff.}) d\lambda,$$

ε étant un facteur de normalisation, S la surface géométrique de la photocathode, $f(\theta_\gamma)$ la réponse angulaire du photomultiplicateur, $k(\lambda)$ un facteur qui tient compte de la transmissivité de la paroi en verre du module et de l'efficacité quantique du photomultiplicateur, L_γ la distance parcourue par le photon depuis son point d'émission.

Des mesures [57] ont montré qu'un muon au minimum d'ionisation, qui passe à 1 m du module optique et qui engendre des photons Tcherenkov alignés avec l'axe du module optique, produit un signal de 52 photoélectrons.

Une fois le nombre de photoélectron calculé, le programme TriggerEfficiency [58] simule l'électronique de numérisation (en particulier les puces ARS) et le système de déclenchement.

Tous les coups de photons qui dépassent un seuil de 0,3 pe sont retenus et appelés conventionnellement coups $L0$. Ensuite, des photons du bruit de fond (désintégration du ^{40}K et bioluminescence) sont ajoutés aux photons émis par les muons.

Comme nous l'avons expliqué dans A.2.1.3, la désintégration du ^{40}K et les organismes bioluminescents produisent habituellement un bruit de fond continu d'environ 60 kHz par module optique. Les traces de muons (essentiellement atmosphériques), elles, illuminent le détecteur avec une fréquence de l'ordre de 10 Hz pour un détecteur complet. Les signaux numérisés sont donc dominés par des photons issus du bruit de fond optique.

Le programme `SummaryTimeSliceWriter` [59] extrait d'un lot de données du détecteur le taux de comptage des photomultiplicateurs et engendre des signaux ayant le même taux dans la simulation. Ainsi, les conditions de la prise de données réelle pour cette période particulière sont reproduites, y compris les pics de bioluminescence et les éventuelles voies de détection absentes.

Les coups du bruit sont produits de façon aléatoire ; ils peuvent donc être filtrés, en cherchant des ensembles de photons corrélés par le modèle d'émission Tcherenkov d'un muon. C'est le principe retenu pour réduire les données une fois transmise à terre. Le programme `TriggerEfficiency` reproduit le comportement des algorithmes de filtrage utilisés sur les données réelles (A.2.2.1). Les événements physiques filtrés sont passés au programme de reconstruction de trace appelé `CalReal` [60] qui sera présenté dans le paragraphe A.2.4. Une synthèse des programmes cités est affichée sur la Figure A.50.

A.2.4 La reconstruction de la trace du muon

Dans ce paragraphe nous décrivons l'algorithme adopté dans ce travail pour estimer la direction et la position d'un muon à partir des temps d'arrivée et de la charge des coups définissant un événement. La précision avec laquelle la direction du μ peut être reconstruite est strictement liée au potentiel de découverte du télescope, comme nous le verrons dans le paragraphe C.4.

La reconstruction de trace que nous utilisons a été optimisée dans [61] à partir des simulations Monte Carlo, avant que le détecteur ne soit en prise de données. Bien que ces simulations datent de 2004, l'algorithme de reconstruction a été confirmé performant avec des simulations plus récentes et dans la configuration du détecteur 5 lignes. Pour cette raison, la reconstruction décrite dans ce paragraphe sera utilisée pour l'analyse des données prises à 5 lignes, dans le Chapitre B.

La trace d'une particule relativiste dans un espace tridimensionnel où l'origine des temps est fixée à $t = t_0$ est définie par 5 paramètres indépendants : trois paramètres pour une position $\vec{X}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ à $t = t_0$; deux autres paramètres pour la direction : les angles zénithal (θ) et azimutal (φ), qui définissent le vecteur direction de la trace $\vec{d} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$.

Pour une trace donnée et un module optique dont la position est définie par \vec{X}_{PM} et orienté selon un axe noté \vec{w} , les quantités suivantes (illustrées sur la Figure A.51) sont définies :

- $\vec{v} = \vec{X}_{PM} - \vec{X}_0$;
- $L = \vec{v} \cdot \vec{d}$;
- $k = \sqrt{v^2 - L^2}$;
- b , distance entre le point d'émission du photon et le module.

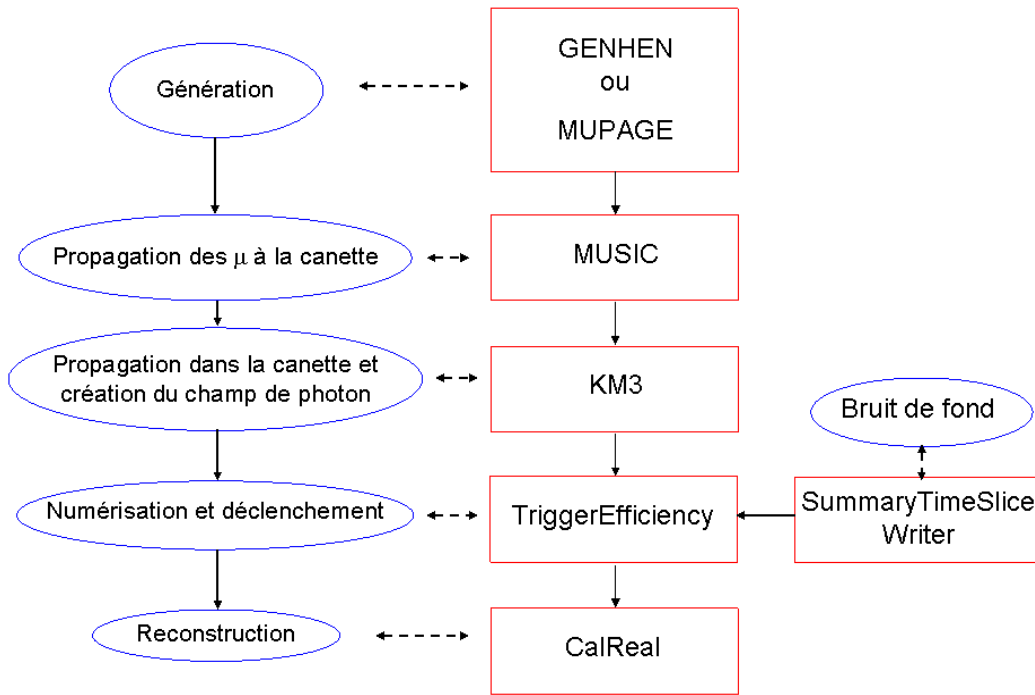


Figure A.50 : schéma des étapes (ovales bleus) et des programmes associés (rectangles rouges) qui composent la chaîne de simulation Monte Carlo et de reconstruction dans ANTARES.

Le temps d'arrivée théorique t^{th} du photon Tcherenkov au module est alors donné par

$$(10) \quad t^{th}(\vec{X}_0, \vec{d}) = t_0 + \frac{1}{c} \left(L - \frac{k}{\tan \theta_c} \right) + \frac{1}{v_g} \frac{k}{\sin \theta_c},$$

où $v_g = c \cdot \cos \theta_c$ est la vitesse de groupe de la lumière dans l'eau. Le premier terme représente l'origine des temps, le deuxième le temps mis par le muon pour atteindre le point d'émission du photon E et le troisième le temps de vol du photon.

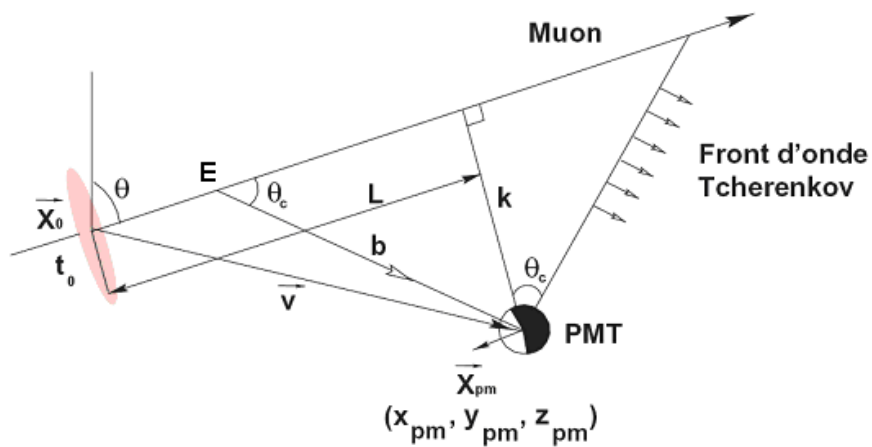


Figure A.51 : Illustration des quantités géométriques utiles à la reconstruction d'une trace de muon.

Le cosinus de l'angle d'incidence du photon sur le module est défini par

$$(11) \quad a = \left[\vec{v} - \vec{d} \left(L - \frac{k}{\tan \theta_c} \right) \right] \cdot \vec{w}.$$

Les équations (10) et (11) sont à la base de l'algorithme de reconstruction. En particulier, la relation (10) est le plus souvent utilisée sous la forme du résidu $\Delta t_i = t_i - t_i^{th}$, qui mesure l'écart entre le temps t_i de l'impulsion i et le temps d'arrivée théorique t_i^{th} . Dans le cas idéal où tous les photons proviennent de l'émission Tcherenkov du muon seul et ne subissent pas de diffusion, la distribution des Δt_i est piquée à zéro, avec une largeur correspondant à la résolution intrinsèque du détecteur. En réalité, la forme de la distribution est plus compliquée, comme le montre la Figure A.52 obtenue en simulation. La diffusion des photons dans l'eau élargit le pic de façon asymétrique puisque certains photons sont retardés. En outre, les photons des particules secondaires émises par le muon lors des pertes catastrophiques peuvent être détectés soit en avance soit en retard par rapport au temps attendu de l'émission du muon. Ce phénomène explique le changement de forme des résidus avec la montée de l'énergie du muon (Figure A.52), corrélée à l'augmentation des pertes catastrophiques (voir A.1.4). Enfin, le bruit de fond non corrélé du ^{40}K et de la bioluminescence apporte une contribution plate à la distribution des résidus. Comme nous verrons dans le paragraphe suivant, la forme de la distribution des résidus est essentielle pour la reconstruction de la trace.

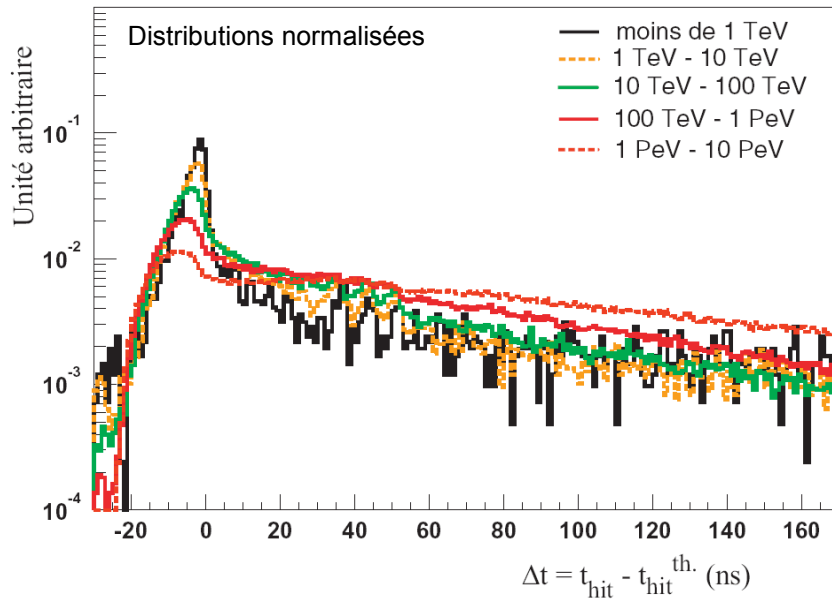


Figure A.52 : Distribution des résidus en temps en fonction de l'énergie du muon [21].

A.2.4.1 L'algorithme de reconstruction

L'algorithme de reconstruction de la trace du muon est composé de quatre étapes successives [61]. Chacune est appliquée après un critère de sélection sur les coups de photon et fournit une estimation de plus en plus précise des paramètres de la trace. L'enchaînement des étapes de l'algorithme est présenté sur la Figure A.53.

Sélection préliminaire

Tous les coups qui composent l'événement sont tout d'abord filtrés selon le critère suivant. Soit \tilde{t} le temps du coup de plus grande charge, les temps t_i sélectionnés doivent satisfaire l'inégalité suivante :

$$|t_i - \tilde{t}| < \frac{d_i}{v_g} + 100ns,$$

où d_i est la distance entre les modules touchés. En effet, faisant l'hypothèse que la plus grande charge ne soit pas issue du bruit de fond, des photons ayant un Δt plus grand ne pourraient pas être reliés au muon à l'origine de cette charge. Ce critère a été déjà présenté en équation (7) ; ici, il est rendu moins strict par l'adjonction d'une tolérance de 100 ns.

Sélection 1

Les coups de type L1 avec *highThreshold* (voir A.2.2.1) fixé à 3 pe sont sélectionnés.

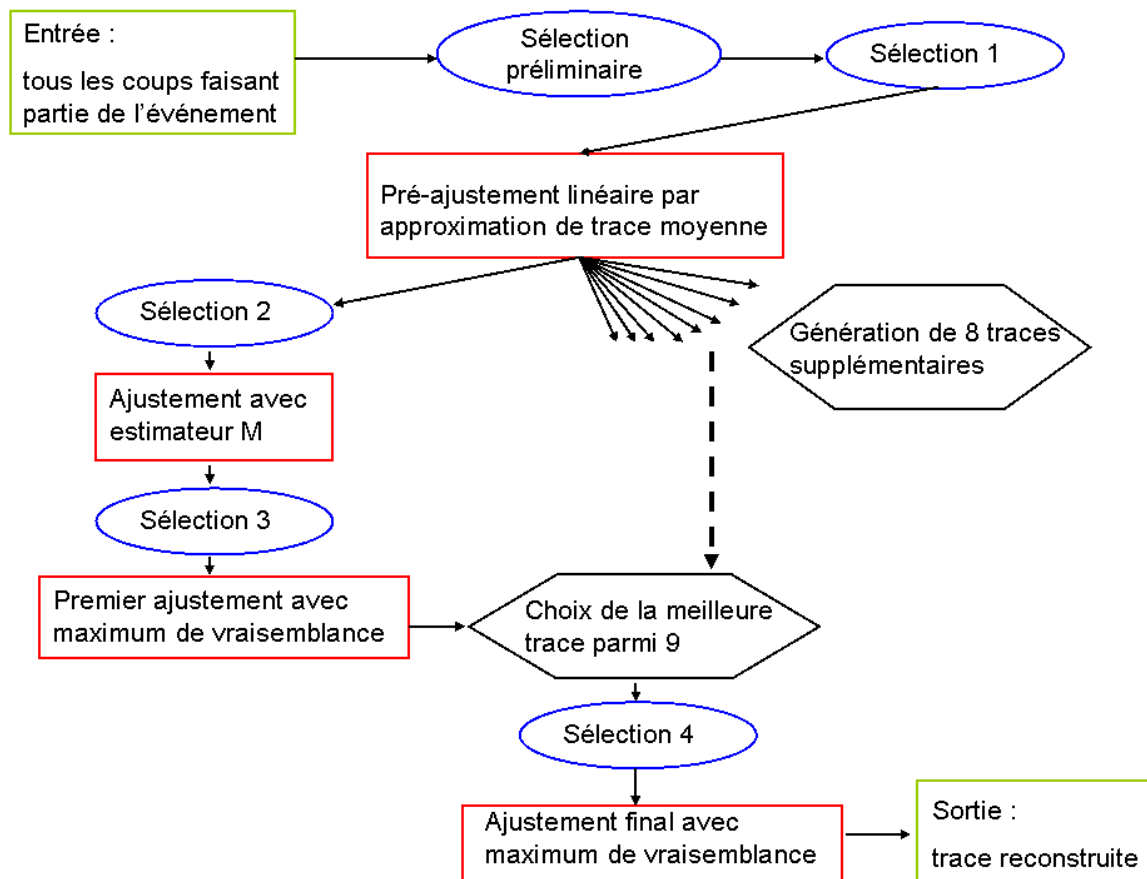


Figure A.53 : Schéma de l'algorithme de reconstruction de trace.

Pré-ajustement par approximation de trace moyenne

Une méthode de minimisation de χ^2 est appliquée sur les coups de la Sélection 1, pour déterminer les paramètres de la trace avec les temps d'arrivée des photons et les positions des modules optiques touchés. Le χ^2 est ainsi défini :

$$\chi^2 = \sum_i A_i (\vec{x}_i - \vec{x}_0 - \vec{v}t_i)^2,$$

où A_i est le nombre de photoélectrons du coup i , détecté au temps t_i par le module positionné en \vec{x}_i . Ce premier ajustement est fondé sur le fait que, pour les traces de grande longueur, la distance des PMTs à la trace est toujours petite par rapport au parcours de muon dans le détecteur (Figure A.54) : la trace du muon peut donc être confondue avec les photomultiplicateurs illuminés. Cette étape est appelée pré-ajustement par approximation de trace moyenne.

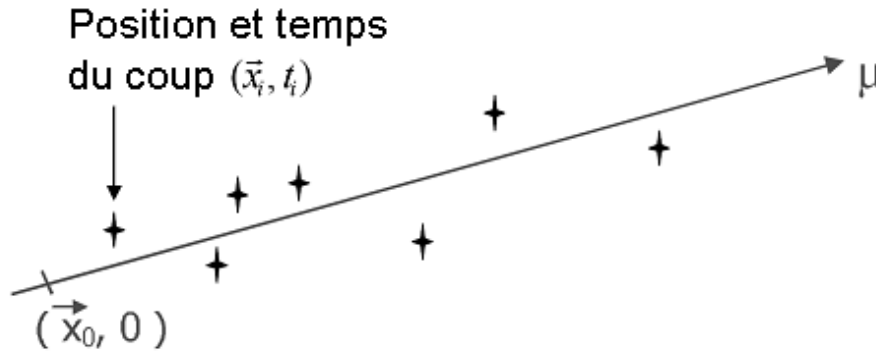


Figure A.54 : Illustration du résultat d'un pré-ajustement par approximation de trace moyenne.

Sélection 2

Après le pré-ajustement de la trace, une nouvelle sélection est appliquée à la liste initiale des coups : ils doivent avoir au moins 2,3 photoélectrons de charge⁵, ou avoir des résidus inférieurs à 150 ns en valeur absolue et se trouver à moins de 100 m de distance de la trace.

Ajustement avec estimateur M

Dans la deuxième étape de l'algorithme, les paramètres de la trace sont ajustés pour minimiser la fonction suivante avec les coups considérés :

$$(12) \quad G = \sum_i k \left(-2\sqrt{1 + A_i \Delta t_i^2} \right) - (1 - k) f_{ang}(a_i),$$

A_i étant la charge du coup i , a_i l'angle défini dans l'équation (11) et f_{ang} la réponse angulaire du module optique que nous avons déjà utilisé dans l'équation (9). Le poids k vaut 0,05 et a été optimisé par simulation dans [61]. Le terme angulaire a été combiné avec les résidus en temps pour améliorer la performance de la minimisation. En outre, la formule (12) – qui appartient à la classe des estimateurs M – a un comportement linéaire pour des grands Δt_i et

⁵ Voir Figure A.47 pour la distribution des charges issues du bruit de fond optique.

quadratique dans le régime opposé, permettant d’avoir une estimation peu sensible aux grands résidus.

Sélection 3

Avant la troisième étape, une sélection est appliquée sur les coups utilisés pour l’estimateur M : seuls les $L1s$ (*highThreshold* fixé à 2,5 pe) et les coups qui ont une distance inférieure à 300 m de la trace et des résidus dans l’intervalle $I = [-0.5 \times R, R]$ sont pris en compte. R est défini comme l’écart quadratique moyen de la distribution des résidus calculés sur la trace de l’estimateur M . Le choix d’un intervalle I asymétrique est motivé dans [61] par la forme spécifique de la distribution des résidus, montré sur la Figure A.52.

Premier ajustement avec maximum de vraisemblance

Dans la troisième étape de minimisation, l’ajustement est fondé sur le principe du maximum de vraisemblance. Cette méthode consiste en la maximisation d’une fonction de vraisemblance L (en fait la minimisation de $-\log L$) donnée par le produit de fonctions densités de probabilité (pdf) calculées pour chaque coup i :

$$(13) \quad L = \prod_i L_i.$$

Une simulation Monte Carlo sans contribution du bruit de fond a été utilisée pour tracer la densité de probabilité des résidus en temps sur la Figure A.55. Pour chaque ensemble de paramètres de trace, les résidus sont calculés et la pdf donne la vraisemblance L définie dans l’équation (13) ; les paramètres maximisant L fournissent le résultat de l’ajustement.

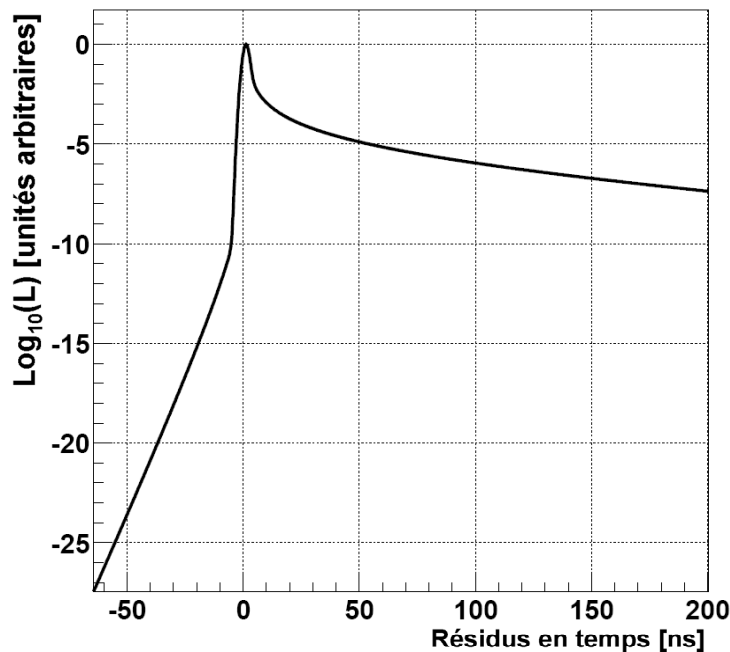


Figure A.55 : Fonction densité de probabilité L utilisée pour la troisième étape de la reconstruction, un ajustement avec maximum de vraisemblance [61].

Ce résultat est parfois un maximum local de la fonction L . Afin que cette situation survienne le moins souvent possible, 8 traces supplémentaires sont engendrées à partir de la trace du pré-ajustement, que nous appellerons \vec{d} , de la façon suivante.

1. Un système de repères cartésien (x, y, z) est considéré, l'axe \hat{z} étant vertical et orienté vers le haut. Le point Q est défini par la moyenne des positions des coups de la Sélection 1. Ensuite, le point P est déterminé par la projection de Q sur la trace du pré-ajustement (voir Figure A.56).
2. Les deux premières traces sont obtenues par des translations de ± 50 m dans la direction $\vec{d} \times \hat{z}$ du pré-ajustement.
3. Deux autres traces sont obtenues avec des translations de ± 50 m dans la direction de \hat{z} .
4. Ensuite un système de repères auxiliaire (x', y', z') est considéré, l'origine étant fixée sur le point P. Dans ce système quatre vecteurs unitaires $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ et \vec{a}_4 sont définis, ayant un angle θ de $0,5 \text{ rad}$ et des angles φ de $0 \text{ rad}, \frac{1}{2} \pi \text{ rad}, \pi \text{ rad}$ et $\frac{3}{2} \pi \text{ rad}$ respectivement (coordonnées polaires).
5. Grâce à deux rotations autour de l'axe \hat{y} et ensuite \hat{z} , l'axe \hat{z}' devient coïncident avec la trace \vec{d} .
6. Les quatre dernières traces sont représentées par les vecteurs $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ et \vec{a}_4 , considérés dans le système (x, y, z) . En fait, ces nouvelles traces correspondent au résultat de quatre rotations de $0,5 \text{ rad}$ de \vec{d} , autour du point P.

Les 8 nouvelles traces passent ensuite par les étapes de l'estimateur M et de l'ajustement avec maximum de vraisemblance. La trace associée à la plus grande valeur de L est ensuite passée à la quatrième étape. En outre, les résultats parvenus à moins de 1° de la trace choisie sont considérés comme des solutions « compatibles », dénombrées par N_{comp} .

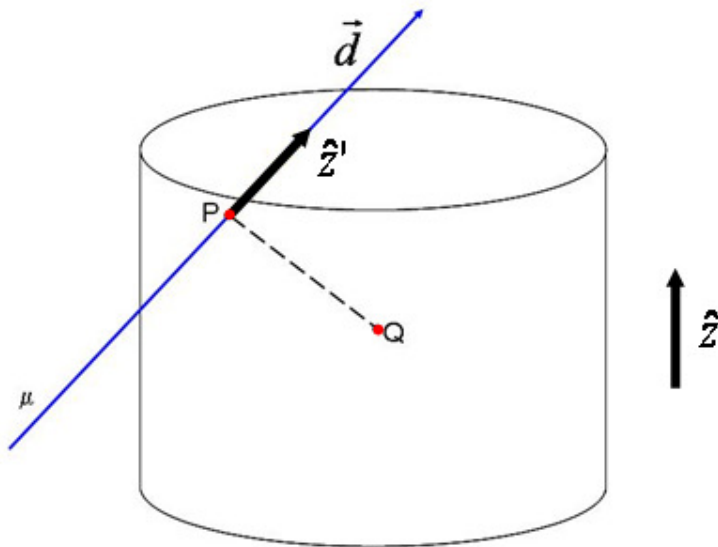


Figure A.56 : Axes et points de repères géométriques utilisés pour les rotations de la trace de muon définie lors du pré-ajustement linéaire.

Sélection 4

La quatrième étape est précédée par une dernière sélection des coups, qui retient les $L1$ (*high-Threshold* fixé à 2.5 photoélectrons) plus ceux qui ont des résidus inférieur à 250 ns en valeur absolue et qui se trouvent à moins de 100 m de distance de la trace.

Ajustement final avec maximum de vraisemblance

Cette dernière étape est une maximisation de vraisemblance avec une densité de probabilité prenant en compte deux effets supplémentaires : une dépendance avec la charge A du coup ; la présence du bruit de fond, dont le taux pour des coups de charge A est indiqué par $R_{bruit}(A)$. La contribution relative du signal Tcherenkov et du bruit dépendent de la distance parcourue par le photon b et de l'angle d'incidence du photon sur le module a (équation (11)). Le nombre de coups Tcherenkov attendus pour une charge donnée s'exprime alors comme $N_{signal}(a, b|A)$, utilisé comme une pondération dans la densité de probabilité suivante :

$$(14) \quad P(\Delta t|a, b, A) = \frac{P_{signal}(\Delta t_i|A)N_{signal}(a, b|A) + R_{bruit}(A)}{N^T(a, b|A)},$$

où $N^T(a, b|A)$ est le nombre total de coups d'amplitude A attendus. Une simulation Monte Carlo a été utilisée pour paramétrer les termes $P_{signal}(\Delta t_i|A)$ et $N_{signal}(a, b|A)$ dans 5 intervalles ($[0, 1,5[$, $[1,5, 2,5[$, $[2,5, 5[$, $[5, 10[$ et $[10, +\infty[$ photoélectrons), tandis que $R_{bruit}(A)$ a été fixé à la valeur typique de 60 kHz. La Figure A.57 présente l'ajustement de $P_{signal}(\Delta t_i|A)$ aux événements simulés. L'expression analytique est composée d'une fonction gaussienne, raccordée par un polynôme de troisième ordre à une queue de forme $e^{-\Delta t} / \Delta t$. Cette formule ne tient pas compte du pic secondaire dans la distribution, qui est produit par l'électronique associée au module optique : quand plusieurs photons allument un photomultiplicateur pour un temps supérieur à celui de numérisation d'un ARS, l'autre ARS prend le relai (*token ring*, voir A.2.2.1), donnant un deuxième coup numérisé à environ 40 ns du premier. Il a été prouvé [61] que le choix de ne pas considérer ce deuxième pic dans l'expression analytique de la densité de probabilité réduit le nombre de maxima locaux dans l'ajustement.

La densité de probabilité (14) ainsi paramétrée est enfin utilisée pour un ajustement final avec maximum de vraisemblance, qui fournit les paramètres définitifs de la trace du muon.

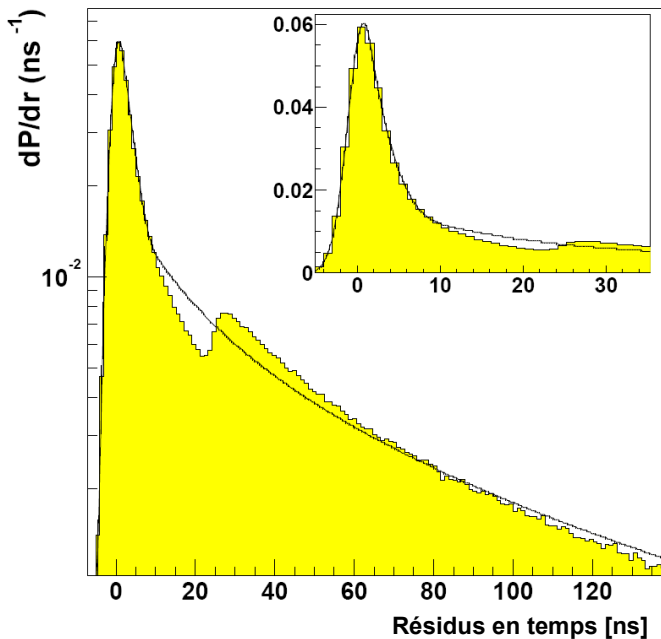


Figure A.57 : Distribution des résidus pour des coups de charge inférieure à 1,5 photoélectrons, obtenue par simulation [61]. Le trait continu représente l'ajustement utilisé pour le terme $P_{signal}(\Delta t_i|A)$ dans l'équation (14).

A.2.4.2 Performance

La performance de l'algorithme de reconstruction a été évaluée étape par étape, grâce à une simulation Monte Carlo de neutrinos donnant des muons montants, pour le détecteur complet et sans bruit de fond optique. La quantité fondamentale étudiée est l'écart en angle entre la trace du muon simulé et la trace reconstruite. En outre, pour tester la réponse à un signal de haute énergie, seuls les muons ayant au moins 1 TeV d'énergie à l'entrée de la canette ont été considérés.

L'efficacité globale de l'algorithme de reconstruction est fournie en deuxième ligne du Tableau : sachant que 7380 muons sont simulés au niveau du déclenchement, le nombre d'événements qui passent chacune des étapes de la reconstruction est affiché dans les cases suivantes. La reconstruction de trace réussit jusqu'à la dernière étape pour 99% des muons initiaux. Ensuite, la troisième ligne spécifie le nombre d'événements reconstruits à moins de 1° d'écart angulaire de la direction vraie de la trace simulée. Ce nombre augmente de la première à la dernière étape, les paramètres de trace étant ajustés de façon toujours plus précise. En fin de chaîne, 74% des muons sont reconstruits à moins de 1° d'écart.

	Déclenchement	Pré-ajustement	Estimateur M	Max. vraisemblance	Max. vraisemblance final
Nombre d'événements	7380	7380	7379	7379	7301
Événements ayant 1° de résolution	---	91	2994	5192	5437

Tableau 1 : Évolution du nombre d'événements passant chacune des étapes de l'algorithme de reconstruction, en utilisant une simulation de 7380 muons filtrés par le déclenchement. Les mêmes nombres sont fournis pour les traces reconstruites à moins de 1° de résolution angulaire.

Sur la Figure A.58, la distribution de l'angle entre la trace reconstruite et la direction vraie est montrée pour tous les événements reconstruits à chaque étape. À partir du pré-ajustement jusqu'à l'ajustement final, les distributions migrent vers des valeurs toujours plus petites, démontrant ainsi l'amélioration acquise à chaque étape de l'estimation des paramètres de trace.

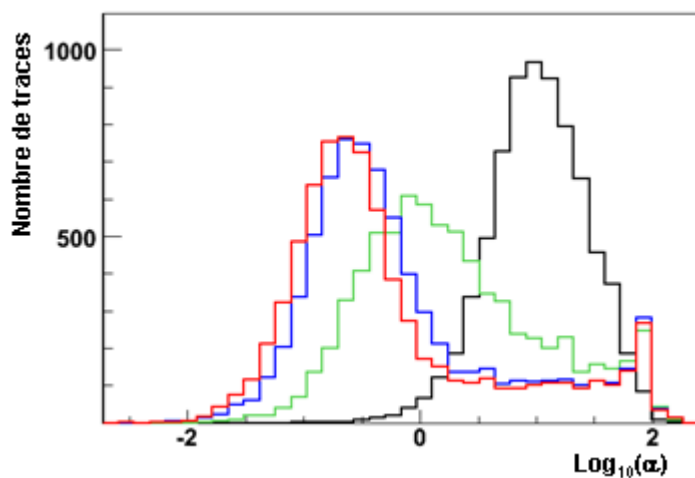


Figure A.58 : Distribution de l'angle α entre la trace de muon reconstruite et la direction vraie du muon simulé. Chacune des courbes correspond à une des étapes de l'algorithme de reconstruction : noir pour le pré-ajustement, vert pour l'estimateur M, bleu pour le premier ajustement avec maximum de vraisemblance et rouge pour l'ajustement final avec maximum de vraisemblance.

Nous définissons l'angle zénithal θ comme l'angle entre la direction de vol du muon et l'axe vertical, orienté du fond vers la surface de la mer (0° correspond à un muon montant vertical) ; l'angle azimutal φ est compté à partir de la direction est. Pour les événements reconstruits à la dernière étape de l'algorithme, la Figure A.59 et la Figure A.60 montrent la distribution du cosinus de θ et la distribution de φ respectivement. La forme des distributions est bien en accord avec celle obtenue en utilisant les valeurs vraies de la simulation. L'algorithme de reconstruction n'induit donc pas de biais dans la détermination de ces deux angles.

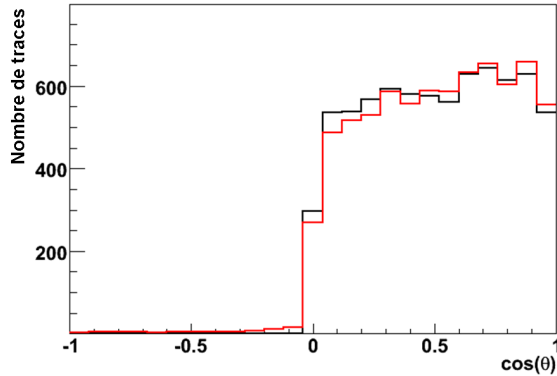


Figure A.59 : Distribution du cosinus de l'angle de la direction du muon reconstruit par rapport à l'axe vertical (rouge) comparée à la valeur engendrée (noir).

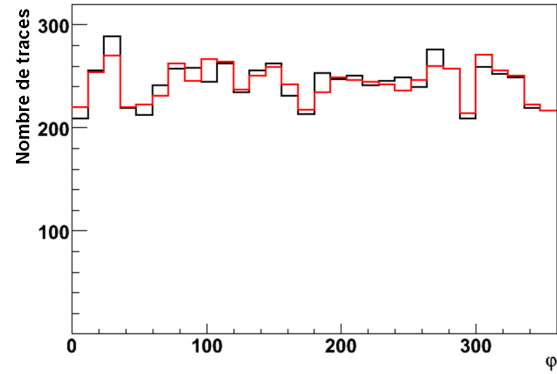


Figure A.60 : Distribution de l'angle azimutal reconstruit du muon (rouge) et de l'angle vrai (noir).

A.2.4.3 Sélection des événements

La courbe rouge sur la Figure A.58, correspondant à la dernière étape de l'algorithme de reconstruction, montre qu'une partie des événements est reconstruite avec une grande erreur angulaire. Un cas particulier est représenté par les solutions appelées fantômes, qui sont des traces ajustées à deux fois l'angle d'émission Tcherenkov ($2 \cdot \vartheta_c \approx 85^\circ$) de la direction vraie. Cela se produit quand seulement une partie du cône Tcherenkov est visible par le détecteur (Figure A.61).

En outre, dans le cas des muons descendants, il peut aussi arriver que plusieurs particules issues d'une gerbe atmosphérique traverse le détecteur au même moment. Les coups produits ont alors des topologies compliquées, qui peuvent simuler une trace montante. Heureusement, les événements sont en général moins bien reconstruits. Pour rejeter les muons descendants mal reconstruits comme montants, la variable de qualité suivante peut être utilisée [61] :

$$(15) \quad \Lambda = -\frac{\ln L}{N_{DOF}} + 0,1 \cdot (N_{comp} - 1),$$

où L est la valeur de la vraisemblance de l'ajustement final, N_{DOF} le nombre de degrés de liberté⁶, et N_{comp} a été défini dans le paragraphe A.2.4.1. Le terme contenant N_{comp} améliore la

⁶ Le nombre de degrés de liberté est donné par le nombre de coups utilisé dans l'ajustement moins 5, correspondant au nombre de paramètres de la trace ajustée.

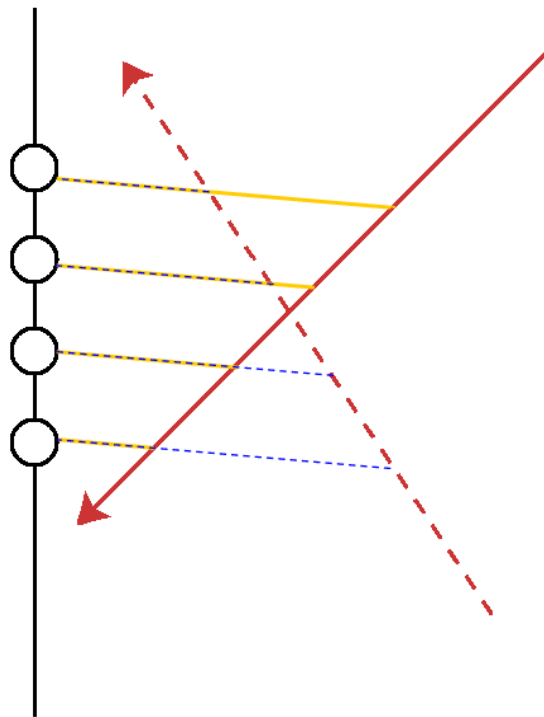


Figure A.61 : Schéma simpliste d'un muon descendant dont une seule partie du cône Tcherenkov est vue par le détecteur. La vraie trace est représentée par un trait rouge continu et le parcours des photons jusqu'aux modules optiques (des cercles noirs) est symbolisé par un trait jaune, également continu. Dans cette configuration géométrique, la reconstruction peut conduire à la trace montante représentée en rouge pointillé, le parcours des photons étant celui en bleu pointillé.

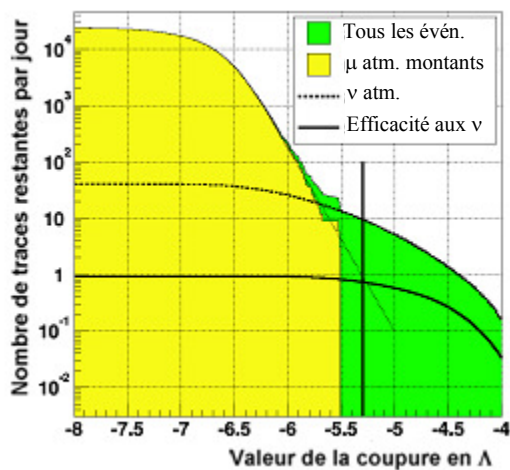


Figure A.62 : Nombre d'événements sélectionnés en fonction de la coupure en Λ , pour une simulation Monte Carlo de muons et neutrinos atmosphériques à 12 lignes [61]. La surface en jaune représente la contribution des muons atmosphériques et atteint $\Lambda = -5,5$. Pour des valeurs de Λ supérieures, aucun événement ne reste dans la simulation et donc la composante de muons atmosphériques est extrapolée par un ajustement exponentiel.

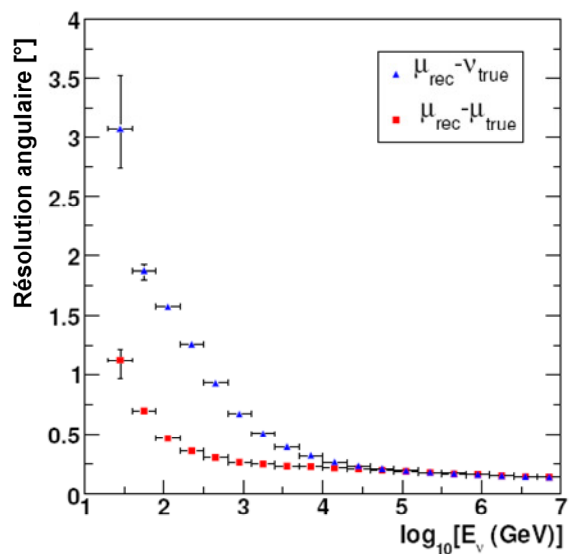


Figure A.63 : Distribution de l'écart angulaire entre la trace reconstruite et la direction vraie du muon (en rouge) ou du neutrino (en bleu) [39].

discrimination entre les traces bien et mal reconstruites [61] ; en particulier, les traces bien reconstruites ont en moyenne des valeurs de N_{comp} supérieures à celles des mauvaises traces.

La Figure A.62 montre le nombre d'événements sélectionnés en fonction de la coupure en Λ , pour les traces reconstruites montantes des simulations de muons et neutrinos atmosphériques considérées dans [61]. Une coupure peut être appliquée, afin de sélectionner des neutrinos atmosphériques avec un niveau de pureté défini ; pour la valeur $\Lambda = -5.3$, 10 événements de neutrinos par jours sont attendus avec une pureté de 90% [61].

La résolution angulaire est définie comme la valeur médiane de la distribution des écarts entre la direction reconstruite et la direction simulée. L'évolution de cette résolution en fonction de l'énergie est montrée sur la Figure A.63 pour $\Lambda > -5.3$. Sur cette figure, les points rouges représentent l'écart entre la trace reconstruite et la direction vraie du muon, tandis que les points bleus se réfèrent à l'écart par rapport à la direction du neutrino incident. À basse énergie, ces dernières valeurs sont dominées par la cinématique de l'interaction du neutrino (voir équation (4)). Au-delà de 10 TeV, les points bleus coïncident avec les rouges, les effets cinématiques devenant négligeables, et la direction des neutrinos est reconstruite avec une résolution angulaire inférieure à $0,3^\circ$.

A.2.4.4 Surfaces effectives

La sensibilité du détecteur à un flux de neutrinos simulés par Monte Carlo peut être quantifiée par la surface effective en neutrinos A_v^{eff} . Cette surface est simplement le rapport du taux d'événements dans le détecteur sur le flux incident, intégré sur 4π stéradians : $A_v^{eff} = \frac{dN/dt}{\Phi_v}$.

Cette grandeur peut également être calculée comme suit :

$$(16) \quad A_v^{eff}(E_\nu, \vartheta_\nu, \varphi_\nu) = V_v^{eff}(E_\nu, \vartheta_\nu, \varphi_\nu) \cdot (\rho \cdot N_A) \cdot \sigma(E_\nu) \cdot P_{Terre}(E_\nu, \vartheta_\nu),$$

où E_ν représente l'énergie du neutrino, θ_ν et φ_ν sa direction, ρN_A le nombre de nucléons cible par unité de volume⁷, $\sigma(E_\nu)$ la section efficace d'interaction (voir A.1.4), $P_{Terre}(E_\nu, \theta_\nu)$ la probabilité d'absorption dans la Terre et V_v^{eff} le volume effectif en neutrinos.

Ce dernier est à son tour défini par la fraction d'événements détectés N_{det} sur le nombre total engendré N_{gen} , multiplié par le volume de génération des événements dans la simulation⁸ V_{gen} :

$$(17) \quad V_v^{eff}(E_\nu, \vartheta_\nu, \varphi_\nu) = \frac{N_{det}(E_\nu, \vartheta_\nu, \varphi_\nu)}{N_{gen}(E_\nu, \vartheta_\nu, \varphi_\nu)} \cdot V_{gen}.$$

La surface effective prend donc en compte la propagation et l'interaction des neutrinos, mais aussi les effets liés à l'efficacité du détecteur ou bien au filtrage des événements. En effet, elle

⁷ ρ correspond à la densité de la matière terrestre traversée par les neutrinos. N_A est le numéro d'Avogadro.

⁸ La génération des événements dans ANTARES est faite dans un volume de taille bien plus grande que le détecteur. Ses dimensions sont élargies dans l'eau et dans la croûte terrestre, jusqu'à inclure toutes les régions où une interaction de neutrino peut engendrer un muon visible dans le détecteur, compte tenu de ses propriétés de propagation.

peut être calculée à différents niveaux de sélection (déclenchement, reconstruction, coupures de qualités...). En outre, la surface effective permet de calculer le taux R d'événements attendus dans le détecteur, étant donné un flux de neutrinos $\frac{d\Phi}{dE_\nu d\Omega}$:

$$(18) \quad R = \int A_\nu^{\text{eff}}(E_\nu, \vartheta_\nu, \varphi_\nu) \cdot \frac{d\Phi}{dE_\nu d\Omega} dE_\nu d\Omega.$$

Pour le détecteur à 12 lignes, la surface effective après la coupure de qualité discutée dans le paragraphe A.2.4.3 est montrée sur la Figure A.64. La diminution de surface au delà de 100 TeV dans la bande 0° - 30° (0° correspond à un neutrino vertical) est un effet de l'opacité de la Terre aux événements les plus énergétiques (A.1.4).

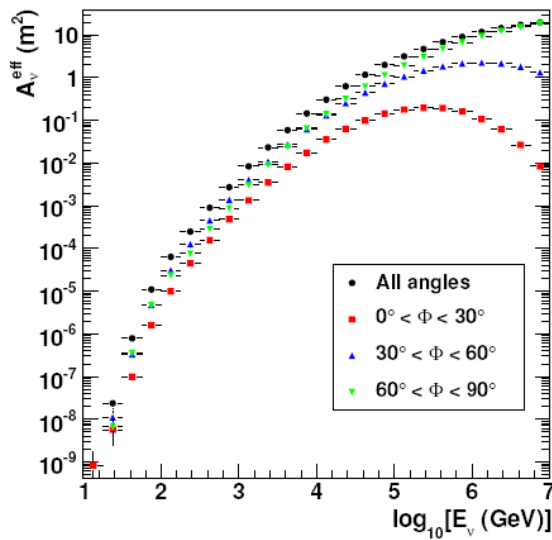


Figure A.64 : Surface effective en fonction de l'énergie, calculée pour des neutrinos incidents sous plusieurs intervalles d'angle zénithal [39].

Les calculs précédents peuvent être réadaptés pour ne tenir compte que du flux de muons au détecteur, permettant ainsi d'obtenir une surface effective en muons A_μ^{eff} . Cette surface permet également de calculer un taux d'événements à partir d'un flux de muons donné.

A.3 KM3NeT

ANTARES n'est pas la seule expérience d'astronomie neutrino en Mer Méditerranée : les collaborations NEMO [62] et NESTOR [63] ont démarré des projets de construction d'un télescope à neutrinos, qui sont actuellement en phase de R&D.

Des extrapolations récentes [64] – effectués sur la base du flux de rayons gamma émis par les objets galactiques – prévoient une détection improbable pour ANTARES des sources déjà répertoriées, la surface effective étant insuffisante pour atteindre la sensibilité requise (voir A.2.4.4). En 2005, les trois collaborations ANTARES, NEMO et NESTOR ont décidé de créer le consortium européen KM3NeT [65], afin de réunir leurs efforts pour la construction d'un télescope de taille kilométrique en Mer Méditerranée.

KM3NeT représente l'évolution naturelle d'ANTARES, dont l'expérience acquise sera réutilisée dans le domaine technique aussi bien que de l'analyse. Actuellement le projet est dans une phase d'étude des meilleures solutions techniques pour optimiser la détection des événements et maximiser le potentiel de découverte. En particulier, plusieurs configurations possibles du réseau de photodétecteurs sont à l'étude (Figure A.65).

Les études d'optimisation de la configuration du détecteur font l'objet d'un contrat européen du 6^e programme cadre de l'Union européenne (FP6), entre 2006 et fin 2009. Le consortium bénéficie également, depuis 2008, d'un financement de type « phase préparatoire » du 7^e programme cadre (FP7), qui vise à définir les modes de production du détecteur et à constituer la future collaboration.

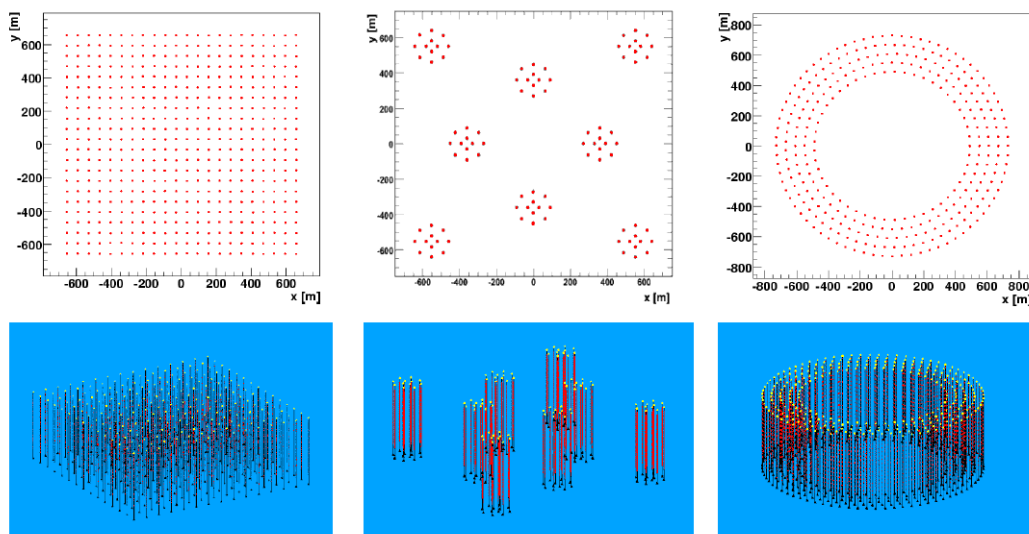


Figure A.65 : Vues de haut et vues tridimensionnelles de trois configurations possibles pour le réseau de photodétecteurs de KM3NeT [66].

Le futur détecteur KM3NeT appartient à la liste des infrastructures citées dans la *Roadmap* de l'ESFRI (*European Strategy Forum on Research Infrastructure*). La phase de construction, y compris les premiers prototypes, se situe entre 2010 et 2013. IceCube (A.1.4.2) et KM3NeT représenteront alors deux télescopes à l'échelle du km^3 , ayant un champ de vue complémentaire. Le ciel entier pourra être exploré, avec une sensibilité environ 10 fois supérieure à celle offerte par le binôme ANTARES et AMANDA (Figure A.66).

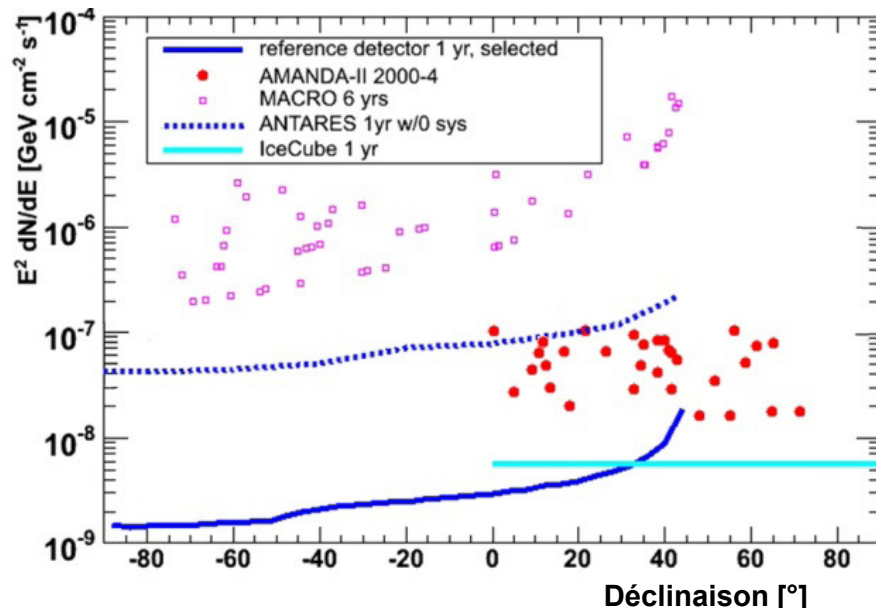


Figure A.66 : Sensibilité au flux de ν_μ cosmiques du détecteur KM3NeT [66], comparée à la sensibilité d'ANTARES et d'IceCube et aux limites fixées par MACRO et AMANDA (A.1.4.2).

Chapitre B

DÉTECTION DES NEUTRINOS ATMOSPHÉRIQUES

Après la connexion de la première et de la deuxième ligne en mars et septembre 2006 respectivement, l'installation des lignes 3, 4 et 5 fin janvier 2007 ont fait d'ANTARES un réseau tridimensionnel de photodétecteurs. La prise de données dans cette configuration a duré 310 jours, de janvier à décembre 2007, avec un temps effectif d'environ 80. Dans ce chapitre, nous décrivons les conditions de la prise de données et nous discutons certains résultats obtenus avec les muons atmosphériques (B.1). Ensuite, nous expliquons comment le premier signal de neutrino a pu être extrait des données (B.2).

B.1 La prise de données à 5 lignes

La campagne de prise de données en configuration 5 lignes a été effectuée du 29 janvier 2007 (jour de la connexion des lignes 3, 4 et 5) au 4 décembre 2007 (connexion des lignes 6, 7, 8, 9 et 10). L'acquisition a été faite par périodes (*runs*) de durées généralement égales à cinq heures. Le taux de comptage sur les photomultiplicateurs était surveillé en temps réel et, quand le taux moyen mesuré sur l'ensemble du détecteur dépassait 500 kHz, les performances de l'acquisition étaient dégradées au point de préférer éteindre le détecteur, diminuant d'autant la charge intégrée par les photomultiplicateurs (source de vieillissement).

Sur la Figure B.1 nous montrons les taux de comptage des photomultiplicateurs du premier et du dernier étage de la ligne 1, entre mars 2006 et mai 2008. Au printemps 2006 l'activité était exceptionnellement élevée par rapport à celle typiquement mesurée par la MILOM (Figure A.30) ; ce comportement inattendu est actuellement à l'étude. Dans la période d'acquisition à 5 lignes, l'activité est redevenue beaucoup plus conforme aux valeurs escompté, soit environ 60 kHz pour une large fraction du temps (voir [67] et [68] pour des mesures de bruit effectuées lors de la qualification du site et avant le déploiement de la ligne 1).

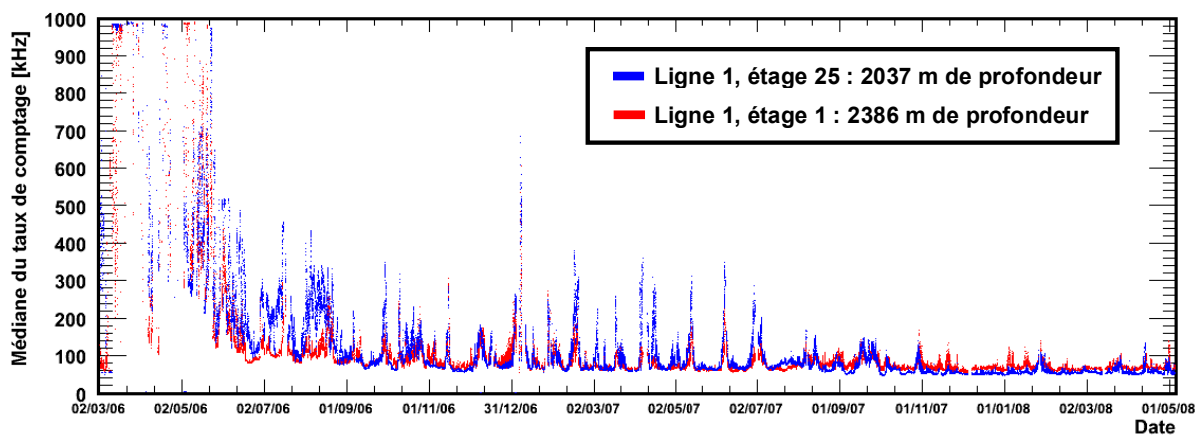


Figure B.1 : Taux de comptage du premier et du dernier étage de la ligne numéro 1, entre mars 2006 et mai 2008 [39].

Des interruptions de prise de données physiques sont également possibles lors de *runs* d'étalonnages (en général une heure par semaine) ou pour des interventions de maintenance sur le système d'acquisition. Au final, le temps effectif de prise de données se réduit à environ 245 jours sur les 310. Sur la Figure B.2, la courbe noire montre l'évolution de ce temps effectif en fonction de la date de prise de données.

Pendant les 310 jours d'opérations, le détecteur 5 lignes, comportant 375 modules optiques, comptait moins de 7% de voies pour lesquels les données ne pouvaient être reçues à terre, pour différentes raisons, pas toujours bien identifiées. Cette valeur a pu épisodiquement être plus élevée : lorsqu'un phénomène de bioluminescence induit un signal de plus de 500 kHz sur un module optique, ce module même est exclu de l'acquisition (*high rate veto*).

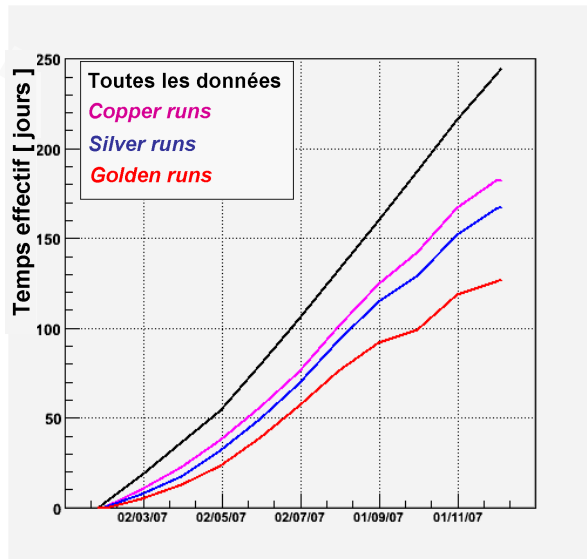


Figure B.2 : En noir, évolution du temps effectif de la prise de données pendant la campagne d'acquisition à 5 lignes [39]. Les autres courbes correspondent aux critères de qualité (voir texte) : golden (courbe rouge), silver (courbe bleu), copper (courbe mauve).

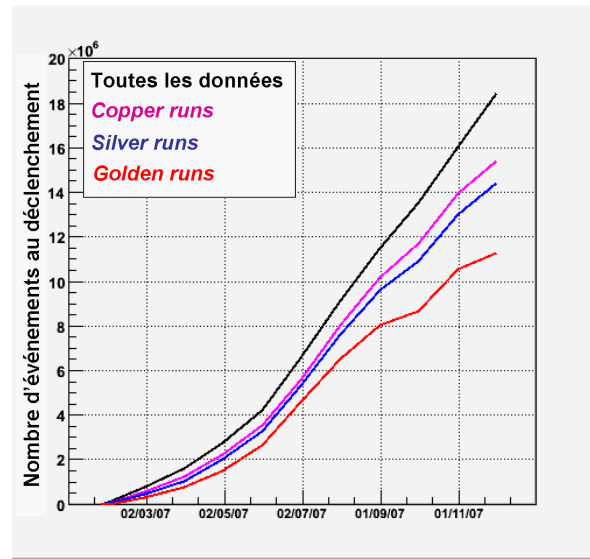


Figure B.3 : En noir, évolution du nombre d'événements passant le niveau de déclenchement pendant la prise de données à 5 lignes [39]. Les autres courbes correspondent aux critères de qualité (voir texte) : golden (courbe rouge), silver (courbe bleu), copper (courbe mauve).

Tenant compte du comportement du bruit de fond optique visible sur la Figure A.30, une ligne de base est définie comme la valeur du taux de comptage donnée par le fond continu de lumière (A.2.1.3). Ensuite, des critères de qualité s'appliquent aux données prises à partir de trois paramètres :

- le nombre total de voies manquantes ;
- le taux de comptage moyen sur les voies actives de tout le détecteur ;
- la fraction de temps du *run* associée à des pics d'activité, c'est-à-dire les phases où le taux dépasse de 20% la valeur de la ligne de base.

Lorsque la prise de données est effectuée avec 20% maximum de voies manquantes et 120 kHz maximum de taux moyen, le *run* répond à un critère de qualité conventionnellement désigné par le terme *copper*. Si de plus la présence de pics d'activité atteint 40% au maximum du temps d'acquisition, le *run* est déclaré *silver* ; lorsque le pourcentage baisse à 20% le *run* est déclaré *golden*. Ces critères de qualité et les temps effectifs correspondants sont résumés dans le Tableau 2. L'évolution du temps effectif au long de la campagne est aussi montrée sur la Figure B.2.

La Figure B.3 présente l'évolution du nombre d'événements satisfaisant les conditions de déclenchement (plus de 18 millions au total) pour les différents critères de qualité. Un changement de pente des courbes est visible à partir du mois de juin. En effet, au début de l'acquisition à 5 lignes, des études de stabilité du système de déclenchement étaient effectuées, pour lesquelles le paramètre *highThreshold* avait été fixé à 10 photoélectrons. Ce choix conservatif permettait de réduire fortement parmi les L1 ceux dus à des coups simples de grande charge issus du bruit de fond (voir Figure A.47). Au début du mois de juin, le *highThreshold* a été baissé à 3 photoélectrons, induisant une augmentation du nombre d'événements sélectionnés. Nous verrons plus loin l'influence de ce changement sur le contenu physique des événements enregistrés.

	Maximum de voies manquantes	Taux moyen maximum	Pourcentage maximal du temps associé à des pics d'activité	Temps effectif de la prise de données (jours)
Toutes les données	---	---	---	~ 245
<i>Copper</i>	20%	120 kHz	---	~ 185
<i>Silver</i>	20%	120 kHz	40%	~ 170
<i>Golden</i>	20%	120 kHz	20%	~ 130

Tableau 2 : Critères de qualité définissant les runs golden, silver et copper. Le temps effectif de prise de données pour chacune des classes est également spécifié.

B.1.1 Reconstruction des événements à 5 lignes

L'algorithme de reconstruction présenté dans le paragraphe A.2.4 a été appliqué au lot d'événements acquis avec le détecteur 5 lignes. Les premières analyses ont été essentiellement focalisées sur les données respectant le critère *golden*.

Chaque événement acquis peut être représenté sur un graphique comme celui de la Figure B.4. Les points encadrés en rouge marquent le temps t et la hauteur z par rapport au centre du détecteur des coups utilisés dans la reconstruction. En réalité, cet événement même a été détecté en 2006, sur une seule ligne, et reconstruit comme expliqué dans [50]. Ce graphique montre que la projection du cône Tcherenkov d'un muon sur un plan t - z donne une hyperbole, la courbe noire de la Figure B.4.

Souvent les muons descendants traversent le détecteur par paquets, engendrés par la même gerbe atmosphérique et conduisent à des événements bien plus complexes. La Figure B.5 présente un événement réel observé avec 5 lignes et qui est interprété comme le passage simultané de plusieurs muons descendants dans le détecteur.

Le taux d'événements reconstruits dans les données, de loin dominé par les muons descendants, ainsi que les distributions d'angle zénithal et azimutal, ont été comparés aux prédictions d'une production CORSIKA de muons atmosphériques (voir paragraphe A.2.3 et [69]). Dans cette simulation, les particules primaires produisant des gerbes atmosphériques ont été engendrées suivant le modèle de Horandel [70]. Les interactions dans l'atmosphère ont été traitées en utilisant le modèle hadronique QGSJET.01c [71].

La Figure B.6 et la Figure B.7 présentent les distributions en zénith et en azimut d'un lot d'événements obtenu avec le détecteur 5 lignes, après une coupure de qualité ($\Lambda > -6.5$, voir A.2.4.3) destinée à rejeter les traces les plus mal reconstruites. Ces distributions sont comparées avec celles obtenues par simulation. Avec ce choix de coupure et le modèle choisi, l'accord est bon aussi bien sur les formes des distributions que sur leur normalisation à 10% près. La coupure de qualité est justifiée par le fait que les traces ayant $\Lambda < -6.5$ sont affectées par de grandes incertitudes systématiques (voir dans la suite de ce paragraphe), mal simulées dans le Monte Carlo.

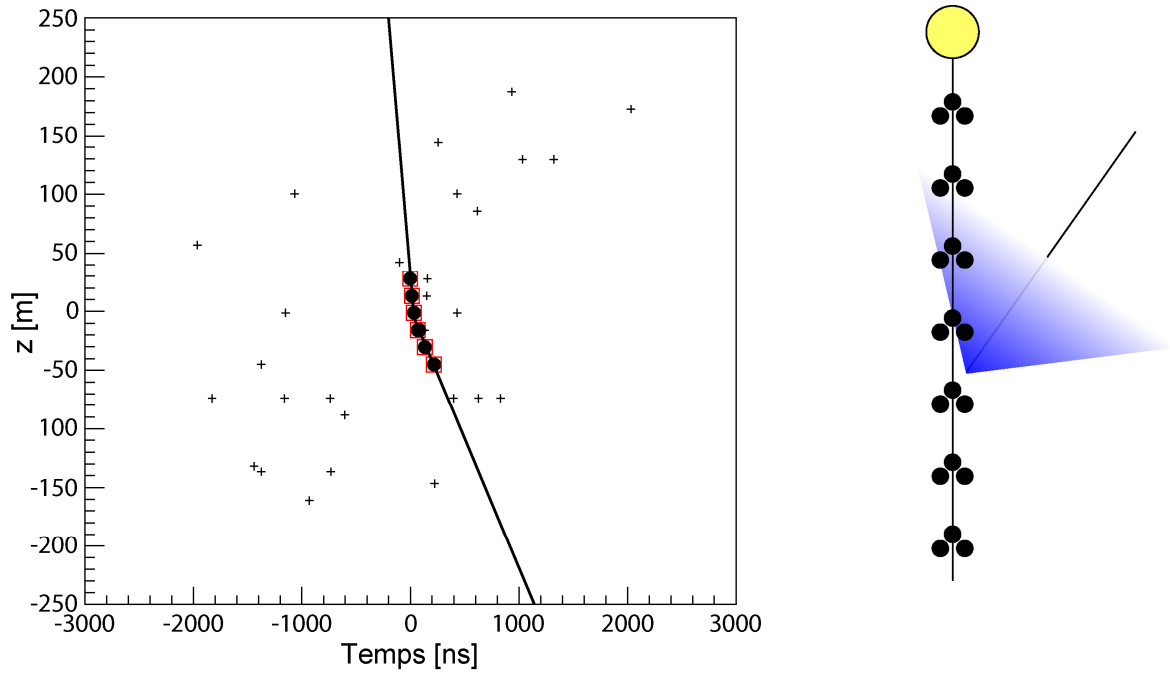


Figure B.4 : Représentation sur un plan t - z d'un événement de muon descendant sur une ligne. Les points noirs marquent les L1 identifiés par le système de déclenchement, tandis que les croix sont simplement des coups L0 ; le cadre rouge signale les coups utilisés dans la reconstruction de trace décrite dans [50]. L'origine des temps est fixée en correspondance du premier coup participant à la reconstruction ; la hauteur z est définie par rapport au centre du détecteur. La projection du cône Tcherenkov sur un plan t - z résulte en une hyperbole, qui est ajustée aux coordonnées des points encadrés et représentée par le trait noir continu.

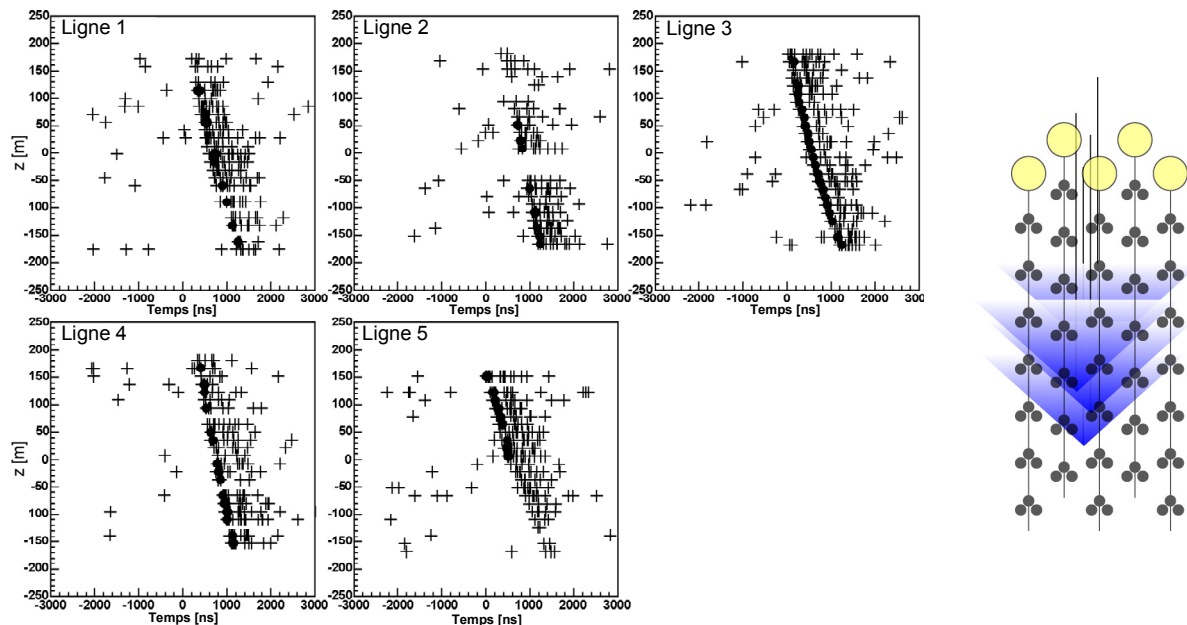


Figure B.5 : Représentation dans le plan temps-altitude d'un événement réel interprété comme le passage de plusieurs muons descendants traversant le détecteur [39]. Chaque vignette montre les coups enregistrés sur une des lignes. Voir la Figure B.4 pour l'explication des détails du graphique. L'effet d'alignement des coups sur plusieurs courbes séparées d'environ 200 ns est un artefact du temps mort de l'ARS (voir paragraphe A.2.2.1).

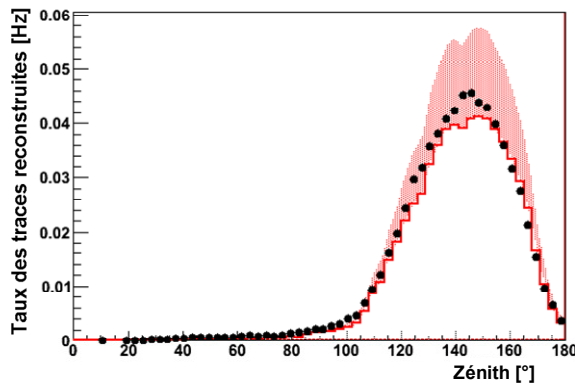


Figure B.6 : Distribution de l'angle zénithal des traces reconstruites dans les données (points noirs) et dans la simulation CORSIKA (trait rouge) [39]. Une bande d'erreur de +40% est rajoutée à la distribution Monte Carlo (voir dans le texte).

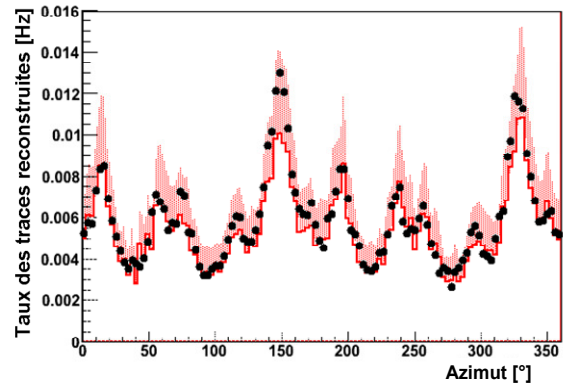


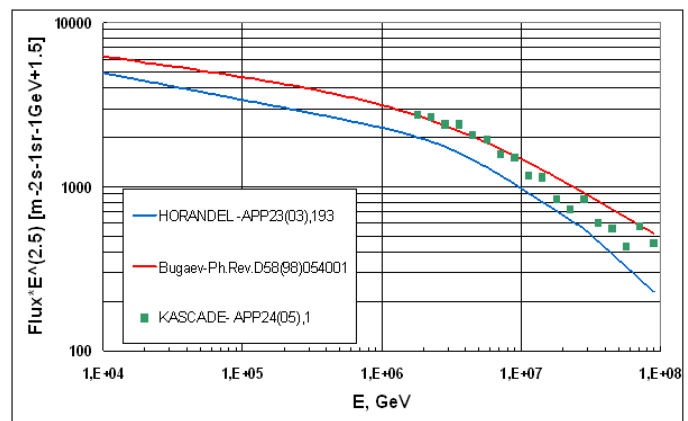
Figure B.7 : Distribution de l'angle azimutal des traces reconstruites [39]. Même convention que sur la Figure B.6.

Un intérêt de la simulation CORSIKA est de pouvoir changer le modèle décrivant le flux de particules primaires. Le flux paramétré par Horandel, en effet, semblerait mis en discussion par les données de l'expérience KASCADE [72] (Figure B.8), plutôt bien ajustée par le modèle de Bugaev [73]. L'utilisation de ce dernier dans CORSIKA produit une augmentation du nombre de traces reconstruites de 30%.

Le choix du modèle hadronique a également une influence sur la normalisation de la simulation. Au lieu de QGSJET.01c, la simulation MUPAGE (voir A.2.3) utilise la référence DPMJET [74], donnant cette fois encore une augmentation de 30% des traces reconstruites par rapport à la simulation CORSIKA (flux paramétré par Horandel et modèle hadronique QGSJET.01c).

Tenant compte du fait que le modèle de Horandel combiné à QGSJET.01c fournit le flux le moins intense, une bande d'erreur correspondant +40% a été rajoutée aux distributions issues de la simulation CORSIKA sur la Figure B.6 et Figure B.7. L'erreur statistique sur ces distributions est négligeable.

Figure B.8 : Comparaison entre le flux de rayons cosmiques mesuré par l'expérience KASCADE et la modèle théorique de Horandel et Bugaev.



D'autres incertitudes liées à la compréhension du détecteur et à la connaissance de l'environnement marin sont en cours d'évaluation. En particulier, une étude [75] de la réponse

angulaire du module optique (voir A.2.1.3) a permis d'évaluer une erreur systématique de $\pm 20\%$ sur le flux estimé de muons atmosphériques dans le détecteur. Nous tiendrons compte de ce résultat dans le paragraphe B.2.6.3, où nous discuterons en détails de l'influence de cette incertitude sur la mesure du flux de neutrinos.

La comparaison que nous venons de faire entre les événements de muon reconstruits dans les données et les simulations montre que la réponse du détecteur au signal physique est bien comprise, et que le bruit de fond des muons atmosphériques est correctement traité. Voilà qui va permettre de nous consacrer à la recherche d'un signal de neutrinos, objet du paragraphe suivant.

B.2 Mesure du taux de neutrinos atmosphériques

Nous présenterons ici une mesure du taux de neutrinos atmosphériques détectés par le télescope. Dans cette étude nous démontrerons notre capacité à sélectionner des traces montantes, en rejetant le fond de muons descendants. En outre, vérifier de la réponse du détecteur à un signal connu tel que les neutrinos atmosphériques est une étape préalable à la recherche de sources de neutrinos cosmiques.

L'analyse débute par des coupures sur des variables liées à la reconstruction de trace, permettant de rejeter une grande partie des muons atmosphériques détectés par le télescope, sans supprimer le signal de neutrinos. Elle se poursuit par l'utilisation d'un rapport de vraisemblance établi à partir de quatre variables qui discriminent le signal du fond restant des muons atmosphériques. L'accord entre données et simulation étant satisfaisant, l'analyse se termine par une coupure sur le rapport de vraisemblance et sur la variable Λ de qualité de reconstruction. Un lot de 185 traces de neutrino est ainsi obtenu, dont la contamination en muons atmosphériques est inférieure à 10%.

B.2.1 Échantillons de données utilisés

Nous utilisons les *silver runs* (voir B.1) pris de février à décembre 2007. Le temps effectif de la prise de données correspond à 164 jours.

Comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe B.1, le paramètre *highThreshold* au niveau du déclenchement a été fixé à 10 pe jusqu'au mois de mai, pour ensuite être baissé à 3 pe. Ce changement impliquant des efficacités de filtrage différentes, les deux lots de données de février à mai et de juin à décembre ont été analysés séparément. En outre, pour évaluer l'influence des conditions environnementales sur la mesure, le sous-ensemble de *golden runs* a été extrait des *silver runs* et analysé séparément.

Les données considérées dans l'analyse ont donc été divisées en quatre échantillons :

1. *golden runs* de la période de février à mai (*highThreshold*=10) ;
2. *golden runs* de la période de juin à décembre (*highThreshold*=3) ;
3. *silver runs, non golden* de la période de février à mai (*highThreshold*=10) ;
4. *silver runs, non golden* de la période de juin à décembre (*highThreshold*=3).

Le temps effectif de la prise de données correspondant à chacun des sous-ensembles est donné dans le Tableau 3.

	<i>Golden runs</i>	<i>Silver runs, non golden</i>
Février-mai (<i>highThreshold</i> =10)	38,6 jours Échantillon de référence	10,4 jours
Juin-décembre (<i>highThreshold</i> =3)	87,2 jours	28,3 jours

Tableau 3 : Temps effectif de l'acquisition pour chacun des quatre échantillons de données considérés dans l'analyse.

A chaque étape d'analyse les traces reconstruites dans les données sont comparés aux traces simulées. La collaboration ANTARES s'est donc dotée de plusieurs simulations de muons atmosphériques et neutrinos atmosphériques reproduisant différentes conditions d'acquisition, dont notamment le paramétrage du déclenchement et le taux du bruit de fond optique.

Concernant les muons atmosphériques, nous utiliserons deux simulations MUPAGE (voir A.2.3), correspondant à un temps effectif de prise de données de 60 jours.

- La première production a été tournée avec le paramètre *highThreshold* fixé à 10 photoélectrons et une simulation du bruit de fond optique extraite d'un *golden run* du mois de février (voir A.2.3). Elle sera donc utilisée pour l'analyse des *golden runs* de la période février-mai.
- La deuxième utilise un *highThreshold* fixé à 3 photoélectrons et une simulation du bruit de fond optique issue d'un *golden run* du mois de juillet. Elle sera utilisée pour l'analyse des *golden runs* de la période juin-décembre.

Pour la simulation du signal de neutrinos atmosphériques, deux productions Monte Carlo à grande échelle (c'est-à-dire équivalent à plusieurs années de prise de données) sont disponibles : elles reproduisent les choix du *highThreshold* et du bruit de fond optique des deux simulations MUPAGE. Un poids est appliqué aux événements simulés (voir A.2.3), afin d'obtenir le spectre en énergie du modèle de Bartol [21]. L'accord entre le flux de neutrinos atmosphériques ainsi paramétré et celui prédit par d'autres modèles est de l'ordre de 20% (Figure B.9).

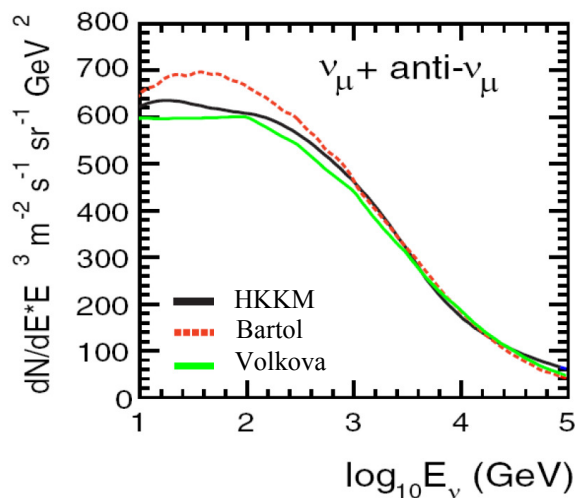


Figure B.9 : Comparaison des flux de neutrinos et antineutrinos atmosphériques muoniques prédits par plusieurs modèles [21]. L'accord entre les courbes est de l'ordre de 20%.

B.2.2 Analyse de l'échantillon de référence

Pour l'illustration de la démarche suivie dans l'analyse, nous avons choisi un échantillon de référence correspondant aux *golden runs* pris de février à mai 2007, avec *highThreshold* fixé à 10 pe. Le Tableau 4 résume le nombre de traces obtenues pour diverses conditions, avant coupures de qualité, pour les données et les simulations. En particulier, nous identifions comme événements montants ceux dont l'angle θ entre la trace et l'axe vertical est inférieur à 90° (voir Figure A.19). La comparaison est effectuée en normalisant le nombre d'événements détectés et de ceux simulés à 1 jour de temps effectif d'acquisition. L'enjeu de l'analyse consiste à identifier les événements de neutrinos parmi les muons atmosphériques, la diffé-

rence entre le nombre d'événements reconstruits dans les deux cas étant de quatre ordres de grandeurs.

Nombre d'événements	Données	Simulation	
		μ atmosphériques	ν atmosphériques
passant le déclenchement	$6,9 \cdot 10^4$	$14,2 \cdot 10^4$	4,5
reconstruits	$6,6 \cdot 10^4$	$13,6 \cdot 10^4$	4,3
reconstruits montant ($\theta < 90^\circ$)	3709	2955	4,2

Tableau 4 : Nombre d'événements par jour dans l'échantillon de référence après différentes sélections, pour les données et les simulations.

Le nombre total d'événements reconstruits est d'environ un facteur 2 inférieur à celui des événements simulés. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe B.1.1, la mesure du flux de muons descendants est affectée par de grandes incertitudes théoriques et systématiques. Parmi ces dernières, la plus importante provient de la connaissance de la réponse angulaire des modules optiques loin de leur axe. En effet, puisque les modules sont orientés vers le bas, à 45° de la verticale, la lumière issue des muons descendants n'est vue que par la frontière de la photocathode du photomultiplicateur, soit la partie dont la réponse est la plus difficile à caractériser [76]. Cette incertitude joue un rôle bien moins important pour les traces montantes, comme nous le verrons dans le paragraphe B.2.6.3.

Afin d'identifier les traces de neutrinos dans les données, nous avons appliqué la méthode de sélection illustrée dans A.2.4.3 : tenant compte des seules traces montantes, une coupure sur la variable Λ de qualité de reconstruction a été étudiée avec les distributions sur la Figure B.10. Nous souhaitons obtenir un lot de neutrinos ayant une pureté d'au moins 90% ; autrement dit, dans ce lot le nombre de muons descendants mal reconstruits comme des traces montantes doit être inférieur à 10% du nombre total d'événements.

Ce niveau de pureté peut être obtenu avec la coupure $\Lambda > -4,4$, donnant 0,54 par jour dans la simulation et correspondant à une efficacité de sélection de 12% par rapport au total des traces de neutrinos reconstruites (Tableau 4). Le nombre total d'événements extraits des données est, quant à lui, de 0,21 par jour.

La coupure en Λ que nous venons d'illustrer représente la méthode traditionnellement utilisée dans ANTARES pour la sélection des événements de neutrino. Sa faible efficacité et le désaccord entre les taux obtenus pour la simulation et les données motivent l'étude d'une méthode de sélection plus performante, produisant également un meilleur accord données-simulation.

B.2.2.1 Étude de coupures préliminaires

Avant de définir de nouvelles coupures permettant d'obtenir une pureté de 90% sur les traces montantes, quelques coupures préliminaires sur des variables liées à la reconstruction ont été étudiées.

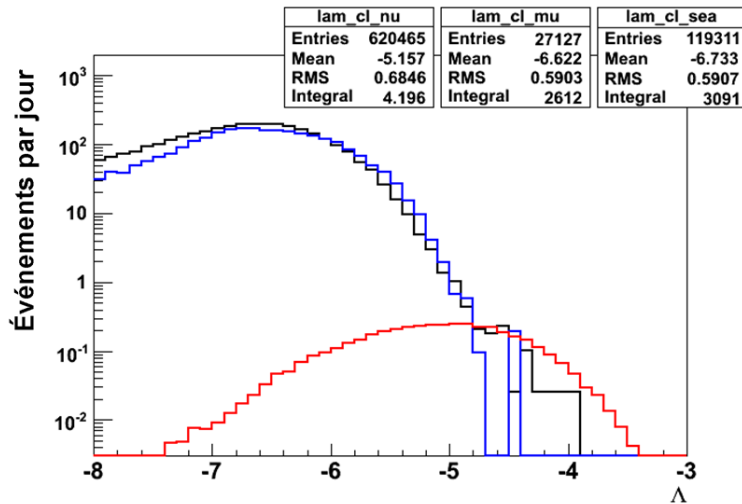


Figure B.10 : Distributions en Λ pour les événements montants ($\theta < 90^\circ$) reconstruits dans les données (trait noir), dans la simulation de muons atmosphériques (trait bleu) et de neutrinos atmosphériques (trait rouge). Les distributions sont normalisées à 1 jour de temps effectif.

Le but est de restreindre *a priori* l'analyse à un lot d'événements reconstruits avec une meilleure qualité et en accord « raisonnable » avec les simulations. En outre, en étudiant les distributions de ces variables, certaines régions peuplées par le fond de muons atmosphériques et très marginalement par le signal peuvent être rejetées.

La première coupure choisie sélectionne les traces ayant un angle zénithal inférieur à environ 96° ($\cos\theta > -0,1$, voir Figure A.19). La région exclue est largement dominée par les muons atmosphériques.

Il est ensuite demandé que le pré-ajustement par approximation de trace moyenne – calculé lors de la première étape de l'algorithme de reconstruction (voir A.2.4.1) – soit effectué avec des coups appartenant à plusieurs lignes du détecteur. En effet, dans le cas contraire, cette première étape conduirait à une solution confondue avec la ligne touchée elle-même (Figure B.11), ce qui ne permet pas d'obtenir de bons résultats aux étapes suivantes de la reconstruction comme le montre la Figure B.12. Ces événements, qui représentent environ 20% du signal de neutrinos atmosphériques reconstruit doivent être traités par une stratégie de reconstruction dédiée, qui n'est pas développée dans cette thèse.

La troisième coupure, $\Lambda > -6,5$, est choisie pour rejeter une région d'événements mal reconstruits et dominée par les muons atmosphériques (Figure B.10).

L'effet de ces trois coupures sur nos échantillons est résumé dans le Tableau 5 : 2% des événements reconstruits dans les données sont sélectionnés ; concernant les simulations, 99% des muons atmosphériques sont rejetés, au prix de 77% de signal de neutrino retenu. L'accord entre le taux d'événements mesuré et attendu est de l'ordre de 7%.

A ce niveau, le fond de muons atmosphériques reconstruits montants est encore environ 500 fois supérieur au signal recherché. D'autres coupures sont donc nécessaires.

Une coupure sélectionnant des angles zénithaux issus du pré-ajustement inférieurs à 100° permet de rejeter environ 40% des muons atmosphériques montants (Figure B.15).

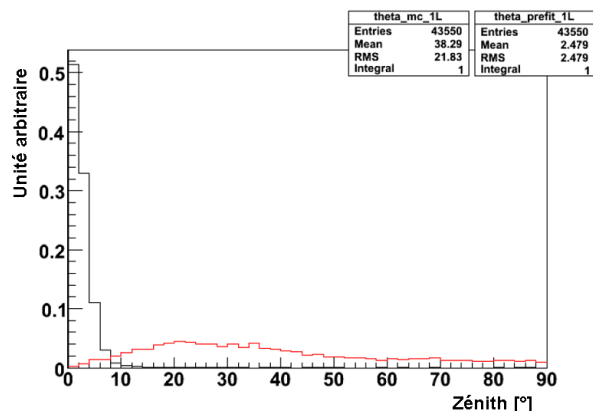


Figure B.11 : Distributions de l'angle zénithal de la trace au niveau du pré-ajustement (courbe noire) et de la direction vraie (courbe rouge), pour une simulation de muons montants ayant le pré-ajustement calculé sur une seule ligne.

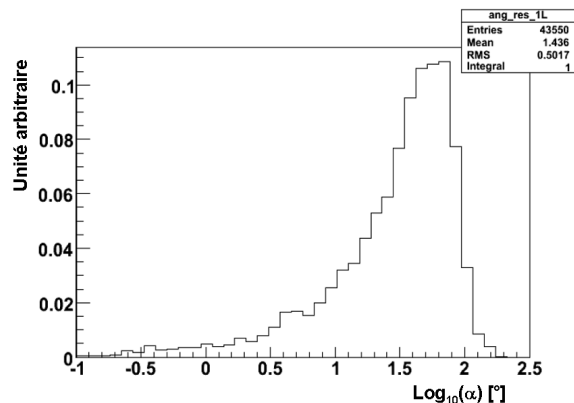


Figure B.12 : Écart angulaire (α) de la trace en fin de reconstruction pour les événements réels dont la distribution d'angle zénithal est montrée sur la Figure B.11. Ces événements ne sont pas correctement reconstruits par l'algorithme utilisé dans cette thèse et sont donc rejetés avant analyse.

	Données	Simulation	
		μ atmosphériques	ν atmosphériques
Événements reconstruits	$6,6 \cdot 10^4$ [100 %]	$13,6 \cdot 10^4$ [100 %]	4,30 [100 %]
$\cos(\theta) > -0,1$	4316 [7 %]	3697 [3 %]	4,25 [99 %]
Nombre de lignes au pré-ajustement > 1	4016 [6 %]	3411 [3 %]	3,43 [80 %]
$\Lambda > -6,5$	1383 [2 %]	1439 [1 %]	3,32 [77 %]

Tableau 5 : Effet des coupures préliminaires – effectuées dans l'ordre présenté dans le tableau – sur le nombre d'événements sélectionnés par jour dans l'échantillon de référence. Entre crochet le pourcentage par rapport au lot initial.

La Figure B.16 montre la distribution du cosinus de l'angle zénithal des traces reconstruites, pour les données, la simulation de muons atmosphériques et celle de neutrinos atmosphériques dont le flux a été multiplié par un facteur 500. Un désaccord sur la normalisation et la pente des courbes des données et des muons atmosphériques est visible dans la région des angles horizontaux ; pour cette raison, nous avons choisi la coupure cosinus du zénith supérieur à 0,1. Nous rejetons ainsi 3% du signal de neutrinos par rapport à une coupure cosinus du zénith supérieur à zéro, sélectionnant la totalité des traces montantes.

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe A.2.4.3, quand une seule partie du cône Tcherenkov est visible par le détecteur, certains muons descendants peuvent être reconstruits comme des traces montantes (voir Figure A.61). Soit par exemple la trace étiquetée par 1 sur la Figure B.13 la vraie direction d'un muon descendant, qui est reconstruit comme la trace montante étiquetée par 2.

Une variable δ est définie comme la distance parcourue par le dernier photon en temps filtré au niveau du déclenchement. Nous rappelons que les coups filtrés au déclenchement ont une probabilité d'environ 90% d'être issus du muon (voir A.2.2.1).

Dans l'exemple sur la Figure B.13, soit le dernier coup en temps celui détecté au point C : δ vaut \vec{AC} pour la vraie trace, tandis que pour la trace mal reconstruite δ vaut $\vec{BC} > \vec{AC}$. À un niveau purement qualitatif, la distance parcourue par le dernier photon peut donc contribuer à la discrimination des traces bien reconstruites des mauvaises.

En effet, comme nous pouvons voir sur la Figure B.14, une corrélation existe entre δ et l'écart angulaire de la trace reconstruite à la vraie. Une coupure sur δ permet de rejeter un lot de traces ayant un grand écart et donc une partie des muons descendants reconstruits comme montants.

Pour mettre en évidence la capacité discriminante de δ , la transformation $\ln(\delta+1)$ a été effectuée (Figure B.17). La coupure $\ln(\delta+1) < 6$ a enfin été fixée.

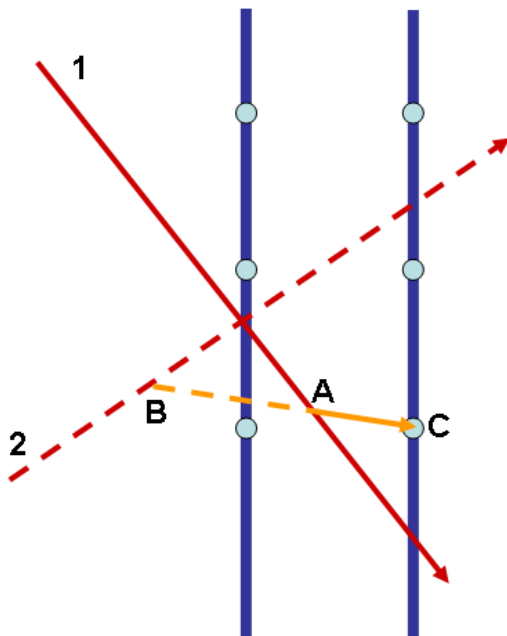


Figure B.13 : Schéma illustrant l'utilité de la variable δ . La trace étiquetée par 1 représente la direction vraie du muon, qui est mal reconstruite comme trace 2. Soit le dernier coup en temps passant le trigger celui détecté au point C : pour la vraie trace δ vaut \vec{AC} , tandis que pour la trace mal reconstruite δ vaut $\vec{BC} > \vec{AC}$.

Il est raisonnable de penser que pour être bien reconstruite, une trace doit être bien visible par le détecteur ; c'est-à-dire passer suffisamment proche du cœur du réseau de modules optiques. Cette condition est liée à la position du point d'intersection entre la trace et le plan perpendiculaire à la trace passant par le centre du détecteur : si ce point P est loin du volume délimité par les lignes du télescope, la lumière détectée sera trop faible pour permettre une bonne reconstruction.

En raison de la forte asymétrie du détecteur 5 lignes (bien plus haut que large), en utilisant un système de repères qui a son origine au fond de la mer et l'axe \hat{z} orienté vers le haut, la seule coordonnée z du point P s'est révélée utile à discriminer les traces bien reconstruites des mauvaises. Après la transformation⁹ $\ln(\text{abs}(z-250)+1)$ et sur la base des distributions sur la Figure B.18, nous avons choisi la coupure $\ln(\text{abs}(z-250)+1) < 5,1$.

⁹ L'unité de mesure utilisée dans le système de repères choisi est le mètre. Le centre du détecteur se trouve à $z = 250$ m.

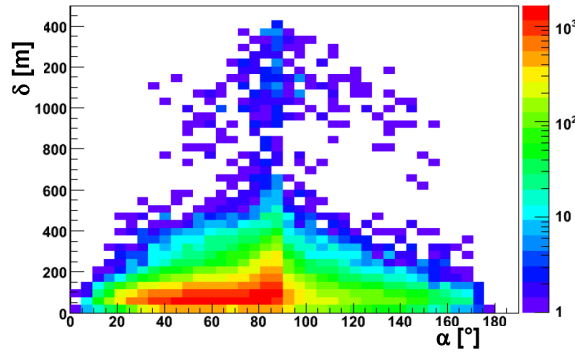


Figure B.14 : Corrélation entre δ et l'écart angulaire α entre les traces reconstruites et les vraies, pour la simulation de muons atmosphériques après les coupures du Tableau 5.

	Données	Simulation	
		μ atmosphériques	ν atmosphériques
Événements reconstruits	$6,6 \cdot 10^4$ [100 %]	$13,6 \cdot 10^4$ [100 %]	4,30 [100 %]
Toutes coupures du Tableau 5	1383 [2 %]	1439 [1 %]	3,32 [77 %]
Coupures du Tableau 5 + zénith du pré-ajustement $< 100^\circ$	906 [1,4 %]	852 [0,6 %]	3,29 [77 %]
Coupures du Tableau 5 + $\cos(\theta) > 0,1$	829 [1,3 %]	781 [0,6 %]	3,14 [73 %]
Coupures du Tableau 5 + $\ln(\delta+1) < 6$	1343 [2,0 %]	1417 [1,0 %]	3,32 [77 %]
Coupures du Tableau 5 + $\ln(\text{abs}(z-250)+1) < 5,1$	1167 [1,8 %]	1309 [1,0 %]	3,28 [76 %]
Toutes coupures préliminaires	560 [0,8 %]	513 [0,4 %]	3,10 [72 %]

Tableau 6 : Effet de toutes les coupures préliminaires sur le nombre d'événements sélectionnés par jour dans l'échantillon de référence et dans les simulations correspondantes.

En résumé, en plus des sélections illustrées dans le Tableau 5, nous avons étudié des coupures sur le zénith du pré-ajustement, sur le cosinus de l'angle zénithal en fin de reconstruction, sur la distance parcourue par le dernier photon en temps (variable δ) et sur la distance de la trace du centre du détecteur (variable z). Les quatre variables n'étant que peu corrélées, il a été vérifié que les valeurs des coupures choisies ne dépendent pas de leur ordre d'application.

L'effet de toutes les coupures préliminaires est donné dans le Tableau 6 : 0,8% des traces reconstruites dans les données sont sélectionnés ; quant aux simulations, 99,7% des muons atmosphériques sont rejetés, au prix de 72% de signal de neutrino retenu. L'accord entre le taux d'événements mesuré et attendu est de l'ordre de 22%.

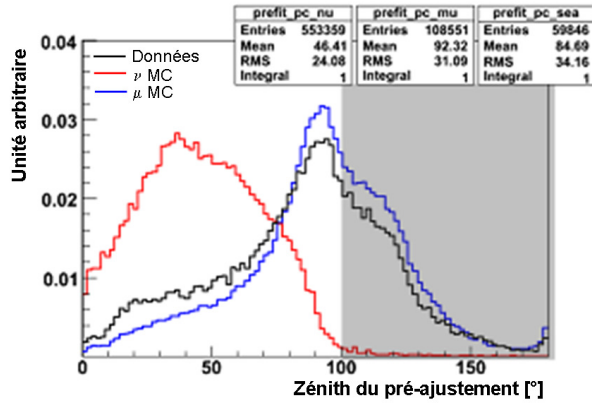


Figure B.15 : Distribution de l'angle zénithal des traces du pré-ajustement, après les coupures du Tableau 5. Les courbes sont normalisées à l'unité.

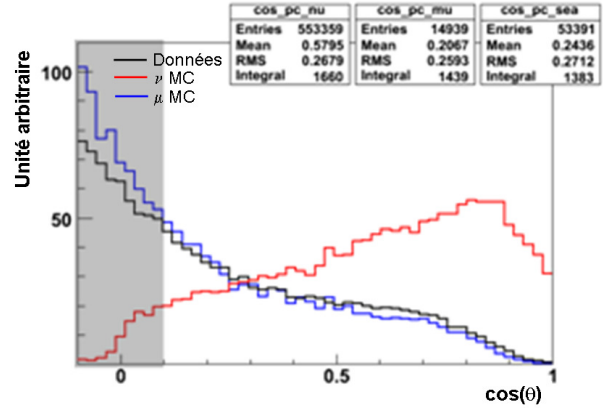


Figure B.16 : Distribution du cosinus de l'angle zénithal θ des traces, après les coupures du Tableau 5.

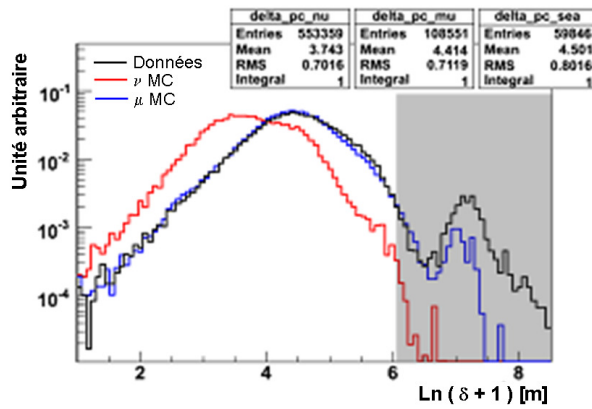


Figure B.17 : Distribution de $\ln(\delta+1)$ après les coupures du Tableau 5. Les courbes sont normalisées à l'unité.

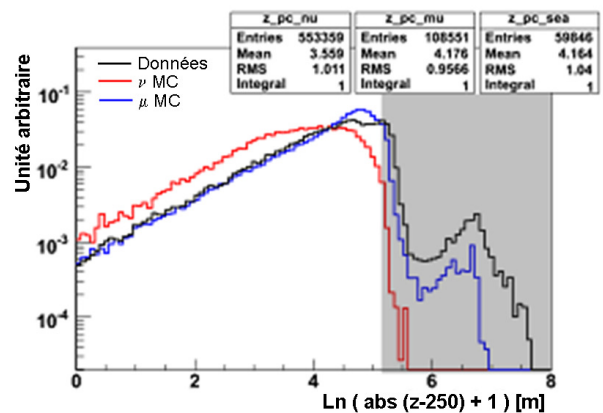


Figure B.18 : Distribution de $\ln(\text{abs}(z-250)+1)$ après les coupures du Tableau 5. Les courbes sont normalisées à l'unité.

B.2.2.2 Rapport de vraisemblance

L'étude de coupures préliminaires a permis de réduire d'environ trois ordres de grandeur le nombre de muons atmosphériques reconstruits et de sélectionner un lot de données en accord « raisonnable » avec la simulation, compte tenu de l'incertitude de 30% sur le flux absolu simulé (voir B.1.1). Ensuite, pour extraire le signal de neutrinos, nous avons choisi d'effectuer une analyse par rapport de vraisemblance.

Cette méthode permet de séparer un signal physique du bruit de fond, dans un lot d'événements donné. Deux fonctions densité de probabilité (pdf) sont définies : une pour le signal et une pour le bruit, soit respectivement :

$$(19) \quad s(\vec{x}) = \prod_i s_i(x_i), \quad b(\vec{x}) = \prod_i b_i(x_i).$$

Les x_i représentent des variables choisies pour discriminer le signal du bruit, si possible indépendantes.

Le rapport de vraisemblance est défini par

$$(20) \quad L(\vec{x}) = \frac{s(\vec{x})}{b(\vec{x})}.$$

Ce rapport peut être calculé pour un lot d'événements de signal et de bruit, ce qui permet d'obtenir les distributions notées $S(L(\vec{x}))$ et $B(L(\vec{x}))$ respectivement.

Les distributions correspondantes au signal – $S(L(\vec{x}))$ et $s(\vec{x})$ – et au fond – $B(L(\vec{x}))$ et $b(\vec{x})$ – vérifient les équations suivantes, par la règle du changement de variable :

$$\begin{aligned} S(L(\vec{x})) \cdot dL(\vec{x}) &= s(\vec{x}) \cdot d\vec{x}, \\ B(L(\vec{x})) \cdot dL(\vec{x}) &= b(\vec{x}) \cdot d\vec{x}. \end{aligned}$$

Nous en déduisons l'équation :

$$(21) \quad S(L(\vec{x})) = L(\vec{x}) \cdot B(L(\vec{x})).$$

Cette relation est vérifiée dans le cas où les variables x_i sont totalement non corrélées. Elle représente donc un critère de contrôle, permettant d'évaluer a posteriori l'efficacité du choix des variables discriminantes.

Les équations suivantes sont aussi valides :

$$\int S(L(\vec{x})) \cdot dL(\vec{x}) = \int s(\vec{x}) \cdot d\vec{x} = 1,$$

c'est-à-dire, en utilisant l'équation (21) :

$$\int L(\vec{x}) \cdot B(L(\vec{x})) \cdot dL(\vec{x}) = 1,$$

soit au final :

$$(22) \quad \langle B(L(\vec{x})) \rangle = 1.$$

La valeur moyenne de la distribution du rapport de vraisemblance obtenue avec l'échantillon de bruit de fond doit donc être égale à 1. Les relations en équation (21) et (22) seront vérifiées au moment d'appliquer la méthode du rapport de vraisemblance à nos échantillons simulés.

Il est utile d'exprimer le rapport de vraisemblance sous la forme suivante :

$$(23) \quad y(\vec{x}) = \frac{s(\vec{x})}{s(\vec{x}) + b(\vec{x})} = \frac{1}{1 + \frac{1}{L(\vec{x})}}.$$

En effet, la variable y a l'avantage d'être bornée entre 0 et 1 :

$$L(\vec{x}) \rightarrow 0 \Rightarrow y \rightarrow 0, \quad L(\vec{x}) \rightarrow \infty \Rightarrow y \rightarrow 1.$$

Dans un lot de données, les événements de bruit de fond ont en moyenne un rapport de vraisemblance petit et donc des valeurs de y proches de 0. Au contraire, les événements de signal ont tendance à s'accumuler vers 1. Une coupure en y sépare donc le signal du bruit, permettant de contrôler le niveau de contamination et de quantifier l'efficacité de sélection du signal, comme nous verrons en détails dans la suite.

Après avoir appliqué les coupures préliminaires décrites dans le paragraphe B.2.2.1 nous présentons ici les variables sélectionnées pour discriminer le signal du bruit de fond. Une partie seulement des productions Monte Carlo, correspondant à 10% de la statistique totale, a été utilisée pour sélectionner quatre variables en raison de leur capacité de discrimination et de l'accord « raisonnable » existant entre simulations et données (nous traiterons dans la suite l'effet des différences existantes à ce niveau de l'analyse entre données et simulations sur le résultat final). Comme à ce stade nous n'avons appliqué que des coupures préliminaires, les données sont encore dominées par le fond descendant et donc leur comportement devrait reproduire celui des muons atmosphériques simulés.

Nous allons donc présenter les distributions de ces variables pour le signal et le bruit, que nous choisissons bornées et non nulles à l'intérieur de ces bornes, et qui seront utilisées – une fois normés à l'unité – comme densités de probabilité dans le calcul du rapport de vraisemblance.

La première variable, déjà introduite au paragraphe B.2.2.1, est le zénith de la trace issue du pré-ajustement. Sa distribution pour le signal de neutrinos atmosphériques et le bruit des muons atmosphériques est présentée sur la Figure B.21, et comparée à la distribution obtenue pour les données.

La variable δ également introduite au paragraphe B.2.2.1 est aussi retenue pour sa capacité discriminante. Nous l'utiliserons après avoir appliqué la transformation $\ln(\delta+1)$, qui permet d'étaler les distributions correspondant au signal et au bruit, gardant une statistique non nulle pour toute valeur de l'intervalle considéré (Figure B.22).

La Figure B.19 montre les distributions normalisées à 1 des résidus des coups utilisés dans la reconstruction de trace entre -4 ns et 40 ns. En deçà de cet intervalle les résidus sont dominés par des coups dus au bruit de fond optique (voir A.2.4.1). Au-delà la numérisation des coups détectés sur un module optique est traitée par le deuxième ARS (voir A.2.2.1). La simulation de cette propriété des dispositifs électroniques étant encore préliminaire, nous avons préféré éviter une source possible de désaccord données-simulation et nous avons limité l'intervalle à 40 ns.

Comme nous pouvons le constater sur la Figure B.19, la queue de distribution due à la lumière diffusée est plus importante pour les muons atmosphériques que pour le signal. La Figure B.20 présente ces mêmes distributions une fois intégrées. La séparation entre signal et bruit est optimale vers une valeur de 3 ns.

Sur la base de cette observation, ayant défini I comme l'ensemble des coups avec résidus dans [-4 ns, 40 ns] et J comme celui avec résidus dans [-4 ns, 3 ns], une nouvelle variable ρ a été ainsi définie :

$$\rho = \sum_1^j 1 / \sum_1^i 1$$

avec $j = \dim J$ et $i = \dim I$. La distribution de ρ pour le signal et le bruit est présentée sur la Figure B.23.

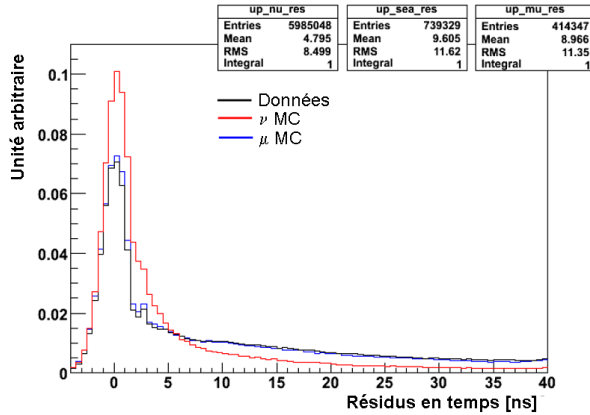


Figure B.19 : Distribution des résidus en temps après les coupures du Tableau 6, pour les données (trait noir), la simulation de muons atmosphériques (trait bleu) et celle de neutrinos (trait rouge). Les courbes sont normalisées à 1.

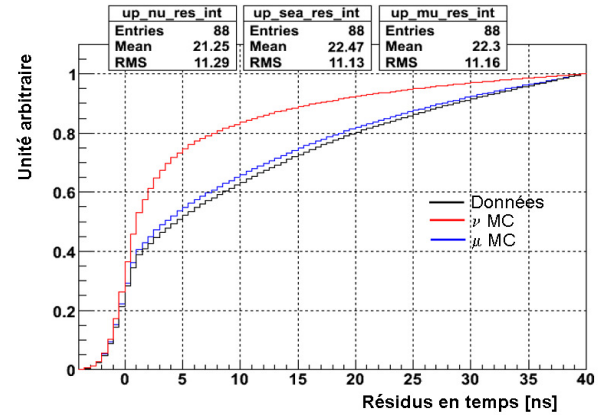


Figure B.20 : Intégrales des distributions sur la Figure B.19.

D'autres considérations qualitatives concernant la propagation des muons dans le détecteur ont conduit à la définition d'une quatrième variable discriminante.

La reconstruction de trace est fondée sur le modèle d'émission de lumière Tcherenkov. Pour garantir une bonne résolution, il faut que le cône Tcherenkov soit échantillonné avec un nombre de modules optiques allumés le plus grand possible. Si par exemple, suite à un bremsstrahlung, le dépôt de lumière se faisait principalement à proximité d'un étage et avec peu de photons Tcherenkov globalement détectés, l'émission dévierait des hypothèses de l'algorithme de reconstruction et conduirait à un mauvais ajustement de trace. Dans le cas idéal, les coups de photons sont distribués uniformément dans la fenêtre temporelle correspondant au passage du muon dans le détecteur ; la charge totale des photons détectés est également partagée par un grand nombre de modules optiques.

Ces considérations qualitatives étant données, nous avons défini la variable η :

$$\eta = \frac{A_{TOT}}{N_{OM} \cdot \Delta_{trig}},$$

où A_{TOT} représente la charge totale calculée avec les coups participant à la reconstruction, N_{OM} le nombre de modules allumés, Δ_{trig} la différence en temps entre le dernier et le premier coup filtré par le système de déclenchement. Compte tenu que les coups Tcherenkov s'accumulent à de petits résidus en temps (tel est le principe qui a permis de définir la variable ρ), pour améliorer la capacité discriminante de η , le nombre de modules allumés est compté parmi ceux qui donnent des résidus dans $[-4\text{ns}, 40\text{ ns}]$. La variable η est une sorte de charge par module par unité de temps.

Dans le cas d'un événement bien reconstruit, η est sensé prendre de petites valeurs, en raison d'un nombre de modules allumés et d'une fenêtre de détection Δ_{trig} suffisamment grands. La distribution de $\ln(\eta)$ pour le signal et le bruit est montrée sur la Figure B.24.

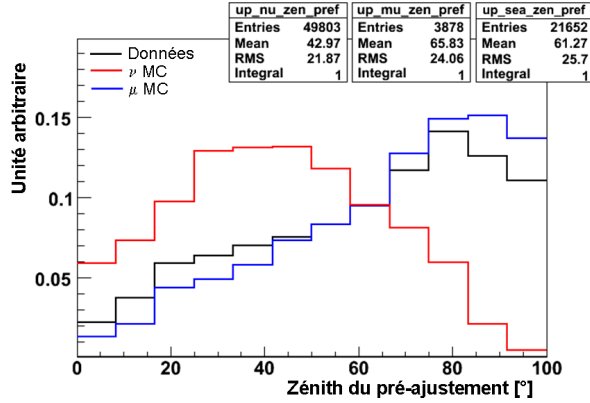
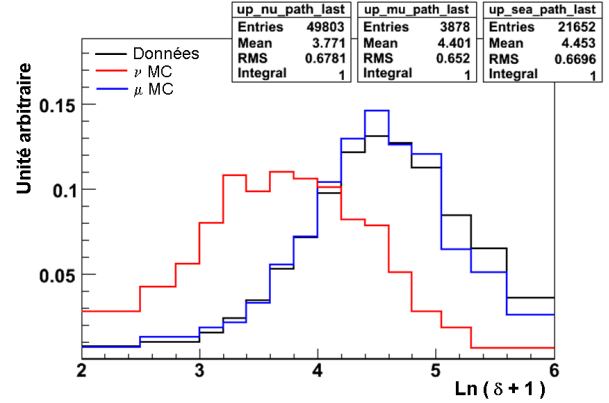
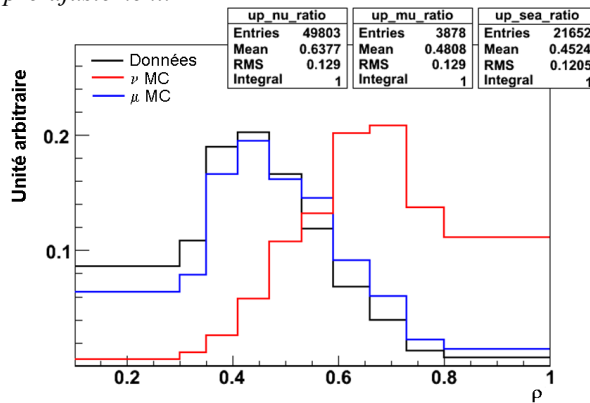
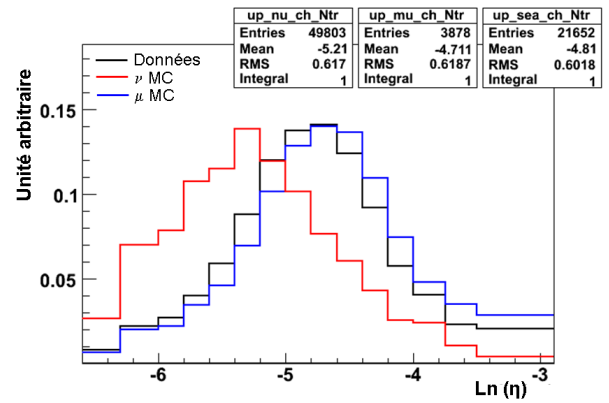


Figure B.21 : Distribution de l'angle zénithal issu du pré-ajustement.

Figure B.22 : Distribution de $\ln(\delta+1)$.Figure B.23 : Distribution de la variable ρ .Figure B.24 : Distribution de $\ln(\eta)$.

En résumé, quatre variables discriminant le signal du bruit ont été sélectionnées :

- le zénith de la trace après le pré-ajustement ;
- la variable δ , distance parcourue par le dernier photon en temps ;
- la variable ρ , fraction de coups ayant de petits résidus en temps ;
- la variable η , charge par module par unité de temps.

Sur les Figure B.21, Figure B.22, Figure B.23 et Figure B.24, les courbes correspondantes aux données (dominées par le fond) et à la simulation de muons atmosphériques apparaissent en accord raisonnable ; l'effet des déviations sera vérifié dans le paragraphe B.2.5.

Les distributions issues des simulations de neutrinos et de muons atmosphériques présentées dans les mêmes figures seront utilisées comme densités de probabilité du signal et du bruit respectivement, afin de calculer le rapport de vraisemblance.

B.2.2.3 Calcul du rapport de vraisemblance

Les propriétés des quatre variables discriminantes identifiées plus haut ont été étudiées avec 10% des événements de chacune des productions Monte Carlo. Pour éviter un biais statistique, les densités de probabilité obtenues ont alors été appliquées au calcul du rapport de vraisemblance pour les 90% restant.

Corrélations dans le Monte Carlo des neutrinos atmosphériques.

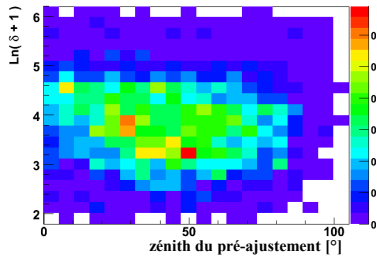


Figure B.25 : Distribution du zénith du pré-ajustement et de δ .

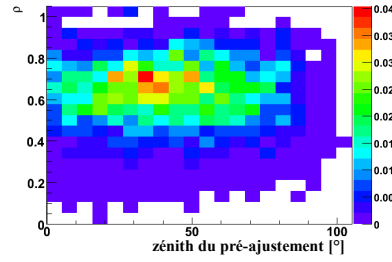


Figure B.26 : Distribution du zénith du pré-ajustement et de ρ .

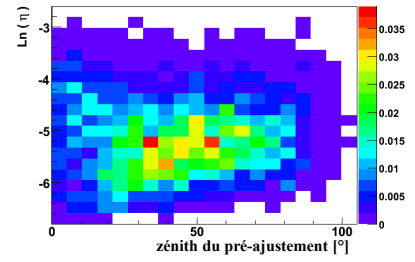


Figure B.27 : Distribution du zénith du pré-ajustement et de η .

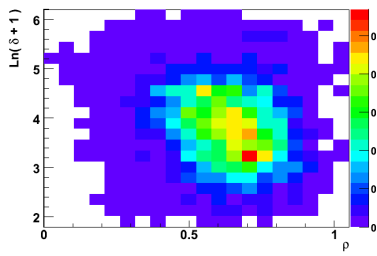


Figure B.28 : Distribution de ρ et de δ .

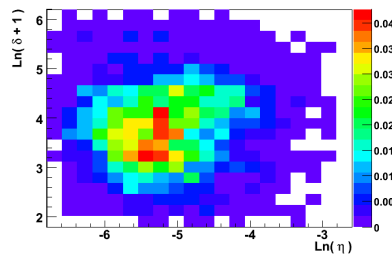


Figure B.29 : Distribution de η et de δ .

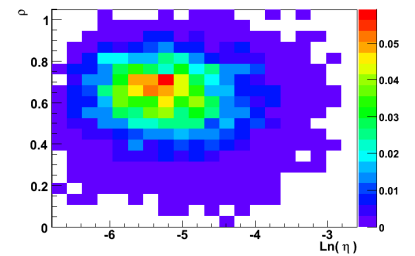


Figure B.30 : Distribution de η et de ρ .

Corrélations dans le Monte Carlo des muons atmosphériques.

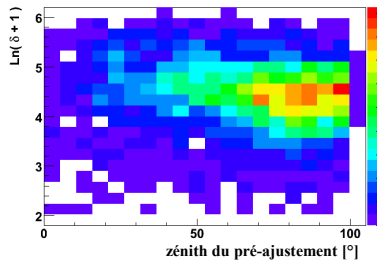


Figure B.31 : Distribution du zénith du pré-ajustement et de δ .

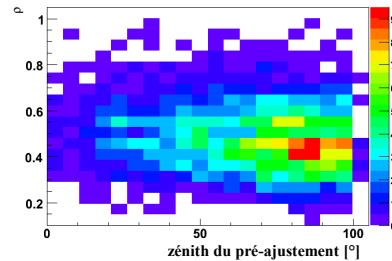


Figure B.32 : Distribution du zénith du pré-ajustement et de ρ .

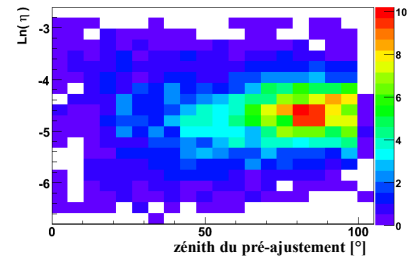


Figure B.33 : Distribution du zénith du pré-ajustement et de η .

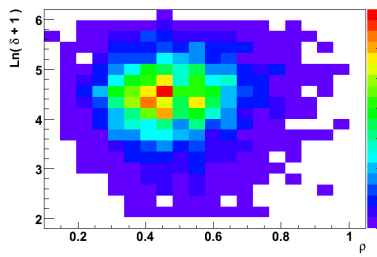


Figure B.34 : Distribution de δ et de ρ .

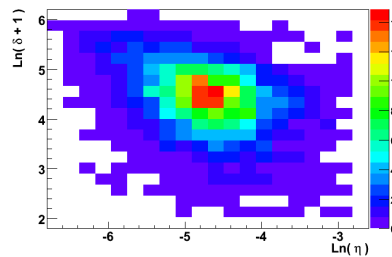


Figure B.35 : Distribution de δ et de η .

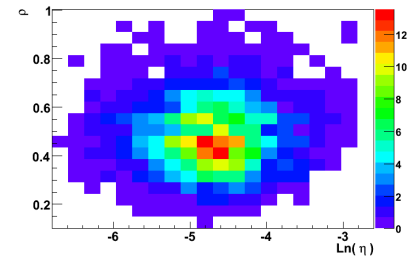


Figure B.36 : Distribution de ρ et de η .

Les éventuelles corrélations entre les variables discriminantes ont d'abord été investiguées qualitativement, utilisant les graphiques montrés de la Figure B.25 à la Figure B.30 (production de neutrinos atmosphériques) et de la Figure B.31 à la Figure B.36 (production de muons atmosphériques). Des faibles corrélations sont visibles, par exemple sur la Figure B.28 et la Figure B.35.

Le rapport de vraisemblance a été calculé comme expliqué dans le paragraphe B.2.2.2. La distribution de la variable y définie en équation (23) est montrée sur la Figure B.37 et la Figure B.38, pour la simulation du signal, celle du bruit et les données.

Ces distributions ont été normalisées au temps de la prise de données – soit 38,6 jours de temps effectif – sauf la courbe des neutrinos, normalisée à 3860 jours (un facteur 100 par rapport aux muons atmosphériques, pour avoir le signal et le bruit comparables sur la même figure). Nous remarquons que le comportement des données (encore dominées par le bruit) est bien en accord avec la simulation des muons atmosphériques ; en outre, la distribution du signal est piquée dans la région $y = 1$ comme attendu.

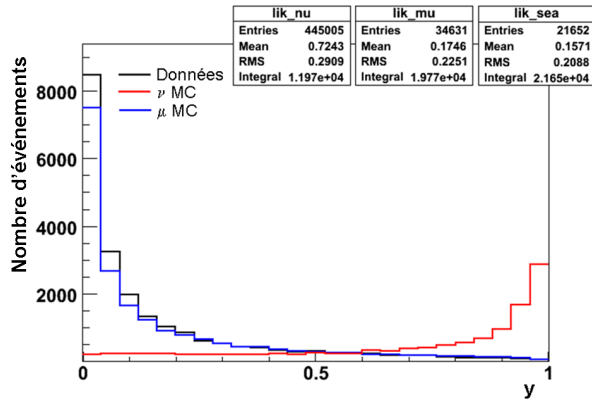


Figure B.37 : Distribution de la variable y normalisée à 38,6 jours de temps équivalent. La contribution des neutrinos a été multipliée par 100.

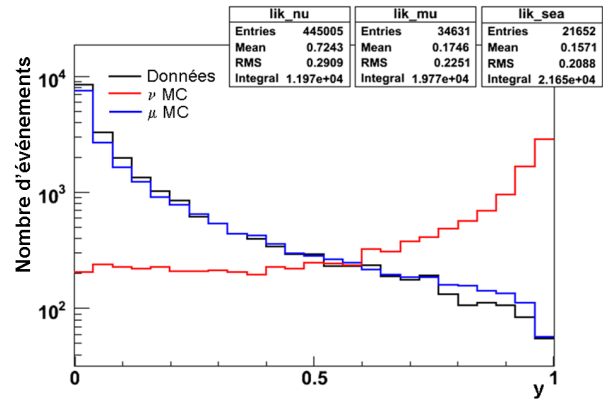


Figure B.38 : Distributions de la Figure B.37 en échelle logarithmique.

Enfin, nous avons vérifié les deux critères de qualité du rapport de vraisemblance présentés en équation (21) et équation (22). La valeur moyenne du rapport de vraisemblance pour le lot de muons atmosphériques vaut $\langle B(L(\bar{x})) \rangle = 0,7$ et la droite ajustée sur la distribution de $S(L)/B(L)$ dans l'intervalle $0 < L < 10$ a une pente de $2,2 \pm 0,3$. En calculant le rapport de vraisemblance avec seulement trois variables discriminantes, il a été vérifié que ces petites déviations des valeurs attendues sont dues aux faibles corrélations visibles sur la Figure B.28 et la Figure B.35.

B.2.2.4 Extraction du signal

Comme nous pouvons voir sur la Figure B.37, la variable y n'est pas assez efficace pour extraire efficacement un signal, la contribution du bruit étant environ 100 fois plus importante pour toute coupure en y . Il a donc été décidé de reconsidérer la variable Λ de qualité de reconstruction¹⁰ (voir B.2.2).

¹⁰ Nous rappelons qu'à ce niveau de l'analyse des coupures préliminaires (paragraphe B.2.2.1) ont déjà été appliquées.

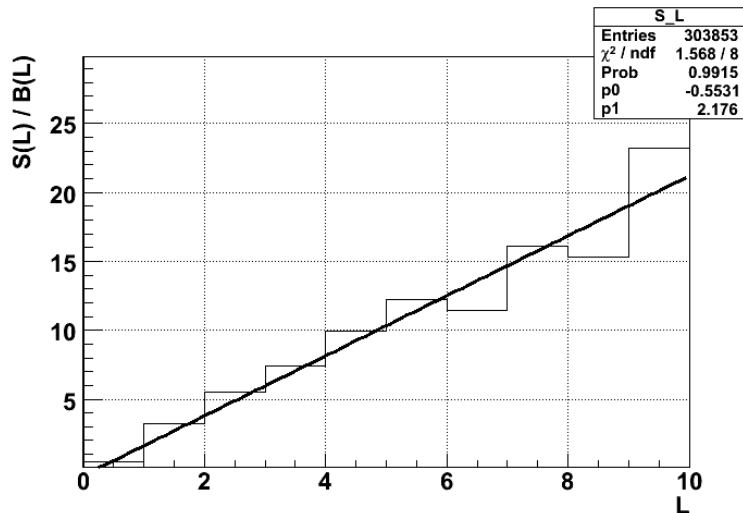


Figure B.39 : Évolution du rapport $S(L) / B(L)$ en fonction de L .

Par manque de statistique dans la production des muons atmosphériques, la distribution de Λ – montrée sur la Figure B.10 – vaut toujours zéro pour $\Lambda > -4.4$, et ne pouvait pas être retenue comme densité de probabilité du fond (voir B.2.2.2).

La Figure B.40 et la Figure B.41 montrent entre Λ et y sont seulement faiblement corrélées. Elles peuvent donc être utilisées conjointement, permettant d'améliorer l'efficacité de la sélection traditionnelle en Λ par l'apport de la méthode du rapport de vraisemblance.

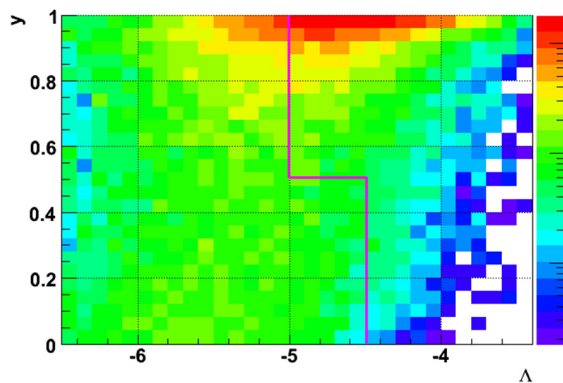


Figure B.40 : Les neutrinos atmosphériques dans le plan $\Lambda - y$. Le trait mauve indique la coupure utilisée pour sélectionner les événements (voir texte).

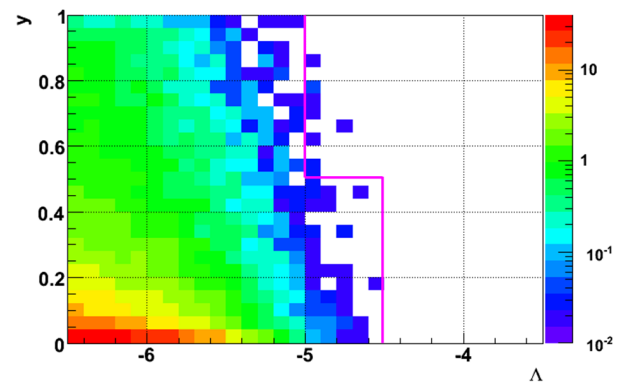


Figure B.41 : Les muons atmosphériques dans le plan $\Lambda - y$. Le trait mauve indique la coupure utilisée pour sélectionner les événements (voir texte).

Avant d'appliquer des coupures sur Λ et y , il est utile de vérifier la similitude de leur comportement pour les données et la simulation. Nous l'avons déjà vérifié pour y (Figure B.37). La Figure B.42 présente la distribution de Λ pour plusieurs coupures en y . Nous pouvons observer que le comportement pour les simulations et les données ne varie pas macroscopiquement en fonction de la coupure en y .

Le Tableau 7 donne le nombre d'événements restant après coupures en y et Λ , pour 38,6 jours de temps effectif, en réclamant une contamination en muons descendants inférieure ou égale à 10%. Chaque paire $\Lambda - y$ a été choisie en fixant y et en faisant varier Λ par pas de 0,1, à partir de $\Lambda = -6,5$ jusqu'à obtenir un rapport neutrinos sélectionnés sur muons atmosphériques d'au moins 10.

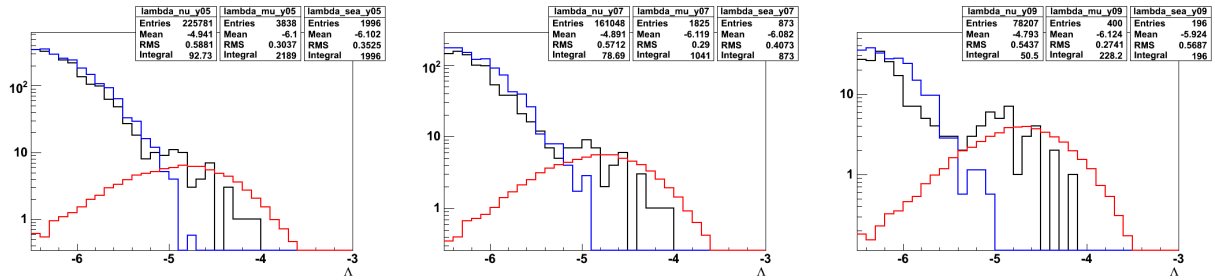


Figure B.42 : Distribution de la variable Λ avec $y > 0,5$, $y > 0,7$ et $y > 0,9$ respectivement, pour les données (trait noir), la simulation de muons atmosphériques (trait bleu) et celle de neutrinos (trait rouge). Les distributions sont normalisées à 38,6 jours de temps effectif.

	$y > 0,4$ $\Lambda > -4,9$	$y > 0,5$ $\Lambda > -5,0$	$y > 0,6$ $\Lambda > -5,0$	$y > 0,7$ $\Lambda > -5,1$	$y > 0,8$ $\Lambda > -5,2$	$y > 0,9$ $\Lambda > -5,3$
μ	$2,3 \pm 0,8$	$4,6 \pm 2,8$	$4,0 \pm 2,6$	$4,6 \pm 2,8$	$4,6 \pm 2,8$	$2,9 \pm 1,3$
ν	47,6	52,1	50,0	51,8	50,1	41,8
ν / μ	$20,7 \pm 7,2$	$11,3 \pm 6,9$	$12,5 \pm 8,1$	$11,3 \pm 6,9$	$10,9 \pm 6,6$	$14,4 \pm 6,5$
Données	$31,0 \pm 5,6$	$41,0 \pm 6,4$	$39,0 \pm 6,2$	$41,0 \pm 6,4$	$40,0 \pm 6,3$	$36,0 \pm 6,0$
Données / ($\mu + \nu$)	$62 \pm 11 \%$	$72 \pm 11 \%$	$72 \pm 12 \%$	$73 \pm 12 \%$	$73 \pm 12 \%$	$80 \pm 13 \%$

Tableau 7 : Nombre d'événements restant après coupures en Λ et y , pour 38,6 jours de temps équivalent. La dernière ligne donne le rapport entre les événements sélectionnés dans les données et le total des événements Monte Carlo (neutrinos et muons atmosphériques).

Les erreurs données dans le Tableau 7 ne correspondent qu'à l'incertitude statistique, qui est calculée comme suit.

- Données : l'erreur est évaluée avec la racine carrée du nombre d'événements.
- Monte Carlo de neutrinos atmosphériques : le temps équivalent de la simulation est largement supérieur au temps de la prise de données. De plus, le nombre d'événements reconstruits, sans appliquer le poids du flux de Bartol, est de l'ordre de $6 \cdot 10^5$. L'erreur statistique sur le flux de neutrinos est donc négligeable.
- Monte Carlo de muons atmosphériques : nous considérons que la probabilité de sélectionner une trace de muon atmosphérique est distribuée comme une loi de Poisson, ayant une valeur moyenne égale au nombre d'événements de fond simulés restant après coupures. L'erreur statistique est donnée par les bornes de l'intervalle à 68% de niveau de confiance, calculé symétriquement autour de la valeur moyenne.

Les incertitudes théoriques et systématiques seront discutées dans la suite. Tenant compte des valeurs du Tableau 7, la meilleure efficacité au signal est trouvée avec les coupures

$$(24) \quad y > 0,5 \text{ et } \Lambda > -5,0.$$

Ces coupures permettent de sélectionner 52,1 événements dans la simulation de neutrinos, soit 1,3 neutrino par jour, ou encore 31% des traces ayant été reconstruites (voir Tableau 4). Dans ce cas le rapport neutrinos sur muons atmosphériques vaut environ 11 et le taux d'événements mesuré dans les données représente 72% du taux attendu.

En observant la Figure B.40 on voit qu'il est possible de récupérer une partie du signal dans le domaine $y < 0,5$ avec une coupure en lambda plus restrictive. La coupure suivante a donc été définie en utilisant les distributions sur la Figure B.43 :

$$(25) \quad y < 0,5 \text{ et } \Lambda > -4,5.$$

La condition (25) permet de sélectionner 1,9 neutrino simulé sur 38,6 jours de temps effectif.

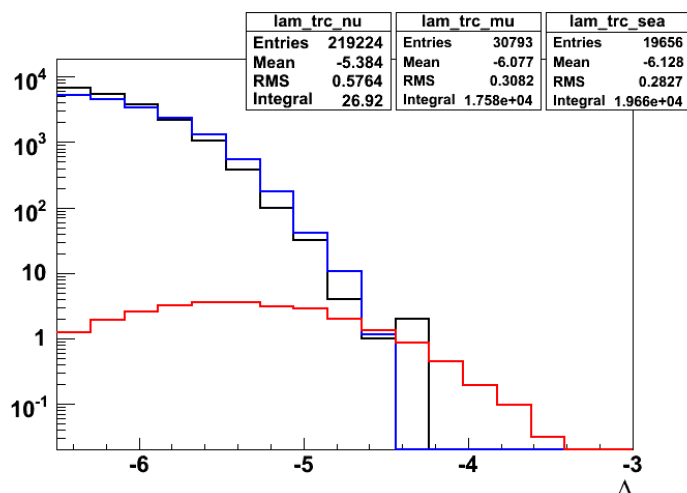


Figure B.43 : Distribution de la variable Λ avec $y < 0,5$, respectivement, pour les données (trait noir), la simulation de muons atmosphériques (trait bleu) et celle de neutrinos (trait rouge). Les distributions sont normalisées à 38,6 jours de temps effectif.

En résumant, nous avons utilisé les variables Λ et y pour séparer le signal du fond. Les coupures définies dans la formule (24) et la formule (25) permettent de sélectionner le nombre d'événements donné dans le Tableau 8, sur un temps d'acquisition effectif de 38,6 jours.

Le Tableau 9 résume le nombre d'événements reconstruits dans cette chaîne d'analyse pour chaque étape. Le bruit de fond a été réduit d'environ six ordres de grandeur ; l'efficacité au signal est *in fine* de 33% pour une pureté supérieure à 90%.

Le gain par rapport à une coupure simple en lambda (voir Figure B.44) est important, puisque dans ce dernier cas l'efficacité au signal n'est que de 22%. De plus, avant l'étude des coupures préliminaires (voir B.2.2), cette efficacité n'était que de 12%.

	$(y > 0,5, \Lambda > -5,0) \oplus$ $(y < 0,5, \Lambda > -4,5)$
μ	$4,6 \pm 2,8$
ν	$54,1$
ν / μ	$11,8 \pm 7,2$
Données	$43,0 \pm 6,6$
Données / $(\mu + \nu)$	$73 \pm 12 \%$

Tableau 8 : Nombre d'événements restant après les coupures en (24) et (25), pour 38,6 jours de temps d'acquisition effectif. Le rapport neutrinos sur muons atmosphériques vaut environ 12, en accord avec le niveau de pureté requis supérieur à 90%. La dernière ligne donne le rapport entre le nombre d'événements sélectionnés dans les données et le nombre total Monte Carlo (neutrinos et muons).

Événements	Données	Simulation	
		μ atmosphériques	ν atmosphériques
Reconstruits	$6,6 \cdot 10^4$ [100 %]	$13,6 \cdot 10^4$ [100 %]	4,3 [100 %]
Après coupures préliminaires	560 [0,8 %]	513 [0,4 %]	3,1 [72 %]
Sélectionnés	1,1 [$2 \cdot 10^{-3}$ %]	0,1 [$7 \cdot 10^{-5}$ %]	1,4 [33 %]

Tableau 9 : Nombre d'événements par jour dans l'échantillon de référence, après chaque niveau de sélection considéré dans l'analyse.

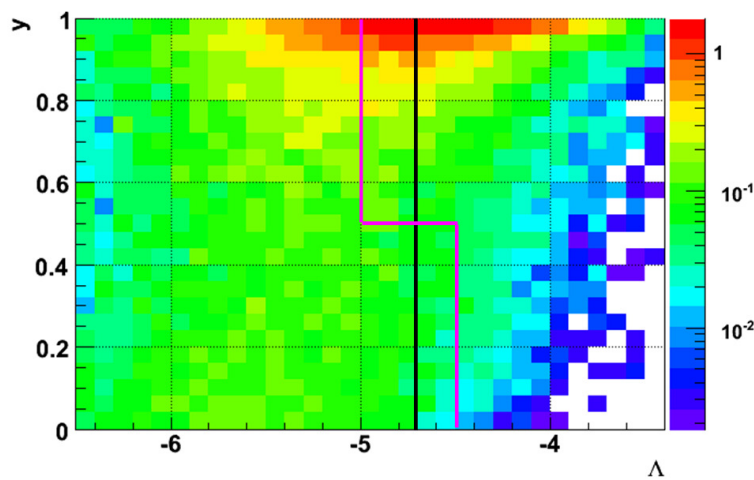


Figure B.44 : Les neutrinos atmosphériques simulés dans le plan $\Lambda - y$ avec illustration (trait mauve) des coupures définies dans la formule (24) et la formule (25), comparées à une coupure traditionnelle en Λ (trait noir).

B.2.3 Comparaison aux autres périodes de prise de données

Nous allons maintenant reproduire toutes les étapes de l'analyse précédente avec les autres échantillons de données. Nous aurons ainsi une indication de la stabilité des résultats de notre analyse lors du changement de conditions de prises de données.

B.2.3.1 Analyse de l'échantillon 2

Le second échantillon est similaire à celui précédemment étudié. Il s'agit de *golden runs*, pris de juin à décembre 2007 (87,2 jours, voir Tableau 3 du paragraphe B.2.1), mais avec une valeur de *highThreshold* plus basse, à 3 photoélectrons. Les nombres d'événements dans le Tableau 10 montrent un accroissement des taux par rapport au Tableau 4.

En appliquant à cet échantillon les coupures définies pour l'échantillon initial, nous obtenons 1,0 événement par jour sélectionné, au lieu de 1,1 événement précédemment (Tableau 9). L'écart peu sembler faible ; cependant le taux attendu est plus grand, compte tenu de l'augmentation de l'efficacité de déclenchement au signal. Il est donc nécessaire de redéfinir des coupures spécifiques pour cet échantillon.

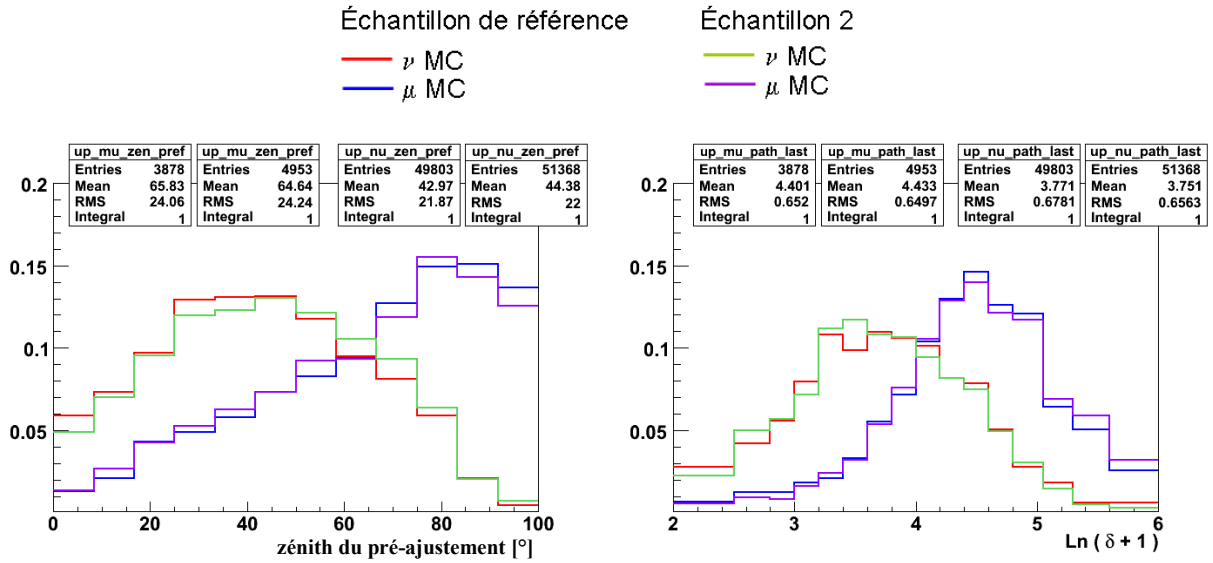


Figure B.45 : Distribution de l'angle zénithal issu du pré-ajustement.

Figure B.46 : Distribution de $\ln(\delta+1)$.

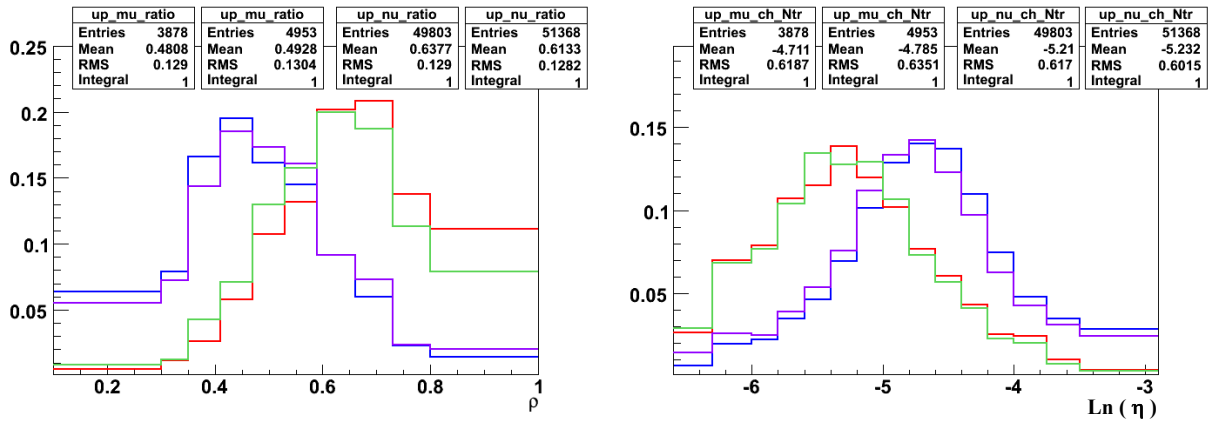


Figure B.47 : Distribution de la variable ρ .

Figure B.48 : Distribution de $\ln(\eta)$.

Les coupures préliminaires définies dans le paragraphe B.2.2.1 ont un effet similaire sur l'échantillon 2 : 99,7% des muons atmosphériques reconstruits sont rejetés, au prix de 69% de traces de neutrino retenues.

Les différentes densités de probabilité obtenues avec les nouvelles simulations Monte Carlo présentent un bon accord avec les distributions obtenues précédemment (Figure B.45, Figure B.46, Figure B.47 et Figure B.48).

Sur la Figure B.49, la Figure B.50, la Figure B.51 et la Figure B.52, nous pouvons voir comment les densités de probabilité se comparent aux données de cette période. Comme dans le cas de l'échantillon de référence (voir B.2.2.2), les courbes correspondantes aux données (dominées par le fond) et à la simulation de muons atmosphériques apparaissent en accord raisonnable.

Événements	Données	Simulation	
		μ atmosphériques	ν atmosphériques
Passant le déclenchement	$10,2 \cdot 10^4$	$20,5 \cdot 10^4$	5,1
Reconstruits	$9,8 \cdot 10^4$	$19,5 \cdot 10^4$	4,9
Reconstruits montant ($\theta < 90^\circ$)	5585	4677	4,8

Tableau 10 : Nombre d'événements par jour dans l'échantillon 2, après plusieurs niveaux de sélection. Les valeurs obtenues avec les données sont comparées aux résultats des simulations.

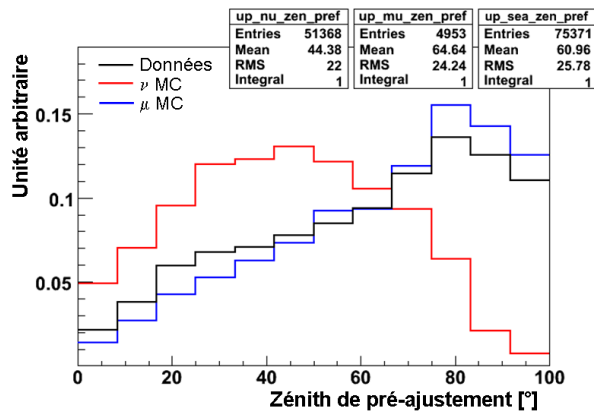


Figure B.49 : Distribution de l'angle zénithal issu du pré-ajustement.

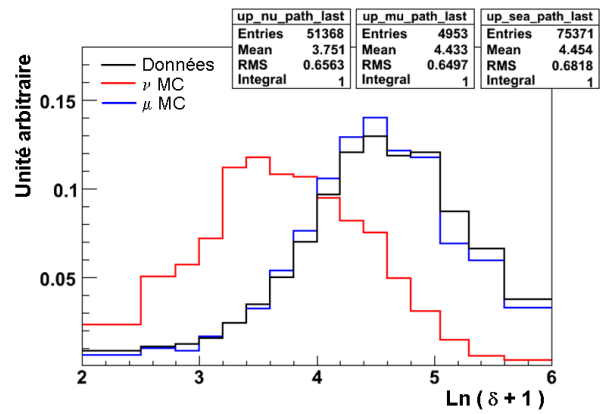


Figure B.50 : Distribution de $\ln(\delta+1)$.

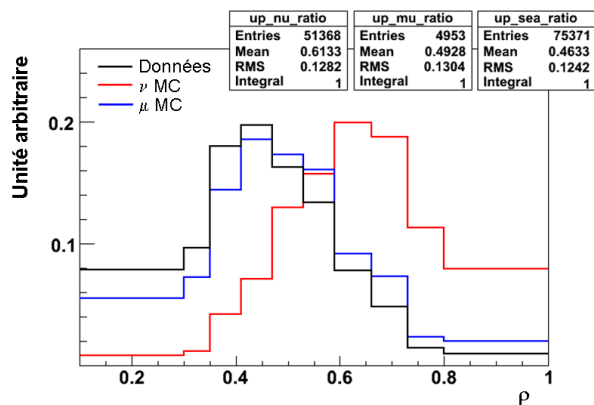


Figure B.51 : Distribution de la variable ρ .

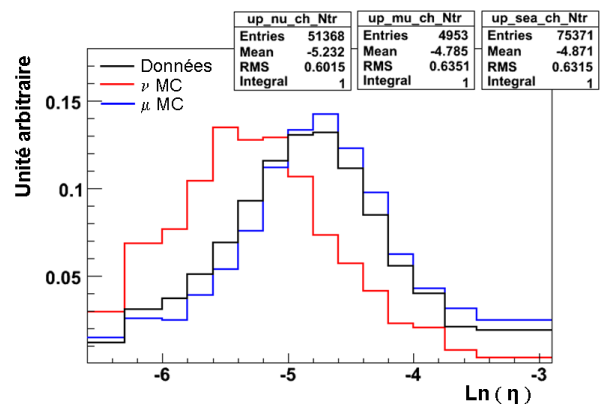


Figure B.52 : Distribution de $\ln(\eta)$.

La distribution en y obtenue est montrée sur la Figure B.53 et la Figure B.54. Nous rappelons que – comme sur la Figure B.37 – la courbe des neutrinos a été multipliée par un facteur 100 et que les données sont encore dominées par le bruit à ce niveau de l'étude ; le bon accord avec la courbe des muons atmosphériques nous permet donc de poursuivre l'analyse.

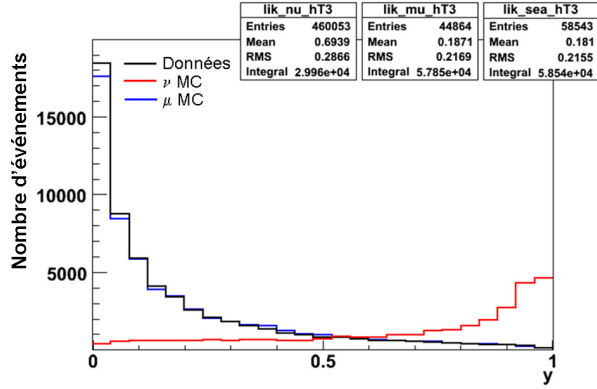


Figure B.53 : Distribution de la variable y (conditions de l'échantillon 2) normalisée à 87,2 jours de temps équivalent. La contribution des neutrinos a été multipliée par un facteur 100.

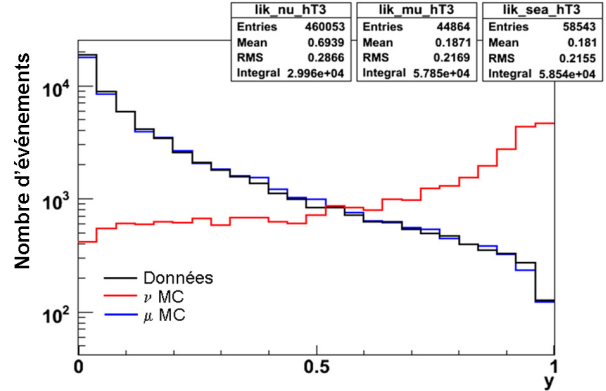


Figure B.54 : Distributions de la Figure B.53 en échelle logarithmique.

L'extraction du signal a suivi la démarche décrite dans le paragraphe B.2.2.4. Nous avons d'abord choisi un niveau de pureté supérieur à 90% pour les événements de neutrino. Ensuite nous avons évalué le nombre d'événements de signal et de fond restant après coupures en y et Λ , pour les 87,2 jours de temps effectif de l'échantillon 2. La coupure suivante :

$$(26) \quad y > 0,7 \text{ et } \Lambda > -5,2,$$

permet de sélectionner 119 événements dans la simulation de neutrinos, qui correspondent à 1,4 neutrino par jour, soit 29% des événements reconstruits (voir Tableau 10). Le rapport neutrinos sélectionnés sur muons atmosphériques vaut environ 13 et les traces isolées dans les données représentent 86% du nombre attendu.

Ensuite, toujours suivant les considérations énoncées dans le paragraphe B.2.2.4, nous avons considéré la région $y < 0,7$, où une nouvelle coupure en Λ donnant un rapport des neutrinos sélectionnés sur les muons atmosphériques supérieur à 10 a été définie :

$$(27) \quad y < 0,7 \text{ et } \Lambda > -4,3.$$

Cette dernière coupure nous permet de sélectionner 4,9 neutrinos simulés sur 87,2 jours de temps effectif.

En résumé, les coupures définies dans la formule (26) et la formule (27) permettent de sélectionner le nombre d'événements donné dans le Tableau 11, sur un temps effectif de 87,2 jours.

Les étapes d'analyse de l'échantillon 2 sont enfin résumées dans le Tableau 12 : tenant compte du nombre d'événements reconstruits par jour, nous avons réduit le bruit de fond d'environ six ordres de grandeur, gardant une efficacité au signal de 29% pour un niveau de pureté supérieur à 90%. Ce résultat est comparable à celui obtenu pour l'échantillon de référence (voir Tableau 9).

	$(y > 0,7, \Lambda > -5,2) \oplus$ $(y < 0,7, \Lambda > -4,3)$
μ	$9,0 \pm 3,0$
ν	$123,9$
ν / μ	$13,8 \pm 4,6$
<i>Data</i>	$112,0 \pm 10,6$
<i>Data</i> / ($\mu + \nu$)	$84 \pm 8 \%$

Tableau 11 : Nombre d'événements restant (conditions de l'échantillon 2) après les coupures en formule (26) et formule (27), pour 87,2 jours de temps équivalent. Le rapport neutrinos sur muons atmosphériques vaut environ 14, en accord avec le niveau de pureté requis supérieur à 90%. La dernière ligne donne le rapport entre le nombre d'événements sélectionnés dans les données et le nombre total Monte Carlo (muons et neutrinos).

	Données	Simulation	
		μ atmosphériques	ν atmosphériques
Événements reconstruits	$9,8 \cdot 10^4$ [100 %]	$19,5 \cdot 10^4$ [100 %]	4,9 [100 %]
Toutes coupures préliminaires	671 [0,7 %]	663 [0,3 %]	3,4 [69 %]
Événements sélectionnés	1,3 [$1 \cdot 10^{-3}$ %]	0,1 [$5 \cdot 10^{-5}$ %]	1,4 [29 %]

Tableau 12 : Nombre d'événements par jour dans l'échantillon 2, après chaque niveau de sélection considéré dans l'analyse.

Enfin la Figure B.55 permet de comparer le résultat de notre analyse – obtenu avec les coupures dans la formule (26) et la formule (27) – à une coupure traditionnelle en Λ , pour le même niveau de pureté. Pour l'échantillon 2, vis-à-vis d'une efficacité au signal de 29% obtenue avec la méthode que nous venons d'illustrer, la sélection traditionnelle en Λ n'atteint qu'une efficacité de 11%.

B.2.3.2 Effet de la bioluminescence

Nous venons de voir que des variations de prise de données induisaient des variations dans la façon dont les neutrinos pouvaient être sélectionnés, mais qu'une fois les coupures ajustées, l'efficacité au signal demeurerait sensiblement inchangée. Nous allons maintenant nous concentrer sur des échantillons identiques sur bien des points aux deux échantillons précédents à ceci prêt qu'ils ont été obtenus dans des conditions de bruit de fond optique bien plus élevé.

Les données de l'échantillon 3 correspondent aux *silver runs, non golden* (voir B.2.1) pris de février à mai 2007, avec *highThreshold* à 10 photoélectrons. Une simulation Monte Carlo recréant ces conditions de prise de données n'a pas encore été produite au sein de la Collaboration ANTARES.

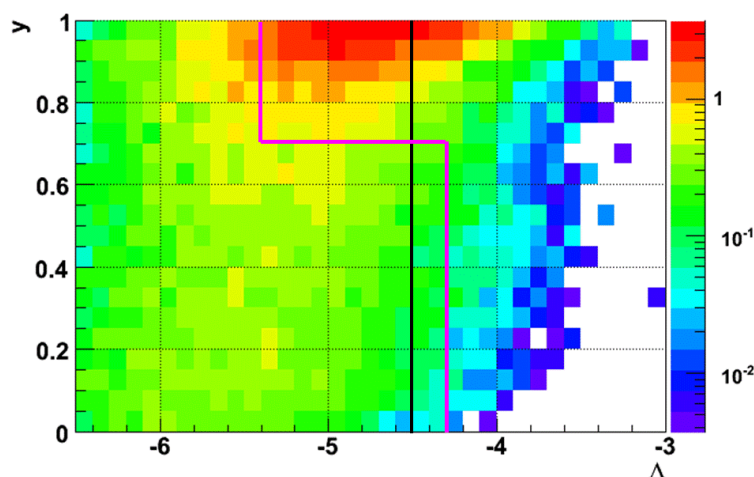


Figure B.55 : Même graphique de la Figure B.44 pour l'échantillon 2, avec illustration (trait mauve) des coupures définies dans la formule (26) et la formule (27), comparées à une coupure traditionnelle en Λ (trait noir).

Cependant le seul point qui différencie l'échantillon 3 de l'échantillon de référence est le temps associé à des pics d'activité biologique pendant la durée d'un *run* (voir B.1) : 20% au maximum pour l'échantillon de référence, entre 20% et 40% pour l'échantillon 3.

En première approximation, nous pourrions donc appliquer à l'échantillon 3 les coupures définies sur la simulation associée¹¹ à l'échantillon de référence. Pourtant nous vérifierons d'abord quelques propriétés de l'échantillon 3 par rapport à l'échantillon de référence, pour évaluer qualitativement la cohérence des données dans les deux lots.

Dans l'échantillon 3, les pics d'activité étant assez fréquents, le taux du fond optique mesuré par un photomultiplicateur peut ponctuellement augmenter, jusqu'à atteindre le seuil du *high rate veto* (voir B.1). Si tel est le cas, la voie électronique associée est déclarée manquante et – à la limite d'une activité transitoire très intense concernant un grand nombre d'étages – le détecteur devient pratiquement aveugle. Pour évaluer la fréquence de cet effet d'aveuglement, nous avons calculé le nombre d'événements reconstruits par jour utilisant les *runs* du mois de février 2007 : dans l'échantillon 3 ce nombre baisse de 17% par rapport à l'échantillon de référence (Tableau 13).

Cependant nous avons constaté que la distribution du nombre de modules allumés lors de la détection d'un événement a la même forme pour l'échantillon 3 et l'échantillon de référence (Figure B.56). Nous en déduisons que, quand l'activité n'est pas au niveau de rendre le détecteur globalement aveugle, un nombre de voies actives en moyenne identique au cas précédent est disponible pour la reconstruction de trace.

Échantillon	Nombre d'événements reconstruits par jour
Référence	$6,6 \cdot 10^4$
3	$5,7 \cdot 10^4$

Tableau 13 : Nombre d'événements reconstruits par jour dans les *runs* du moi de février 2007.

¹¹ Nous rappelons que dans les productions Monte Carlo utilisées pour l'analyse de l'échantillon de référence, la simulation du bruit de fond optique est obtenue à partir d'un *golden run*.

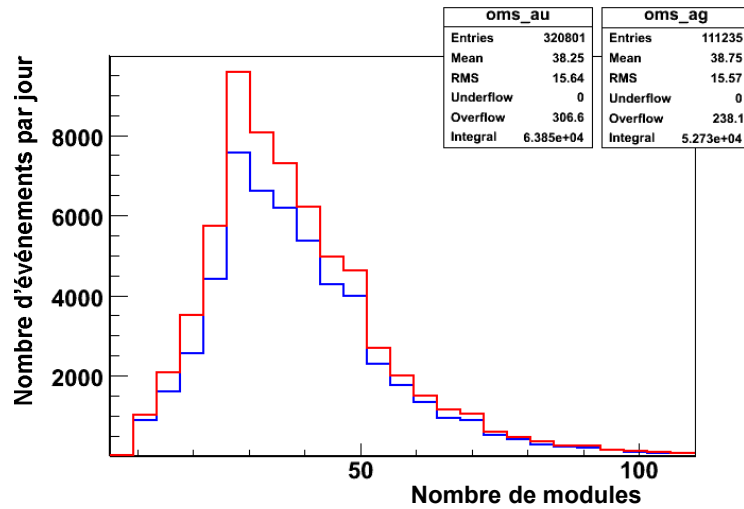


Figure B.56 : Distribution du nombre de modules allumés lors de la détection d'un événement. La courbe rouge correspond aux données du mois de février 2007 faisant partie de l'échantillon de référence ; la bleue aux données de la même période et de l'échantillon 3. Les distributions sont normalisées à 1 jour de temps équivalent.

Comme nous l'avons dit, en présence d'une forte activité le taux de bruit optique sur les voies actives peut atteindre les 500 kHz (*high rate veto*). Or le taux du fond intervient dans la maximisation de la vraisemblance (équation (14), paragraphe A.2.4.1), lors de la dernière étape de l'algorithme de reconstruction : sa valeur est fixée à 60 kHz.

La variation par rapport au taux nominal de 60 kHz peut induire un ajustement moins performant et, par conséquent, une valeur de Λ dégradée. La distribution de Λ pour tous les événements reconstruits montant a donc été investiguée (Figure B.57) : nous remarquons un faible décalage vers la région des traces mal reconstruites pour les événements de l'échantillon 3. Le comportement de la variable y , calculée après les coupures préliminaires du paragraphe B.2.2.1, a aussi été vérifié sur la Figure B.58 : nous remarquons un bon accord entre la courbe correspondante aux données de l'échantillon de référence et à celle de l'échantillon 3.

En conclusion, les pics d'activité biologique de l'échantillon 3 réduisent le nombre total d'événement reconstruit par rapport à l'échantillon de référence d'environ 17%, mais n'ont que peu d'influence sur la qualité de reconstruction.

Ces considérations qualitatives étant données, nous avons appliqué sur l'ensemble des données de l'échantillon 3 les coupures préliminaires du paragraphe B.2.2.1, suivies par les critères de sélection dans la formule (24) et dans la formule (25). Le résultat de la sélection, comparé à l'échantillon de référence, est donné dans le Tableau 14. Au final, l'échantillon 3 est affecté par une réduction du nombre d'événements sélectionnés par jour de 36% par rapport à l'échantillon de référence.

Les données faisant partie de l'échantillon 4 (voir B.2.1) ont été prises entre juin et décembre 2007 (*highThreshold* fixé à 3 photoélectrons), en présence de pics d'activité biologique compris entre 20% et 40% du temps du *run*. Pour leur analyse, nous nous retrouvons dans le même cas de l'échantillon 3 : aucune simulation Monte Carlo associée aux conditions environnementales de la prise de données n'est encore disponible ; pourtant le seul point qui différencie l'échantillon 4 de l'échantillon 2 est le temps associé aux pics d'activité.

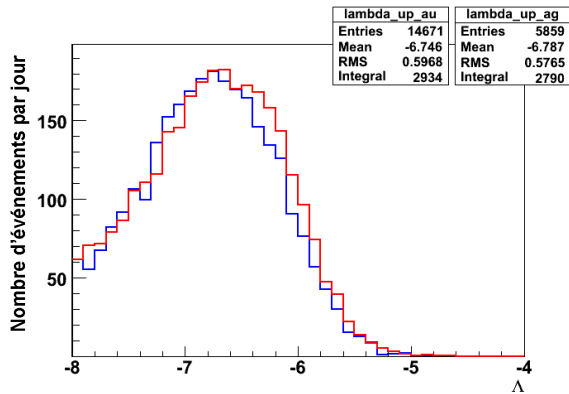


Figure B.57 : Distribution de la variable Λ pour tous les événements reconstruits montant. La courbe rouge correspond aux données du mois de février 2007 faisant partie de l'échantillon de référence ; la bleue aux données de la même période et de l'échantillon 3. Les distributions sont normalisées à 1 jour de temps effectif.

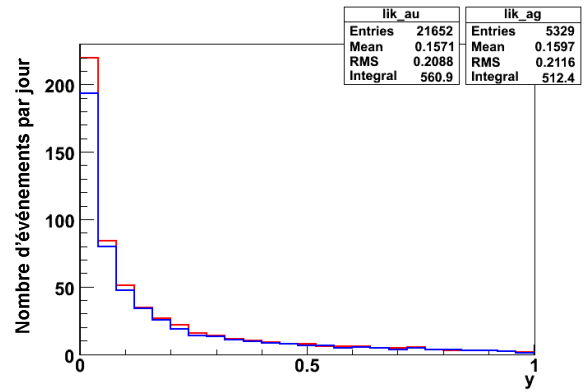


Figure B.58 : Distribution de la variable y pour les événements passant les coupures préliminaires définies dans le paragraphe B.2.2.1. La courbe rouge correspond aux données de l'échantillon de référence ; la bleue aux données de l'échantillon 3. Les distributions sont normalisées à 1 jour de temps effectif.

Nous avons donc choisi d'adopter la même stratégie de le paragraphe B.2.3.2 : nous avons d'abord vérifié que les distributions de Λ et de y relatives à l'échantillon 4 et l'échantillon 2 ont le comportement illustré dans la Figure B.57 et la Figure B.58 ; ensuite, nous avons appliqué les coupures définies dans la formule (26) et dans la formule (27), relatives à l'analyse de l'échantillon 2. Le résultat de la sélection, comparé à l'échantillon 2, est donné dans le Tableau 14 : le nombre d'événements sélectionnés dans l'échantillon 4 est inférieur de 38% par rapport à l'échantillon 2.

Échantillon	Nombre d'événements sélectionnés	
Référence	43	1,1
3	7	0,7
2	112	1,3
4	23	0,8

Tableau 14 : Comparaison entre les quatre échantillons au niveau du nombre d'événements sélectionnés.

Dans l'analyse des échantillons 3 et 4, nous n'avons pu sélectionner qu'un nombre d'événements bien inférieur à celui de l'échantillon de référence et de l'échantillon 2 (Tableau 14). Le taux du bruit de fond étant le seul critère de distinction parmi ces lots de données, nous en déduisons que les conditions environnementales ont une influence non négligeable sur le nombre d'événements sélectionnés, mais apparemment pas sur la qualité de la reconstruction (voir Figure B.57 et Figure B.58).

Pour pouvoir évaluer comment l'efficacité de sélection varie en fonction du bruit, nous avons produit plusieurs simulations de neutrinos atmosphériques de petite taille (moins de 20% de la

statistique d'une production ANTARES officielle), avec des taux du fond différents. Les conditions *highThreshold* égal à 10 ou à 3 photoélectrons ont été traitées séparément.

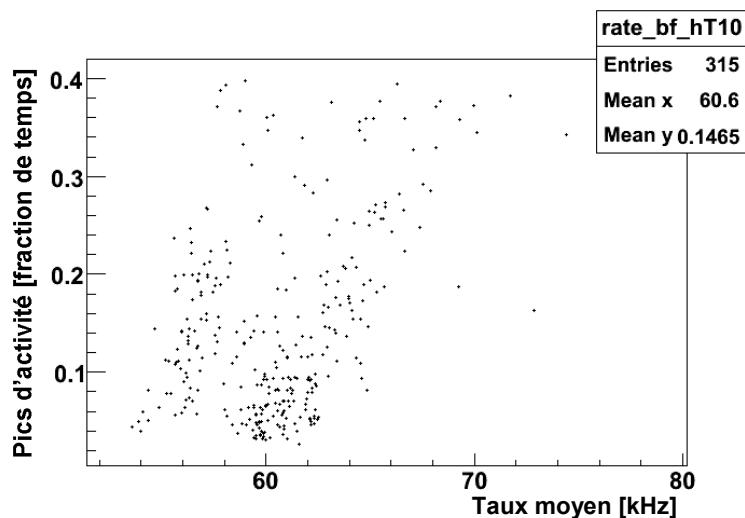


Figure B.59 : Pour chacun des runs pris à *highThreshold* égal à 10 photoélectrons, les points donnent la valeur du taux moyen et la fraction de temps associé à des pics d'activité biologique.

Le cas *highThreshold* égal à 10 a été considéré d'abord : les points sur la Figure B.59 donnent la valeur du taux moyen et de la fréquence de pics d'activité pour chacun des *runs* pris avec cette condition. Le Tableau 16 présente le nombre d'événements sélectionnés dans les conditions décrites plus haut (formule (24) et formule (25)) pour différentes valeurs du taux moyen et de la fraction de pics. La première colonne correspond à la simulation officielle.

Taux moyen (kHz)	54	56	58	62	63	63	70	74
Fraction de pics d'activité	0,05	0,20	0,39	0,08	0,19	0,38	0,19	0,34
Événements sélectionnés par jour	1,38	0,93	0,91	1,26	0,94	0,84	0,91	0,75

Tableau 15 : Nombre d'événements sélectionnés par jour dans des productions Monte Carlo de neutrinos atmosphériques (*highThreshold* égal à 10 photoélectrons), en fonction du taux moyen et des pics d'activités du bruit de fond optique. Les valeurs données dans la deuxième colonne correspondent à la production Monte Carlo officielle.

Nous remarquons une variation du nombre d'événements de -46% par rapport aux valeurs de la production officielle (deuxième colonne du Tableau 15), dans le cas de taux moyen égal à 74 kHz et fraction de pics égal à 0,34. Il est donc nécessaire d'estimer une valeur réaliste du nombre d'événements attendus dans les données analysées, tenant compte des conditions de bruit optiques enregistrées pendant toute la campagne d'acquisition à 5 lignes.

La façon la plus précise d'évaluer ce nombre consiste à extraire les propriétés du fond de chacun des *runs* analysés, pour produire un nombre de simulations égal au nombre de *runs*. Pourtant, cette stratégie demande un temps de calcul trop important. Nous avons pu vérifier que des résultats suffisamment précis (soit avec une incertitude statistique d'environ un ordre de grandeur plus petite que l'incertitude théorique sur le flux de neutrinos) sont obtenus par la

méthode d'interpolation linéaire : pour chacun des points sur la Figure B.59, le nombre d'événements attendus est calculé¹² en interpolant les valeurs¹³ du Tableau 15. La moyenne des résultats ainsi obtenus vaut 1,13 neutrino par jour.

Nous remarquons que le nombre d'événements attendus ainsi estimé pour les données à *highThreshold*=10 photoélectrons représente une baisse de 18% par rapport à l'estimation faite avec la seule production Monte Carlo officielle.

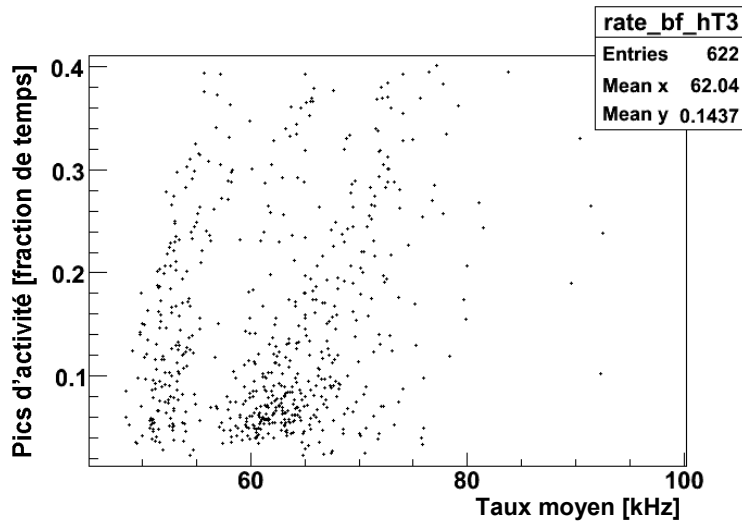


Figure B.60 : Pour chacun des runs pris à *highThreshold* égal à 3 photoélectrons, les points donnent la valeur du taux moyen et la fraction de temps associé à des pics d'activité biologique.

Nous avons ensuite traité les *runs* pris à *highThreshold* égal à 3 photoélectrons, dont les taux moyens et les fréquences de pics d'activité sont donnés sur la Figure B.60. Le tableau 17 regroupe les résultats obtenus pour les coupures appliquées à l'échantillon 2 (formule (26) et formule (27)). La première colonne correspond à la simulation officielle.

Comme dans le cas de *highThreshold* égal à 10 photoélectrons, la méthode d'interpolation linéaire a permis de calculer un nombre d'événements attendus pour chaque *run*. La moyenne de tous les *runs* vaut 1,29 neutrino par jour. Une réduction de taux de 8% est trouvée par rapport à la valeur de la production Monte Carlo officielle.

Taux moyen (kHz)	63	53	53	55	64	64	70	74	74
Fraction de pics d'activité	0,07	0,05	0,22	0,32	0,17	0,36	0,05	0,23	0,35
Événements sélectionnés par jour	1,40	1,48	1,25	1,12	1,21	0,95	1,31	1,02	0,85

Tableau 16 : Nombre d'événements sélectionnés par jour dans des productions Monte Carlo de neutrinos atmosphériques (*highThreshold* égal à 3 photoélectrons), en fonction du taux moyen et des pics d'activités du bruit de fond optique. Les valeurs données dans la deuxième colonne correspondent à la production Monte Carlo officielle.

¹² L'interpolation est calculée par la méthode de triangulation de Delaunay, implémentée dans le programme ROOT (<http://root.cern.ch>).

¹³ Afin d'obtenir une interpolation performante, nous avons aussi utilisé des valeurs qui – pour un souci de synthèse – ne sont pas données dans le Tableau 15.

Les résultats de cette étude sont résumés dans le Tableau 17. Les valeurs obtenues par notre méthode d'estimation seront utilisées dans la suite, au moment de comparer le taux mesuré aux prédictions Monte Carlo.

<i>HighThreshold</i> (photoélectrons)	Nombre de neutrinos par jour	
	Production Monte Carlo officielle	Notre estimation par interpolation linéaire
10	1,38 par jour	1,13 par jour
3	1,40 par jour	1,29 par jour

Tableau 17 : Nombre de neutrinos par jour attendus dans les données à 5 lignes. Les valeurs sont obtenues par les deux simulations Monte Carlo officielles ou par la méthode d'interpolation linéaire, qui tient compte des conditions du bruit enregistrées pendant toute la campagne d'acquisition.

B.2.4 Effet des oscillations de neutrinos

Le phénomène des oscillations des neutrinos a été postulé pour la première fois en 1958, par Bruno Pontecorvo [77]. Dans le cas des neutrinos atmosphériques, Super-Kamiokande a observé l'oscillation de ν_μ en ν_τ [78].

La simulation ANTARES ne tient pas compte des effets d'oscillations, qui conduisent à une réduction du flux selon la formule donnant la probabilité qu'un ν_μ soit vu comme tel dans un détecteur :

$$(28) \quad P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left(\frac{1,27 \cdot \Delta m^2 (eV^2) \cdot L(km)}{E(GeV)} \right),$$

où E est l'énergie du neutrino, L la distance entre le point de production dans l'atmosphère et le point d'interaction, Δm^2 la différence des masses au carré entre les états propres de masse et θ l'angle de mélange entre les états de masse et de saveur [78]. La valeur de E est connue pour chaque événement de la simulation. La longueur parcourue est approximativement le diamètre de la Terre fois le cosinus de la direction de vol du neutrino, puisque l'épaisseur de l'atmosphère est négligeable pour les neutrinos montants et que les muons observés ont parcouru au plus une dizaine de kilomètres [21] ; les autres paramètres ont été fixés en accord avec les résultats de [78] : $\sin^2 2\theta = 1,00$, $\Delta m^2 = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$.

L'application de la formule (28) à nos simulations de neutrinos conduit à une réduction de 3% du nombre d'événements attendus. Nous en tiendrons compte dans la suite, pour la comparaison du taux d'événements mesuré dans les données aux prédictions Monte Carlo.

B.2.5 Comparaison des données à la simulation

Dans le Tableau 8 et dans le Tableau 11, nous avons fourni un rapport entre le taux d'événements mesuré dans les données et le taux attendu, l'incertitude ici considérée n'étant

que d'origine statistique. Or la normalisation des flux dans la simulation est entachée d'une importante incertitude liée aux modèles.

Dans le cas des neutrinos atmosphériques (voir Figure B.9), nous avons une incertitude théorique de 20% sur le flux absolu [21]. Pour les muons atmosphériques, cette valeur atteint 30%, comme nous avons expliqué dans le paragraphe B.1.1.

Dans le paragraphe B.2.3.2, nous avons évalué en détail l'influence du bruit de fond optique sur l'efficacité de sélection, à l'aide de plusieurs simulations ; de suite, nous avons déduit le nombre d'événements attendus dans les données, tenant compte des conditions environnementales enregistrées pendant toute la période d'acquisition.

Les incertitudes théoriques et l'effet de la bioluminescence étant donnés, le nombre d'événements estimé par simulation (neutrinos et muons atmosphériques) et le nombre sélectionné dans les données sont fournis dans le Tableau 18.

	<i>Février-mai</i> (<i>highThreshold</i> =10)	<i>Juin-décembre</i> (<i>highThreshold</i> =3)	<i>Toutes les données</i>
<i>Données</i>	50 ± 7 (st)	135 ± 12 (st)	185 ± 14 (st)
<i>Simulations</i> ($\nu + \mu$)	61 ± 3 (st) ± 12 (th)	163 ± 6 (st) ± 34 (th)	224 ± 9 (st) ± 46 (th)
<i>Rapport</i> <i>données / simulations</i>	82 ± 12 (st) ± 16 (th) %	83 ± 8 (st) ± 17 (th) %	83 ± 7 (st) ± 17 (th) %

Tableau 18 : Nombre d'événements sélectionnés dans les données et les simulations, avec l'incertitude statistique (st) et théorique (th).

Les écarts entre les estimations du Monte Carlo et les données ne sont pas significatifs compte tenu des incertitudes en jeu. En outre, le rapport entre le nombre de traces sélectionnées dans les données et dans la simulation est comparable pour les périodes *highThreshold* = 10 pe et *highThreshold* = 3 pe, démontrant que l'accord données-Monte Carlo est du même ordre dans les différentes conditions d'acquisition.

Cet accord peut également être apprécié sur certaines distributions de variables physiques après sélections. Ainsi, les distributions des résidus en temps (Figure B.61) et des charges détectées (Figure B.62) et de la charge totale par événement (Figure B.63) sont en bon accord, confirmant un bon étalonnage en temps et en charge de l'appareillage (voir A.2.2.2). Nous aurons l'occasion de revenir plus précisément sur ces deux sujets dans le paragraphe B.2.6, traitant des erreurs systématiques.

Dans les paragraphes B.2.2.2 et B.2.3.1 nous avons utilisé les simulations pour définir les densités de probabilité nécessaires au calcul du rapport de vraisemblance (Figure B.21 à Figure B.24 et Figure B.49 à Figure B.52). Dans ces mêmes figures, nous avons tracé les distributions obtenues avec les données.

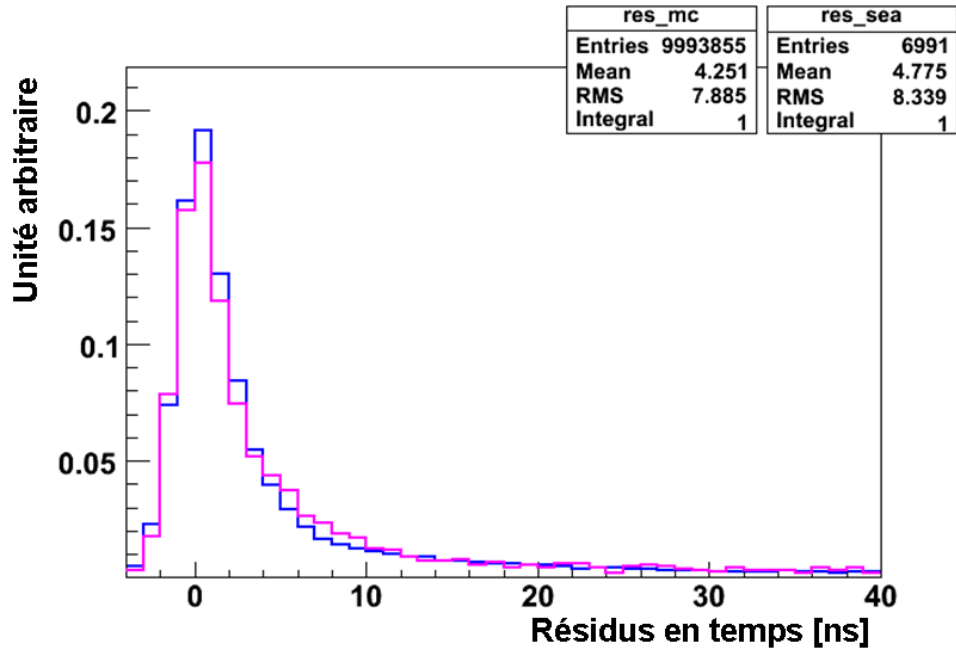


Figure B.61 : Distribution des résidus en temps pour les coups utilisés dans la reconstruction, normalisée à l'unité. Le trait mauve correspond aux données, le bleu à la simulation. L'intervalle considéré est celui qui intervient dans le calcul de la variable ρ (voir B.2.2.2).

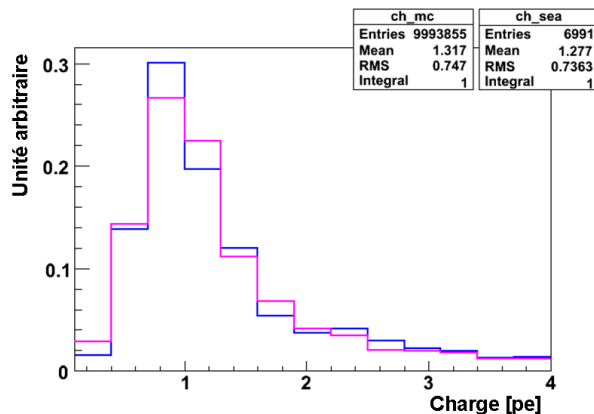


Figure B.62 : Distribution de la charge en photoélectrons pour les coups utilisés dans la reconstruction, normalisée à l'unité. Le trait mauve correspond aux données, le bleu à la simulation.

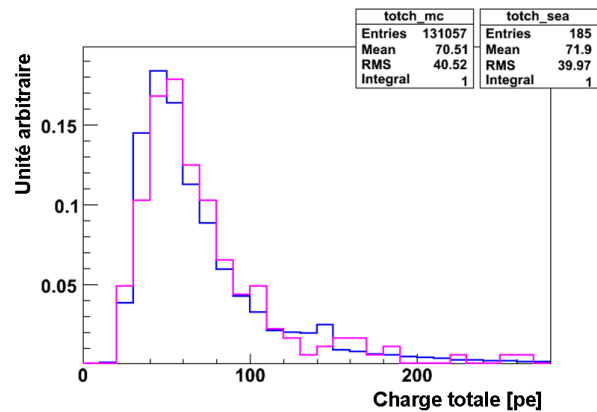


Figure B.63 : Distribution de la charge totale en photoélectrons des coups utilisés dans la reconstruction, normalisée à l'unité. Le trait mauve correspond aux données, le bleu à la simulation.

Une façon d'évaluer quantitativement l'accord entre données et simulations consiste à remplacer les densités de probabilité des muons atmosphériques simulés avec les courbes correspondantes aux données, sans pourtant changer les valeurs des coupures dans les formules (24), (25), (26) et (27). En effet, à ce niveau de l'analyse (c'est-à-dire après les coupures préliminaires du paragraphe B.2.2.1), la contribution du signal de neutrinos dans les données est négligeable (voir Tableau 9 et Tableau 12).

Comme nous le pouvons lire dans le Tableau 19, ce changement de densités de probabilité conduit à la sélection de 194 événements dans les données, au lieu des 185 obtenus dans le Tableau 18.

Événements	Densités de probabilité du fond tracées avec le Monte Carlo (N_{mc})	Densités de probabilité du fond tracées avec les données (N_d)
Sélectionnés dans les données	185	194
Communs (N_c)	182	

Tableau 19 : Nombre d'événements sélectionnés dans les données, en utilisant pour les muons atmosphériques des densités de probabilité issues du Monte Carlo ou des données.

Le nombre de traces communes étant de 182, nous pouvons évaluer l'incertitude associée aux déviations des simulations par rapport aux données par la formule (voir Tableau 19) :

$$\frac{N_d - N_c}{N_{mc}} = 6\%.$$

Nous en concluons que l'incertitude sur la sélection des événements réels due à l'utilisation des simulations pour les densités de probabilité du fond est de l'ordre de 6%.

Toutefois cette évaluation ne tient pas compte d'éventuels effets systématiques du détecteur – non simulés dans le Monte Carlo – qui pourraient conduire à une surestimation de l'efficacité de sélection Monte Carlo des coupures (24), (25), (26) et (27).

Dans le prochain paragraphe, nous étudierons donc les systématiques du détecteur, afin de déterminer quantitativement l'effet sur le nombre d'événements détectables.

B.2.6 Étude des systématiques

Avant de préciser le résultat final, nous allons considérer les sources possibles d'erreurs systématiques, liées aux performances des composants du détecteur, à son étalonnage et à la connaissance de son environnement. Les incertitudes expérimentales sur notre mesure sont les suivantes :

- longueur d'atténuation de la lumière dans l'eau ;
- étalonnage en charge ;
- réponse angulaire du module optique ;
- efficacité de détection du module optique ;
- précision de la mesure de position des modules optiques et de la mesure du temps.

En ce qui concerne les incertitudes sur la mesure du temps, la résolution temporelle du détecteur – inférieure à 2 ns (A.2.2.2) – se ramène à une incertitude sur le positionnement.

Pour évaluer ces incertitudes, nous avons utilisé une seule simulation de neutrinos, dont 30% de la statistique a été extrait de la simulation à *highThreshold* égal à 10 photoélectrons et 70% de celle à *highThreshold* égal à 3 (voir B.1). Cette répartition reproduit le rapport entre les temps effectifs de prise de données dans les deux conditions de *highThreshold* (Tableau 3 du

paragraphe B.2.1) et permet donc d'appliquer l'incertitude estimée au nombre total d'événements du Tableau 18.

Concernant les muons atmosphériques mal reconstruits comme des traces montantes, nous avons étudié explicitement un seul effet systématique : la réponse angulaire du module optique. En effet, en ce qui concerne les autres effets, le nombre d'événements restant après coupures était trop faible pour effectuer des études statistiquement significatives. Néanmoins, puisque les muons atmosphériques restant en fin d'analyse sont indiscernables des traces montantes, nous estimons que les deux lots d'événements ont les mêmes propriétés et sont donc affectés par des incertitudes systématiques similaires.

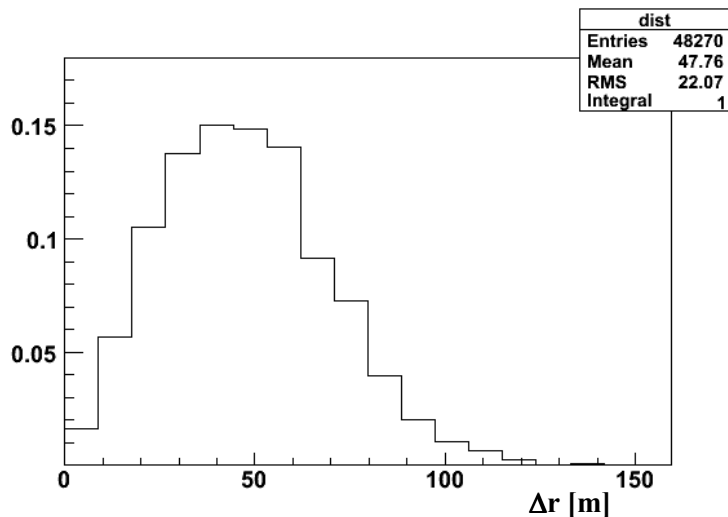


Figure B.64 : Distribution de la distance Δr sur le plan horizontal entre le point P (point d'intersection entre la trace et le plan perpendiculaire à la trace passant par le centre du détecteur, défini dans le paragraphe B.2.2.1) et le centre du détecteur.

B.2.6.1 Longueur d'atténuation

Nous avons discuté la transmission de la lumière dans le paragraphe A.2.1.1, où nous avons fixé $L_{att,eff} = 45$ m pour la simulation Monte Carlo, bien que les mesures aient montré des variations saisonnières de l'ordre de 25%. Pour mieux caractériser cette incertitude, des nouvelles mesures sont en cours avec le système de balises LED installées sur les lignes du détecteur (voir A.2.2.2). Les résultats n'étant pas encore disponibles, nous avons décidé de ne pas prendre en compte cette incertitude expérimentale dans notre analyse. En outre, ayant défini Δr comme la distance sur le plan horizontal du point P – point d'intersection entre la trace et le plan perpendiculaire à la trace passant par le centre du détecteur (B.2.2.1) – au centre du détecteur, 98% des traces de neutrinos sélectionnées ont un Δr inférieure à 100 m (voir la Figure B.64). Ces traces étant détectées proche du cœur du réseau 5 lignes et donc à proximité des lignes instrumentées, nous concluons que l'incertitude sur $L_{att,eff}$ devrait affecter de façon négligeable la sélection des événements de neutrinos. Ce fait ne pourra être confirmé que lorsque les nouvelles mesures de $L_{att,eff}$ seront disponibles.

B.2.6.2 Étalonnage en charge

Les données brutes issues des puces ARS associées contiennent la valeur numérique du dispositif ADC qui a converti la charge électrique en sortie de photomultiplicateur (A.2.2.2). Cette valeur varie entre 0 et 255 et doit être reconvertie en nombre de photoélectrons pour la reconstruction de trace. La fonction de transfert est une droite, ajustée à partir de la valeur ADC minimale (appelée piédestal et correspondant à 0 photoélectron) et la valeur ADC la plus fré-

quente dans les données, correspondant à 1 photoélectron (voir Figure A.47). Ces valeurs peuvent changer d'une puce ARS à l'autre. Le schéma sur la Figure B.65 illustre le principe de cet ajustement, tandis que la Figure B.66 montre la distribution de la distance en valeurs d'ADC entre le piédestal et le pic du photoélectron, obtenue lors d'un étalonnage du détecteur.

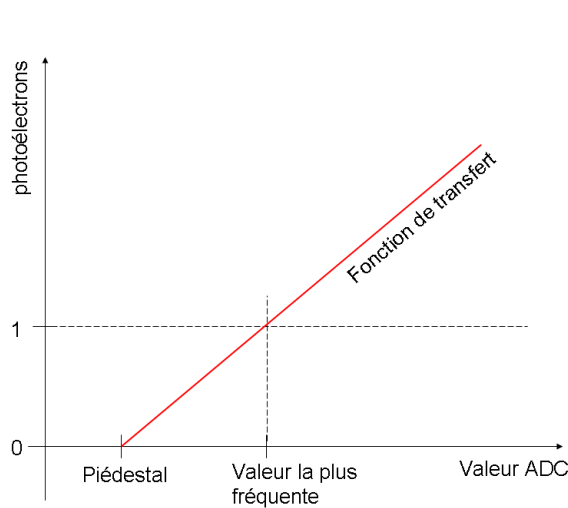


Figure B.65 : Résultat de l'ajustement de la fonction de transfert utilisée pour convertir la valeur ADC en nombre de photoélectrons.

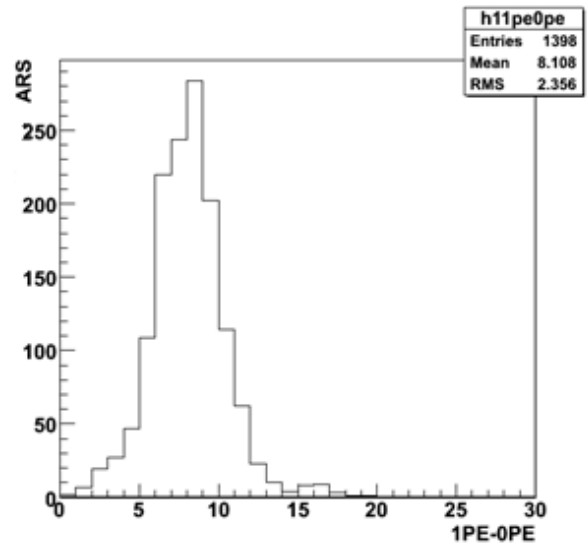


Figure B.66 : Distribution de la distance en valeurs d'ADC entre le piédestal et le pic du photoélectron des puces ARS, obtenue lors d'un étalonnage du détecteur [39].

Les valeurs du piédestal et du pic à 1 photoélectron peuvent changer d'une puce ARS à l'autre ; elles sont mesurées *in situ* (voir A.2.2.2). Des études internes à la collaboration ANTARES ont montré que les valeurs ainsi déterminées sont affectées par une incertitude d'environ une unité. Cela peut induire une erreur dans l'ajustement de la fonction de transfert et donc un étalonnage en charge imprécis.

Or dans les simulations Monte Carlo à notre disposition les valeurs du piédestal et du pic à 1 photoélectron sont connues avec une incertitude nulle, ce qui fait que la charge en photoélectrons est déterminée avec une erreur nulle. Pour évaluer l'effet de l'incertitude d'étalonnage sur la sélection des événements de neutrino, nous avons utilisé les simulations Monte Carlo existantes et y avons introduit une variation de la valeur ADC la plus fréquente et du piédestal pour chaque puce ARS, cette variation étant donnée par un nombre entier distribué uniformément entre -1 et 1 unité d'ADC. Ensuite, nous avons recalculé la fonction de transfert et les charges de tous les coups avant reconstruction.

Nous obtenons un nombre de traces sélectionnées inférieur de 8% à la valeur initiale. L'effet est négatif parce que nous avons introduit dans la simulation une incertitude sur l'étalonnage en charge, qui n'était pas présente dans la simulation de départ.

B.2.6.3 Réponse angulaire du module optique

La réponse des modules optiques à des photons arrivant sous un certain angle par rapport à l'axe a été caractérisée avec le dispositif expérimental décrit dans [57], constitué d'une cuve d'eau (1,5 m de hauteur et 70 cm de rayon) comportant un module optique dont l'orientation était variable. La lumière détectée provenait des muons atmosphériques verticaux traversant la

cuve et l'acquisition des données était déclenchée par deux plaques de scintillateur installées au dessus et en dessous de la cuve. La Figure B.67 montre le nombre de photoélectrons vus par le photomultiplicateur lors du passage d'un muon, en fonction de l'orientation de l'axe du module. Les photons Tcherenkov étant produits sous un angle $\vartheta_c \cong 42^\circ$ par rapport à la direction de propagation du muon, le maximum de sensibilité est obtenu quand le module est orienté à environ 42° de la verticale (Figure B.68).

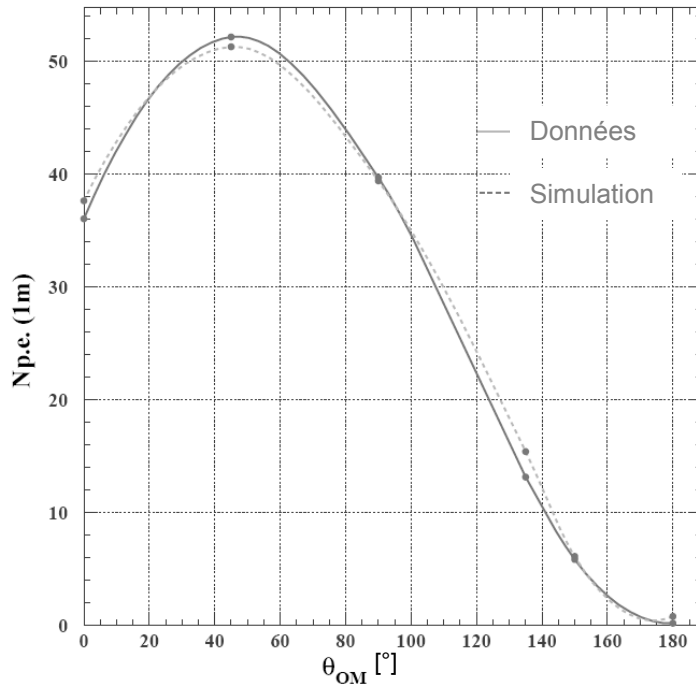


Figure B.67 : Réponse du photomultiplicateur d'un module optique aux photons Tcherenkov issus d'un muon atmosphérique vertical, passant à environ 1 m du module [57]. Le nombre de photoélectrons détectés est donné en fonction de l'angle d'orientation de l'axe du module par rapport à la verticale : à 0° le module est orienté vers le haut. Les résultats obtenus avec la mesure sont comparés à une simulation.

Dans le détecteur ANTARES, l'axe des modules est orienté à 135° de l'axe vertical dirigé vers le haut (voir Figure A.32), pour optimiser la sensibilité aux muons montants. Comme l'explique le schéma de la Figure B.69, les photons issus des muons atmosphériques verticaux atteignent le module dans une région peu sensible (correspondant à $\Theta_{OM} \sim 135^\circ$ sur la Figure B.67).

La réponse angulaire du module optique a récemment été remesurée, avec une installation du même genre que celle décrite dans [57], quoique de taille plus modeste. La courbe tracée avec ces nouvelles mesures est montrée sur la Figure B.70. Elle est en désaccord avec la courbe initiale [57] : pour un angle d'incidence supérieur à 60° par rapport à l'axe du photomultiplicateur, l'écart atteint 50%. Cet effet est encore à l'étude et, comme nous l'avons évoqué dans le paragraphe B.2.2, il pourrait contribuer au désaccord d'environ un facteur 2 entre le nombre total d'événements reconstruits dans les données et le nombre attendus par simulation (voir Tableau 4).

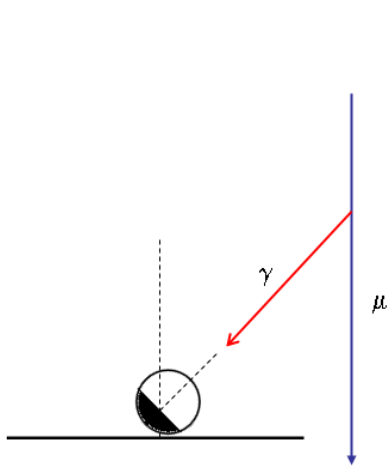


Figure B.68 : Principe de la mesure dans [57]. Pour un muon ultrarelativiste se propageant dans l'eau, le cône Tcherenkov a un angle d'ouverture de $\sim 42^\circ$ autour de la direction de vol. Dans le cas d'un muon descendant vertical, la sensibilité maximale du module optique est enregistrée quand son axe est aligné avec la direction des photons émis, soit à $\sim 42^\circ$ de la verticale.

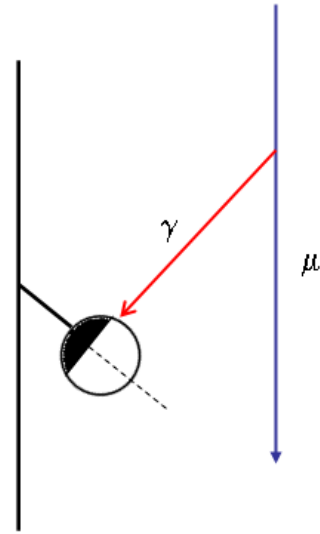


Figure B.69 : L'axe des modules installés sur les lignes d'ANTARES pointe à 135° de la verticale. Pour cela, les photons issus d'un muon descendant vertical arrivent à la frontière de la région sensible du module.

Bien que la réponse du module à la frontière de sensibilité ne doive affecter sensiblement que la détection des muons descendants proches de la verticale (Figure B.69), cette incertitude pourrait se propager à la mesure du taux de neutrinos dans les données. En effet, comme nous l'avons vu dans le paragraphe A.2.4.1, la densité de probabilité utilisée dans la dernière étape de l'algorithme de reconstruction (équation (14)) contient le terme analytique $N_{signal}(a, b|A)$, lié à la réponse angulaire du module et obtenu par l'ajustement des distributions sur la Figure B.71. Une mauvaise connaissance de la courbe de réponse pourrait donc dégrader la qualité de reconstruction.

Pour évaluer l'importance de cet effet, nous avons décidé d'augmenter de 50% la valeur de la courbe de réponse du module dans la dernière étape de l'algorithme de reconstruction, pour les photons ayant un angle d'impact supérieur à 45° par rapport à l'axe (Figure B.71). Ensuite, nous avons reconstruit des traces simulées de muons descendants et montants et comparé aux résultats initiaux. Cette modification conservatrice conduit à un changement négligeable à la fois du nombre total d'événements reconstruits et du nombre d'événements sélectionnés. Par conséquent l'incertitude sur la réponse angulaire à grand angle n'a pas de répercussion sur les résultats issus de l'algorithme de reconstruction ; autrement dit, le terme de réponse angulaire semble avoir un poids négligeable dans la densité de probabilité en équation (7).

En revanche, pour ce qui concerne l'effet de l'incertitude sur la réponse angulaire au niveau du nombre total de muons atmosphériques détectés – c'est-à-dire le nombre d'événements descendants satisfaisant les critères de déclenchement – des études sont en cours au sein de la collaboration ANTARES. Un premier résultat, mentionné dans le paragraphe B.1.1, évalue une incertitude de $\pm 20\%$.

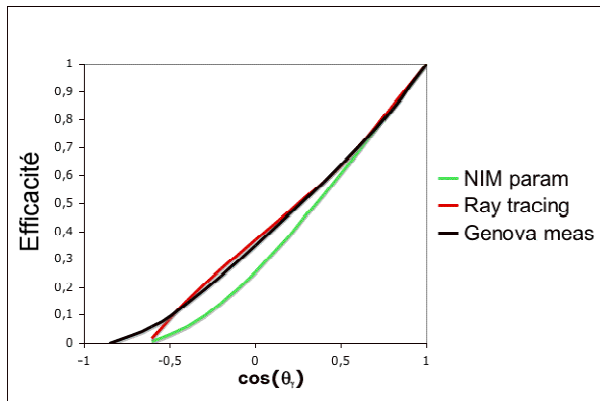


Figure B.70 : Efficacité de détection du module optique en fonction de l'angle d'incidence du photon par rapport à l'axe du module. Pour un photon incident sur l'axe, l'efficacité est fixée à 1. La courbe verte a été publiée dans [57]. La courbe noire représente le résultat des dernières mesures [39]. La courbe rouge a été obtenue par une simulation indépendante [39].

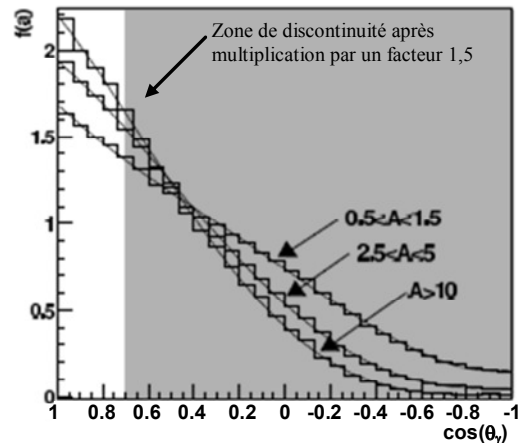


Figure B.71 : Courbes de réponse angulaire du module optique utilisées dans $N_{\text{signal}}(a,b|A)$, défini dans le paragraphe A.2.4.1 (voir [61] pour détails). Les distributions ont été tracées avec une simulation utilisant la réponse angulaire dans [57]. Pour l'évaluation de l'incertitude liée à la réponse angulaire du module optique, la valeur des courbes dans la région en gris a été multipliée par un facteur 1,5. Bien que la discontinuité ainsi créée à la frontière de la région en gris soit non physique, elle n'influence pas le calcul du maximum de vraisemblance dans la dernière étape de l'algorithme de reconstruction.

B.2.6.4 Efficacité de détection du photomultiplicateur

La surface effective du photomultiplicateur est définie comme le produit de :

- la surface de la photocathode ;
- la probabilité de transmission de la lumière à l'intérieur du module optique ;
- l'efficacité quantique de conversion photon-électron ;
- l'efficacité de collection des électrons sur la première dynode du photomultiplicateur.

La surface effective utilisée dans les simulations ANTARES a été obtenue avec les mesures décrites dans [57] et les spécifications fournies par Hamamatsu, société productrice des photomultiplicateurs. Parallèlement aux nouvelles mesures de réponse angulaire discutées dans le paragraphe précédent, des études sur la surface effective ont été effectuées : les premiers résultats obtenus en comparant une simulation Monte Carlo du module optique à des mesures effectuées sur un seul module indiquent que la valeur de la surface effective pourrait être surestimée de 5% à 10%.

En attendant les mesures sur d'autres modules, nous avons évalué l'effet d'une telle surestimation sur notre résultat. Nous avons donc effectué les opérations suivantes : nous avons choisi une réduction de la surface effective de $x\%$; ensuite, pour chaque photon faisant partie d'un événement simulé, nous avons tiré un nombre aléatoire n uniformément entre 0 et 1 ; si $n > 1-x$, nous avons éliminé le photon ; enfin, nous avons appliqué le système de déclenchement, la reconstruction et la sélection des événements. Pour chacune de ces étapes, le Tableau

20 fournit la réduction du nombre d'événements par rapport au cas de surface effective non modifiée ; ces valeurs sont aussi présentées sur la Figure B.72.

Surface effective	Événements		
	Passant le déclenchement	Reconstruits	Sélectionnés
- 5%	- 10%	- 9%	- 9%
- 7%	- 13%	- 13%	- 13%
- 10%	- 21%	- 21%	- 17%
- 20%	- 33%	- 34%	- 37%

Tableau 20 : Réduction du nombre d'événements en fonction de la réduction de la surface effective du photomultiplicateur. Pour chaque étape (déclenchement, reconstruction et sélection), le pourcentage est calculé prenant comme référence le cas de surface effective non modifiée.

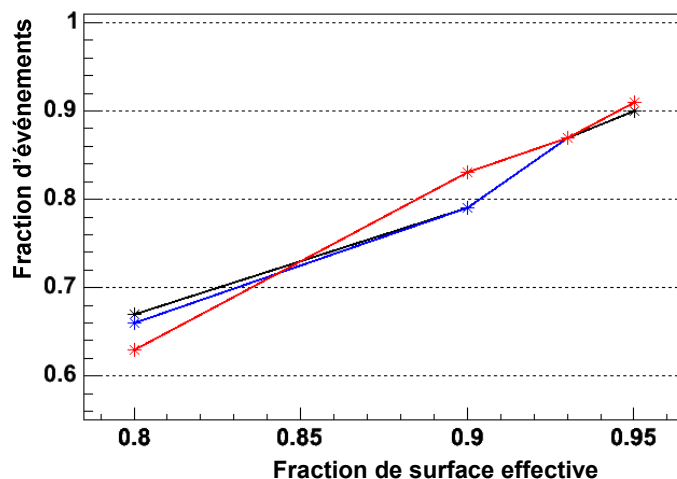


Figure B.72 : Réduction du nombre d'événements en fonction de la réduction de la surface effective du photomultiplicateur (voir aussi le Tableau 20). La courbe noire correspond au niveau de déclenchement, la bleue à la reconstruction, la rouge à la sélection des événements ; le pourcentage est calculé prenant comme référence le cas de surface effective non modifiée.

Dans le Tableau 20, nous avons étudié l'effet d'une réduction jusqu'à 20% de la surface effective. Dans ce cas extrême, 37% des événements sélectionnés seraient perdus. Toutefois, la réduction de surface effective étant liée tout simplement à une perte de photons, son influence diminue avec l'augmentation de l'énergie des événements (Figure B.73) : grâce au grand nombre de photons toujours détectés, la sélection de ces traces reste aussi performante, ce qui relativise l'importance de cet effet pour la recherche d'un signal à haute énergie.

B.2.6.5 Précision de la mesure de position

Dans le paragraphe A.2.2.2, nous avons décrit le système de mesure de positions des modules optiques. L'incertitude sur la mesure est d'environ 10 cm.

Afin d'estimer l'effet de cette incertitude, pour chaque événement simulé, la position du centre de tous les étages des lignes a été modifiée le long des trois axes x , y et z , utilisant trois tirages gaussiens de valeur moyenne zéro et de déviation standard 10 cm.

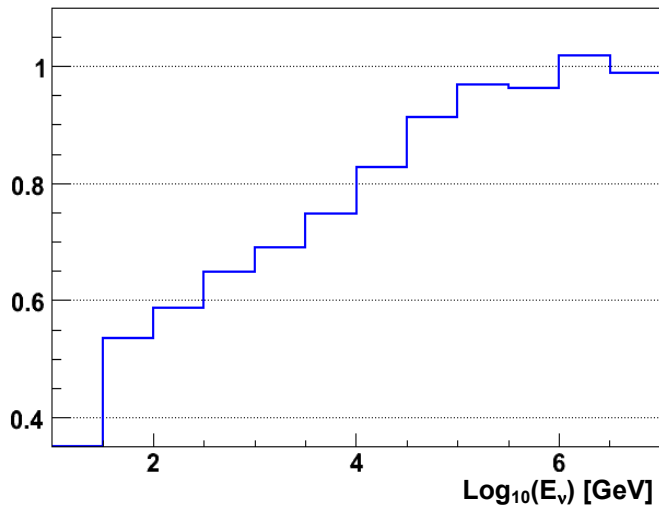


Figure B.73 : Diminution relative, en fonction de l'énergie, du nombre de neutrinos lorsque la surface effective du photomultiplicateur est réduite de 20%.

Nous avons considéré que l'orientation des modules sur le plan horizontal n'était pas modifiée, car l'erreur de positionnement qui peut découler de la rotation d'un étage est typiquement inférieure à la résolution spatiale de 10 cm (voir A.2.2.2).

La Figure B.74 montre que la qualité de reconstruction n'est pas affectée ; la résolution angulaire aussi présente le même comportement : la médiane des distributions sur la Figure B.75 vaut 1° dans les deux cas.

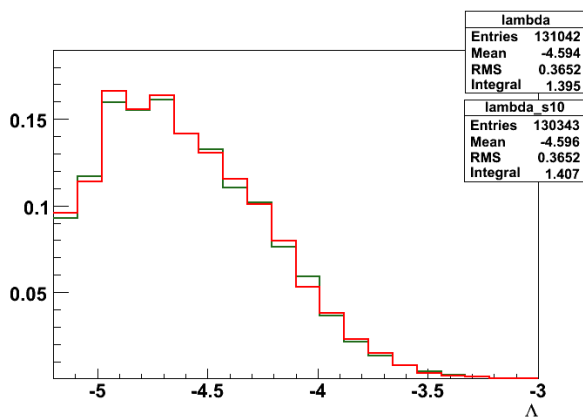


Figure B.74 : Distribution de la variable de qualité de reconstruction Λ , pour les événements sélectionnés. La courbe verte correspond au cas de positionnement parfait, tandis que pour la rouge les étages ont subi un déplacement gaussien de $\sigma = 10$ cm.

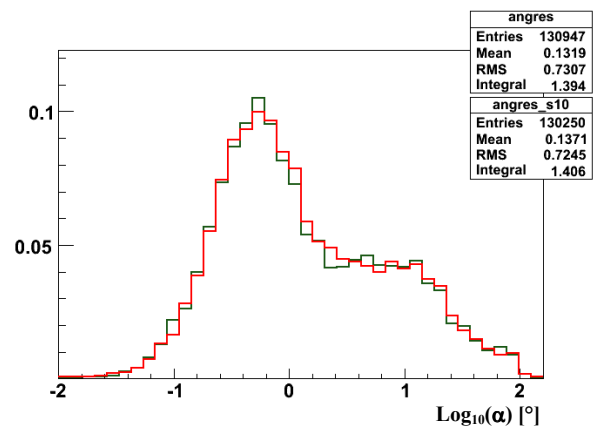


Figure B.75 : Distribution de l'écart angulaire entre la direction reconstruite et la direction vraie, pour les événements sélectionnés. La courbe verte correspond au cas de positionnement parfait, tandis que pour la rouge les étages ont subi un déplacement gaussien de $\sigma = 10$ cm.

Le nombre de traces sélectionnés (voir Tableau 21) ne varie pas non plus de façon significative. Pour évaluer le seuil de sensibilité à la résolution spatiale du processus de reconstruction et sélection, nous avons augmenté la valeur de la déviation standard jusqu'à 60 cm, obtenant une réduction du taux d'événements d'environ 12% et une diminution de la résolution angulaire d'environ 10% (Tableau 21).

σ des tirages gaussiens	Variation du nombre d'événements sélectionnés	Résolution angulaire des événements sélectionnés
10 cm	+ 0,9 %	1,0°
30 cm	- 1,3 %	1,0°
60 cm	-11,9 %	1,1°

Tableau 21 : Variation du nombre d'événements sélectionnés par rapport au cas d'un positionnement connu avec une certitude absolue et résolution angulaire après sélection, en fonction du σ utilisé pour les tirages gaussiens des déplacements.

Notons que cette étude permet également d'estimer l'effet de l'incertitude sur la résolution en temps du détecteur. Ainsi l'incertitude intrinsèque due à la dispersion en temps du signal électrique en sortie de photomultiplicateur (TTS, paragraphe A.2.2.2), soit 1,3 ns, correspond à une erreur de position de 30 cm, puisque la vitesse de la lumière dans l'eau est de 22 cm / ns. Nous retrouvons donc que l'effet des tirages gaussiens avec $\sigma = 10$ cm est du même ordre de ceux à $\sigma = 30$ cm, la TTS étant dominante sur le déplacement de l'étage dans le cas $\sigma = 10$ cm.

En conclusion, une résolution de positionnement de 10 cm à un impact négligeable sur le nombre et la qualité des événements sélectionnés. En outre, toute amélioration de cette résolution serait compromise par l'incertitude en temps liée à l'électronique de détection.

B.2.6.6 Résumé

L'analyse des données nous a permis de remarquer que les simulations Monte Carlo à notre disposition avaient été produites avec des paramètres non correspondant à la réalité, c'est-à-dire un étalonnage en charge parfait et une efficacité de détection du photomultiplicateur probablement surestimée. Il est envisagé de prendre en compte un étalonnage plus réaliste dans la simulation et des mesures d'efficacité du photomultiplicateur sont en cours. En attendant les nouvelles simulations, nous avons calculé l'effet du changement des paramètres sur le nombre d'événements attendus et nous avons attribué au résultat la valeur d'incertitude systématique. Nous avons aussi considéré d'autres sources possibles d'erreurs systématiques dans la mesure du taux de neutrinos atmosphériques. En résumé, les quatre effets suivants ont été répertoriés.

- La précision de positionnement des modules optiques (~ 10 cm) est une source d'erreur négligeable.
- L'incertitude associée à la réponse angulaire du module optique n'intéresse que les muons atmosphériques et produit une variation estimée de $\pm 20\%$ du flux total.
- L'incertitude sur l'étalonnage en charge se traduit en une diminution du taux d'événements de 8%.
- Une réduction de la surface effective du photomultiplicateur de 7% implique également une perte de 13% des événements.

Ces deux dernières incertitudes concernent la détection de la lumière Tcherenkov par le photomultiplicateur et son électronique associée ; une corrélation pourrait donc exister entre elles. Afin d'évaluer leur effet combiné, nous avons produit une simulation avec 7% de réduction de la surface effective, affectée aussi par l'incertitude estimée sur l'étalonnage en charge. Nous

en avons obtenu une diminution du taux d'événements de 18% par rapport à la simulation standard.

Le Tableau 22 résume l'effet des erreurs systématiques que nous avons estimées pour l'analyse des données à 5 lignes :

- une incertitude de ${}^{+0}_{-18}\%$ est appliquée au nombre total d'événements attendus ;
- pour les muons atmosphériques seulement, nous retenons une incertitude supplémentaire de $\pm 20\%$.

Dans le cas des muons atmosphériques, les deux erreurs étant en fait une incertitude (${}^{+0}_{-18}\%$) sur le nombre d'événements attendus et une dispersion ($\pm 20\%$) autour de cette valeur, nous avons décidé de les ajouter linéairement, soit d'évaluer l'incertitude globale par un effet de ${}^{+20}_{-38}\%$.

Type de signal	Incertitudes systématiques sur le nombre d'événements sélectionnés
Neutrinos atmosphériques	${}^{+0}_{-18}\%$
Muons atmosphériques	${}^{+20}_{-38}\%$

Tableau 22 : Effet des incertitudes systématiques sur le nombre de neutrinos et muons atmosphériques sélectionnés dans les données à 5 lignes.

B.2.7 Taux de neutrinos atmosphériques dans les données 5 lignes

L'analyse que nous avons présentée vise à sélectionner un lot de neutrinos de grande pureté dans les données à 5 lignes, dont le taux est comparé avec la simulation des neutrinos atmosphériques dans ANTARES. Nous avons d'abord partagé les données en quatre échantillons, selon le choix du paramètre *highThreshold* et le niveau du bruit de fond optique. Ensuite, nous avons choisi des coupures préliminaires, calculé un rapport de vraisemblance avec quatre variables discriminantes et appliqué une coupure finale sur la qualité de reconstruction.

Ces coupures ont été optimisées en fonction du *highThreshold* considéré. Par contre, le choix initial de séparer les échantillons par un critère d'intensité du fond a impliqué des difficultés de comparaison données-Monte Carlo. Nous avons donc évalué en détail l'influence du bruit sur l'efficacité de sélection, à l'aide de plusieurs simulations et, ce faisant, nous avons pu estimer le nombre d'événements attendus dans les données, tenant compte des conditions environnementales enregistrées pendant toute la période d'acquisition.

Enfin, nous avons évalué les erreurs systématiques affectant la mesure. Compte tenu de toutes les incertitudes étudiées, le Tableau 23 donne les valeurs finales du nombre total d'événements sélectionnés, du nombre attendu par simulation et le rapport correspondant.

<i>Événements sélectionnés dans les données</i>	$185 \pm 14(stat)$
<i>Événements attendus par simulation</i>	$218 \pm 41(theor) \pm 4(stat)^{+3}_{-42}(syst)$
<i>Rapport données / simulation</i>	$85 \pm 16(theor) \pm 6(stat)^{+17}_{-1}(syst)\%$

Tableau 23 : Nombre d'événements sélectionnés dans les données prises à 5 lignes (164 jours de temps effectif d'acquisition), comparé aux événements attendus par simulation.

Au total 185 neutrinos ont été extraits des données 5 lignes, sur 164 jours de temps d'acquisition effectif. La pureté de ces événements est obtenue de la simulation et vaut 93%. L'efficacité de sélection par rapport au nombre de neutrinos atmosphériques reconstruits est d'environ 30%; ce résultat représente une amélioration importante vis-à-vis de l'efficacité d'environ 14% obtenue par l'ancienne méthode de sélection utilisée dans ANTARES (simple coupure sur la variable Λ de qualité de reconstruction).

Le rapport entre événements sélectionnés et attendus vaut :

$$\frac{V_{data}}{V_{MC}} = 85 \pm 16(théor) \pm 6(stat)^{+17}_{-1}(syst) \% .$$

La mesure du taux de neutrinos atmosphériques avec les données prise à 5 lignes est donc en accord avec la prédiction du Monte Carlo. En particulier, les distributions d'angle zénithal et azimutal des traces retenues sont comparées dans la Figure B.76 et la Figure B.77.

Ce résultat démontre que le détecteur ANTARES répond correctement à une source connue tel que les neutrinos d'origine atmosphérique, ce qui permet d'aborder avec confiance la recherche de signaux cosmiques.

Concernant l'énergie des événements sélectionnés, un essai de reconstruction du spectre est présenté en annexe. La Figure B.78 montre la distribution du logarithme de l'énergie obtenue par simulation : la valeur moyenne pour les neutrinos vaut 450 GeV, celle des muons est de 200 GeV (énergie à l'entrée de la canette, voir A.2.3).

Comme nous avons vu dans le paragraphe A.1.4.2, le plus grand télescope à neutrinos existant est actuellement IceCube [79]. Le détecteur est encore en construction : les opérations avec les 80 lignes prévues devraient démarrer en 2011. Néanmoins la Collaboration a publié [80] des résultats de détection du flux de neutrinos atmosphériques, avec les 9 premières lignes installées et des données prises entre juin et décembre 2006.

En 137,4 jours de temps effectif d'acquisition, 234 événements de neutrinos ont été détectés, le nombre attendu par simulation étant de $211 \pm 76,1(syst) \pm 14,5(stat)$. La contribution principale à l'erreur systématique estimée correspond à une incertitude théorique de 30% sur le flux absolu de neutrinos atmosphériques. D'autres contributions significatives sont données par les effets de propagation de la lumière Tcherenkov et l'efficacité des détecteurs optiques.

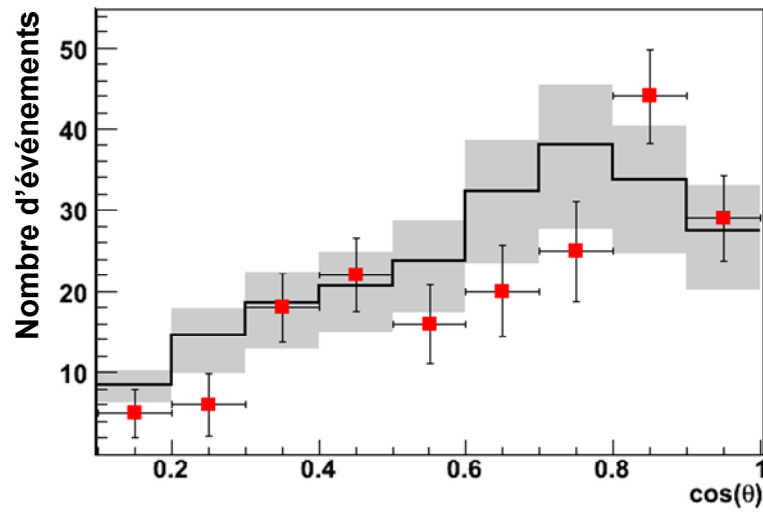


Figure B.76 : Distribution du cosinus de l'angle zénithal θ des événements sélectionnés dans les données à 5 lignes (points rouges, avec erreur statistique), comparée au résultat des simulations (trait noir). La bande grise correspond à la somme en quadrature des incertitudes statistiques, théoriques et systématiques sur le flux simulé.

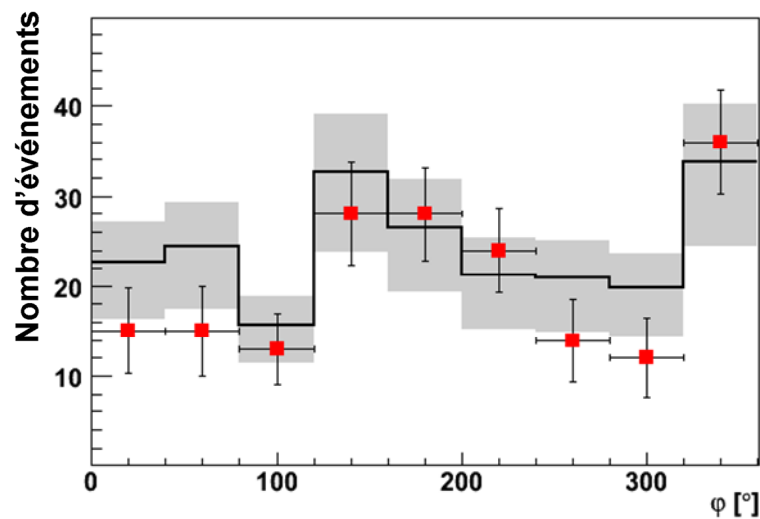


Figure B.77 : Distribution de l'angle azimutal ϕ des événements sélectionnés dans les données à 5 lignes (points rouges, avec erreur statistique), comparée au résultat des simulations (trait noir). La bande grise correspond à la somme en quadrature des incertitudes statistiques, théoriques et systématiques sur le flux simulé.

La Figure B.79 et la Figure B.80 montrent les distributions des directions de provenance zénithale et azimutale des traces de neutrinos sélectionnée. L'excès d'événements par rapport à la simulation autour de 90° sur la Figure B.79 est interprété comme une contamination de muons atmosphériques proches de l'horizontale.

Confrontant ces résultats avec ceux du Tableau 23, nous remarquons qu'IceCube 9 lignes obtient en fin d'analyse 1,7 événement de neutrinos atmosphériques par jour contre 1,1 dans ANTARES avec 5 lignes. Les incertitudes sur le taux attendu sont similaires. Bien que l'accord entre les données et la simulation soit meilleure sur la Figure B.76 que sur la Figure B.79, à ces stades de construction les performances des deux expériences sont comparables.

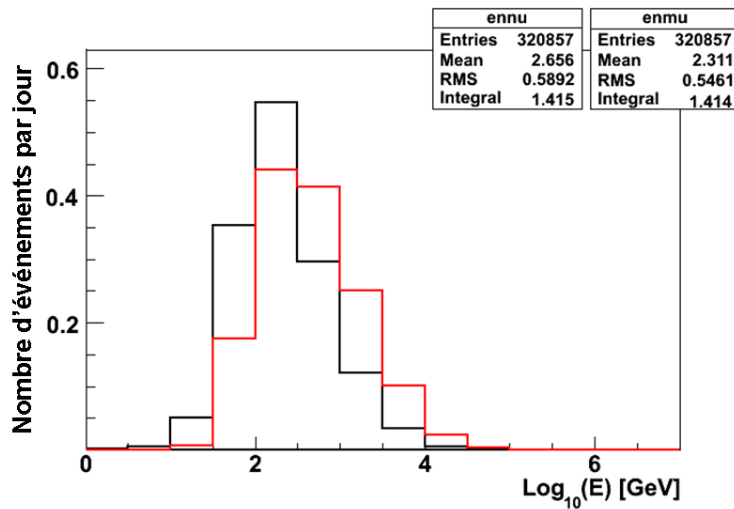


Figure B.78 : Distribution en énergie des événements sélectionnés obtenue par simulation : le trait noir correspond à l'énergie des muons à l'entrée de la canette (voir A.2.3), le rouge à celle des neutrinos qui les ont produits.

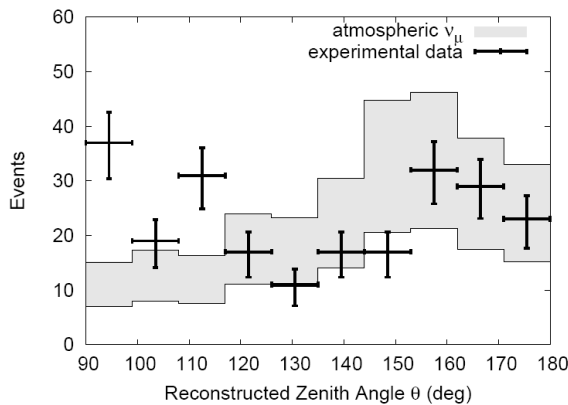


Figure B.79 : Distribution de la direction de provenance des muons sélectionnés dans les données d'IceCube 9 lignes [80] par rapport à la verticale. Un angle de 180° correspond à un muon montant vertical. La bande grise correspond aux incertitudes systématiques autour de la valeur attendue par simulation.

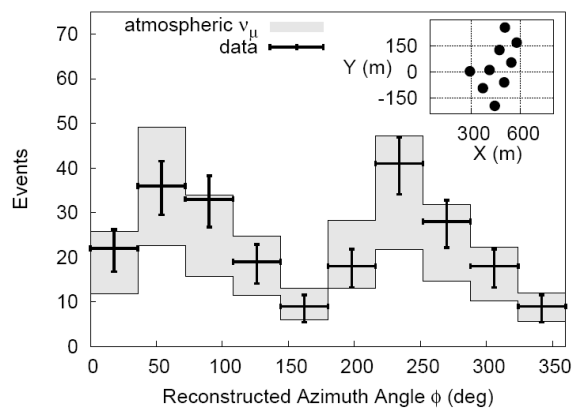


Figure B.80 : Distribution de la direction de provenance azimutale des muons sélectionnés dans les données d'IceCube 9 lignes [80]. La bande grise correspond aux incertitudes systématiques autour de la valeur attendue par simulation. L'encadré montre la configuration des lignes.

Chapitre C

RECHERCHE D'UN SIGNAL COSMIQUE

Le but principal d'un télescope à neutrinos tel qu'ANTARES est la détection d'un signal d'origine extraterrestre de haute énergie et la découverte de son origine. Dans le chapitre précédent, nous avons caractérisé la réponse du détecteur au flux de neutrinos atmosphériques, démontrant ainsi sa capacité à rejeter les muons descendants. Les neutrinos atmosphériques constituent le fond principal du signal cosmique.

Comme nous l'avons dit dans le paragraphe A.1.3, un signal est attendu des objets qui déclenchent les processus de plus haute énergie dans l'Univers : restes de supernova, *pulsars*, *microquasars*, noyaux actifs de galaxie, sursauts gamma. Dans ce chapitre, nous discutons quelques résultats marquants obtenus en astronomie de hautes énergies et de leurs implications pour la recherche d'un signal de neutrinos cosmiques dans ANTARES (C.1, C.2 et C.3).

Dans le paragraphe C.4, nous décrivons les méthodes utilisées dans ANTARES pour chercher des sources de neutrinos et, en particulier, une méthode utilisée dans ce travail, fondée sur l'étude de la corrélation spatiale entre paires d'événements (C.4.2). Nous appliquons ensuite cette méthode aux données prises avec 5 lignes. Pour augmenter les chances de découverte, nous étudions enfin les corrélations entre événements et des sources potentielles répertoriées par d'autres expériences (C.5.2).

C.1 Astronomie gamma

L'astronomie gamma de haute énergie (au-dessus de 10 MeV) est un domaine riche d'observations et de découvertes. L'émission des rayons gamma signe la présence de particules chargées accélérées (voir A.1.3.3) et, dans le cas d'une accélération d'hadrons, la production de neutrinos.

Jusqu'à présent, les observations en gamma ne suffisent pas à contraindre un modèle d'accélération hadronique ou leptonique (voire un mélange des deux) dans aucune des sources détectées (voir A.1.3.3). La détection de ces objets par un télescope à neutrinos pourrait permettre d'avancer sur ce sujet.

Dans les paragraphes suivants, nous allons présenter les résultats principaux et les questions ouvertes par trois expériences d'astronomie gamma – EGRET, H.E.S.S. et *Fermi* – qui ont observé le ciel visible par ANTARES, nous permettant de faire des considérations sur le signal attendu en neutrinos (C.3).

C.1.1 EGRET

EGRET (*Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*) [81] était un des instruments du satellite CGRO (*Compton Gamma Ray Observatory*), lancé en 1991. Il était conçu pour détecter les rayons gamma entre 20 MeV et 30 GeV, localiser les sources émettrices et mesurer leur intensité et leur spectre en énergie.

Comme le montre la Figure C.1, EGRET était équipé d'un système à chambre à étincelles, pour détecter les rayons gamma lors de leur conversion en paires électron-positron. Un calorimètre à NaI(Tl) assurait la reconstruction en énergie, avec une résolution d'environ 20%. Les particules cosmiques chargées susceptibles de produire un signal dans le détecteur étaient rejetées à l'aide d'un dôme anti-coïncidence, en plastique scintillant.

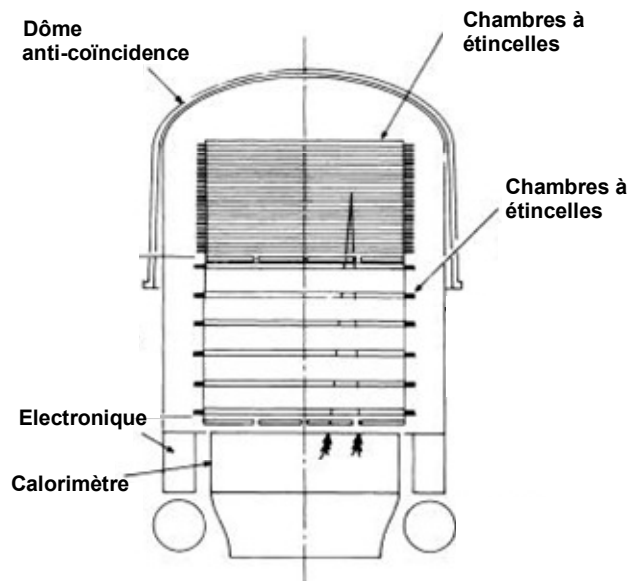


Figure C.1 : Vue en coupe du détecteur EGRET [81].

La résolution angulaire du détecteur était d'autant meilleure que l'énergie du gamma était élevée, passant de $5,5^\circ$ à 100 MeV à $0,5^\circ$ à 5 GeV.

La Figure C.2 montre la carte du ciel en coordonnées galactiques obtenue par EGRET, avec un seuil en énergie de 100 MeV. La forte émission gamma le long du plan galactique est produite par l'interaction des rayons cosmiques avec le milieu interstellaire.

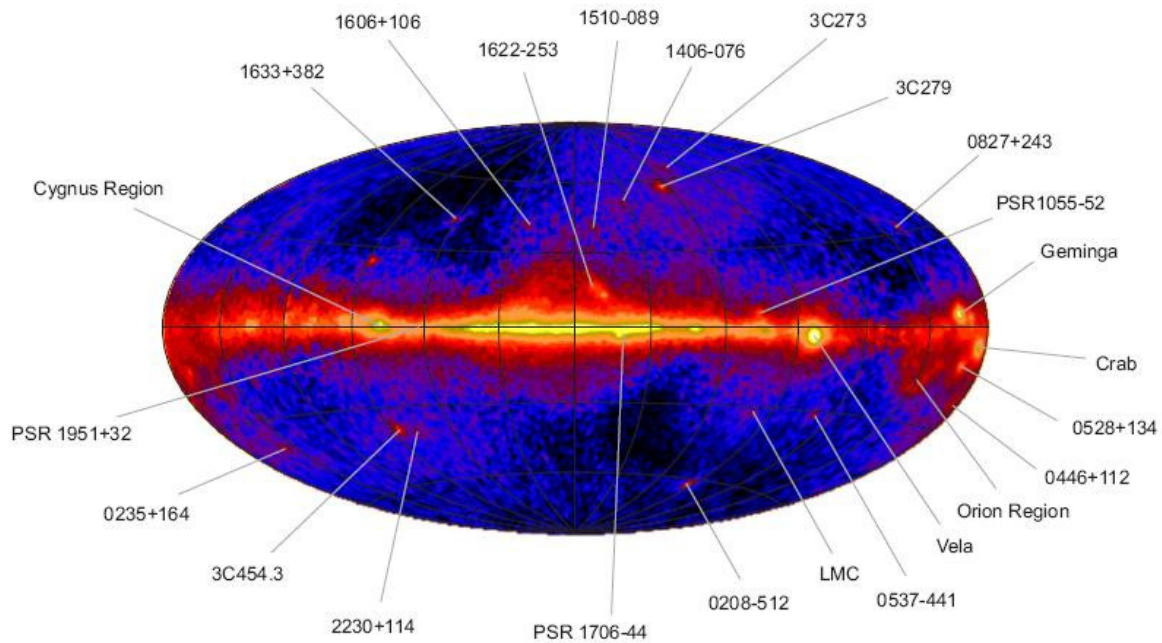


Figure C.2 : Carte du ciel obtenue par l'instrument EGRET, avec un seuil en énergie à 100 MeV [81] Les flèches indiquent des sources gamma parmi les plus intenses.

Après soustraction du fond, 271 sources ont été répertoriées [82] (Figure C.3). Plus de la moitié d'entre elles n'étaient pas associées à des objets visibles à d'autres longueurs d'onde.

Le contenu de ce catalogue a été récemment revisité [83] en utilisant des modèles plus récents de distribution du gaz interstellaire dans la Galaxie. Dans cette dernière analyse 188 sources sont identifiées, dont 164 font aussi partie de la liste compilée dans [82] ; au total 107 sources initialement répertoriées dans le catalogue ne sont pas confirmées.

C.1.2 H.E.S.S.

Les flux de rayons gamma observés montrent une intensité qui décroît fortement avec l'énergie, avec pour conséquence qu'au TeV ils deviennent trop faibles pour être détectés par les expériences sur satellites comme EGRET. Des surfaces de détection beaucoup plus grandes sont nécessaires, qui ne peuvent être réalisées que sur Terre. Cependant, dans ce cas, la détection directe est rendue impossible par la présence de l'atmosphère. Les rayons gamma y interagissent rapidement (Figure C.4), engendrant une gerbe de particules secondaires. Ces gerbes émettent à leur tour de la lumière Tcherenkov, capable d'illuminer un cercle d'environ 250 m de diamètre au sol (Figure C.5), soit environ 50000 m^2 . Pour un gamma incident de 1 TeV, la densité de photons à Terre est d'environ 100 par m^2 et le flash de lumière produit dure quelques nanosecondes.

Troisième catalogue d'EGRET

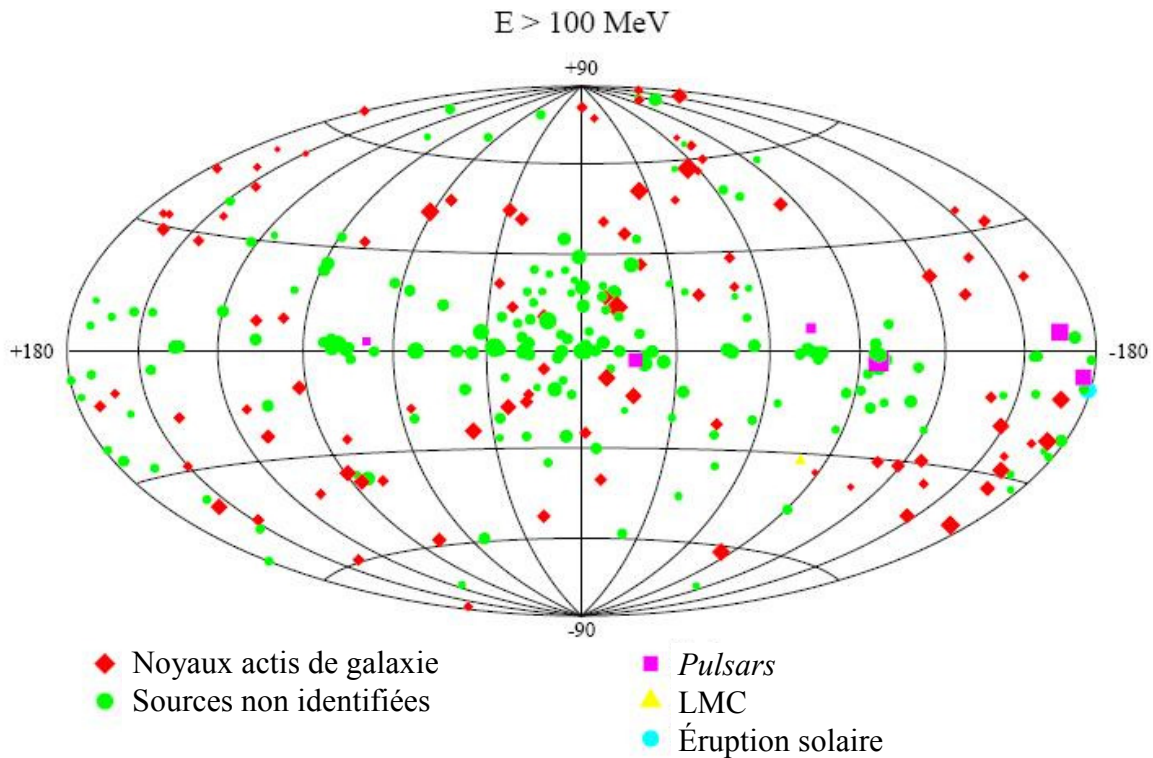


Figure C.3 : Le troisième catalogue d'EGRET a été compilé avec les données prises de 1991 à 1995 et a été publié en 1999 dans [82]. Il contient 271 sources : 5 pulsars, 1 éruption solaire, 66 sources identifiées comme des blazars à haut niveau de confiance, 27 sources probablement de type blazar et une source supposée de type galaxie radio (Cen A), une galaxie standard (Le grand Nuage de Magellan LMC), 170 sources non identifiées. Un sixième pulsar est montrée à (longitude galactique $l = 69^\circ$, latitude galactique $b = 3^\circ$), mais il n'est visible que de façon intermittente ; donc il n'est pas inclus dans le catalogue.

Un télescope à l'intérieur de la surface illuminée peut détecter cette lumière (Figure C.5), reconstituer la direction de l'axe de la gerbe atmosphérique et ainsi remonter à la direction de la source du rayon gamma. La précision de la mesure peut être améliorée grâce à l'utilisation de plusieurs télescopes, qui voient la gerbe sous des angles différents et peuvent donc permettre sa reconstruction en mode dit stéréoscopique.

L'expérience H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*) [84] – construite en Namibie – utilise un système de 4 télescopes Tcherenkov, capables de voir des gerbes atmosphériques en mode stéréoscopique. Les télescopes (Figure C.6) sont disposés aux sommets d'un carré faisant 120 m de côté. Leurs miroirs ont un diamètre de 12 m et une surface de 107 m². Une caméra est installée sur l'axe des télescopes et recueille la lumière renvoyée par les miroirs : elle est composée de 960 cellules, chacune équipée d'un photomultiplicateur. Son champ de vue est de 5°. La résolution angulaire vaut 0,03° quand l'axe du télescope est aligné avec le rayon gamma.

Le télescope H.E.S.S. est en service depuis décembre 2003. Il a permis la découverte d'un grand nombre d'objets à haute énergie. Dans ce qui suit, nous faisons une synthèse des principaux résultats d'observation.

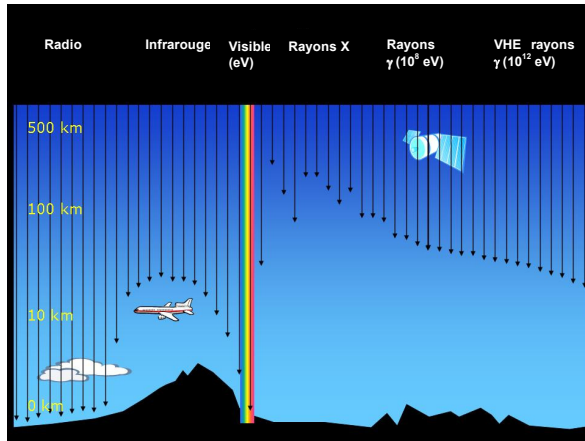


Figure C.4 : Profondeur de pénétration des photons dans l'atmosphère, en fonction de leur énergie. Seuls les rayonnements radio et visible rejoignent la Terre [85].

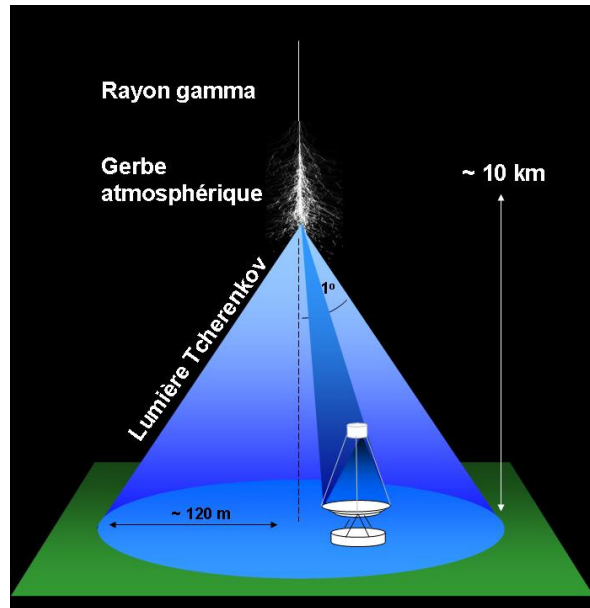


Figure C.5 : Interaction d'un rayon gamma dans l'atmosphère : la gerbe produite est à l'origine du rayonnement Tcherenkov, qui peut être détecté par un télescope au sol [85].

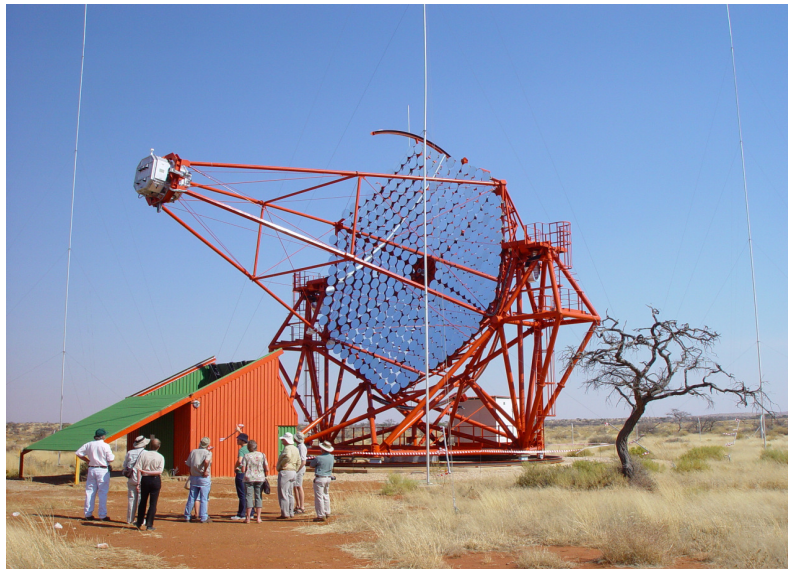


Figure C.6 : Un des 4 télescopes de l'expérience H.E.S.S. [84].

Le plan galactique

La région du plan galactique est riche en accélérateurs potentiels de particules de haute énergie : avant la construction de H.E.S.S., 381 pulsars et 91 restes de supernova étaient connus dans une région de taille 60° en longitude (l) et 6° en latitude (b) autour du centre galactique [86]. Toutefois, parmi ces objets, seulement deux avaient été observés en rayons gamma de haute énergie : le reste de supernova RX J1713.7-3946 et le centre de la Galaxie.

Le télescope H.E.S.S. est situé dans l'hémisphère Sud, ce que lui permet d'observer le plan galactique. L'année 2004 a marqué le début d'une campagne d'observations dans le domaine

$-30^\circ < l < 30^\circ$ et $-3^\circ < b < 3^\circ$ du plan galactique. Dix-sept sources gamma ont été détectées à plus de 4σ de significativité (Figure C.7). Deux sources parmi les dix-sept n'ont pas été associées avec des objets observés à des énergies plus faibles ; la plupart des restantes ont été identifiées comme des restes de supernova ou des étoiles à neutron. Les spectres de l'émission gamma de tous ces objets ont été ajustés par des lois de puissance $E^{-\gamma}$, dont $\langle \gamma \rangle$ vaut 2,32 [86].

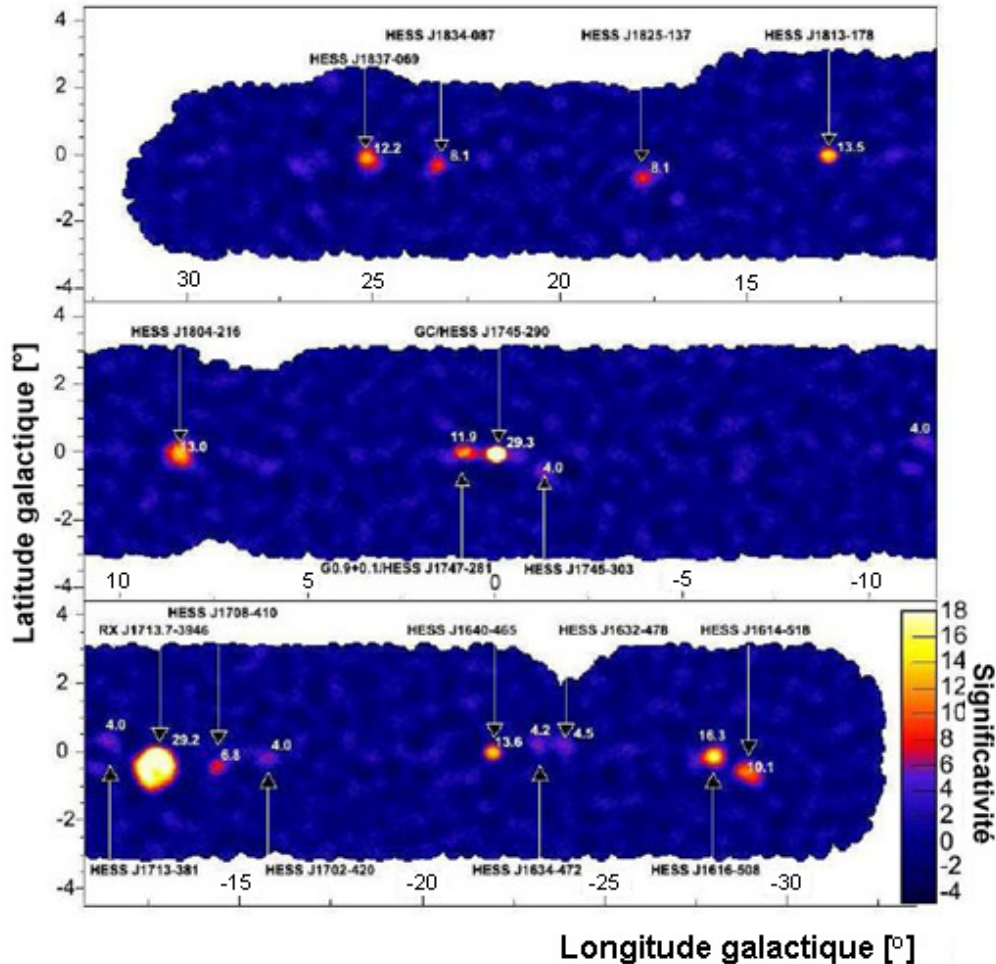


Figure C.7 : Carte de significativité des 17 sources gamma détectées par H.E.S.S. sur le plan galactique [86].

RX J1713.7-3946

RX J1713.7-3946 est un reste de supernova qui a été observé avec 39σ de significativité en 2004 (Figure C.8). Grâce à sa résolution angulaire meilleure que l'extension spatiale du reste de supernova et à l'intensité du signal détecté, le télescope a pu détecter une émission gamma corrélée avec le flux en rayons X (Figure C.8) [87].

Le spectre en énergie mesuré par H.E.S.S. est montré sur la Figure C.9. Il s'étend sur environ 3 décades, de 30 GeV à 30 TeV. Pour engendrer un tel rayonnement gamma, des protons primaires de 200 TeV ou des électrons d'environ 100 TeV seraient nécessaires selon [87]. Les données spectrales de H.E.S.S. indiquent donc que l'accélération des particules dans les restes de supernova atteint au moins 10^{14} eV.

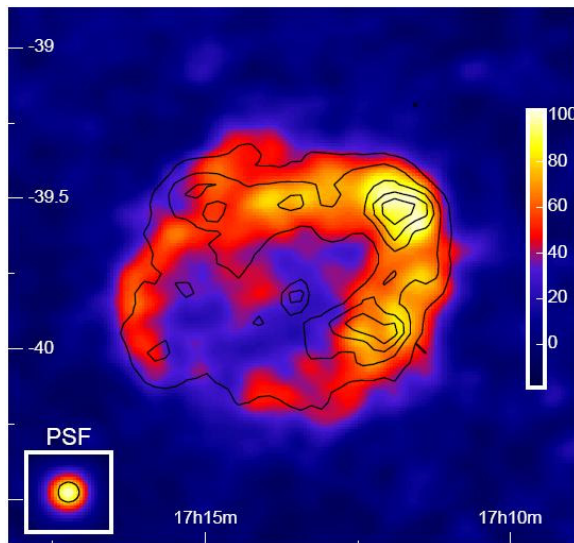


Figure C.8 : Image de RX J1713.7-3946 en rayons gamma de haute énergie [87]. L'échelle en couleur fournit le nombre de gammas en excès par rapport au fond. Le profil d'une source ponctuelle (PSF, Point Spread Function) est indiqué en bas à gauche. Les lignes noires représentent les contours de la source donnés par l'expérience ASCA (1-3 keV).

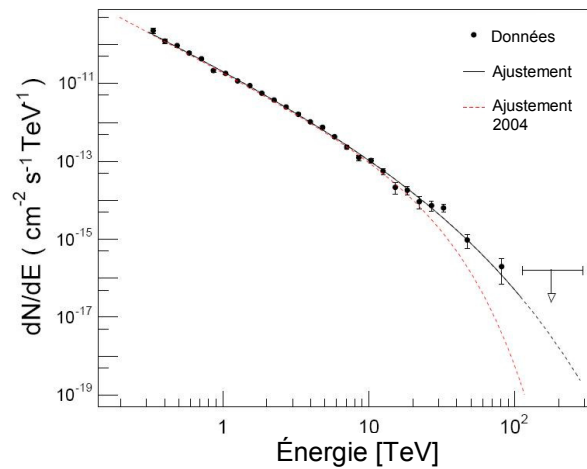


Figure C.9 : Spectre gamma de RX J1713.7-3946, obtenu avec les données H.E.S.S. de 2003 à 2005 [87]. La ligne noire représente un ajustement aux données avec une loi de puissance, plus une coupure exponentielle : $dN/dE = I_0 E^{-\Gamma} \exp(-E/EC)^\beta$. Les valeurs ajustées sont $\beta = 0,5$, $\Gamma = 1,8$ et $EC = 3,7$ TeV. Un ajustement avec $\beta = 1$ sur les données 2004 seules est marqué par la ligne rouge.

Des modèles théoriques ont été ajustés aux mesures à longueurs d'onde différentes (Figure C.10) fin de comprendre le mécanisme d'émission gamma dans RX J1713.7-4396. Le scénario leptonique ainsi que celui hadronique (voir A.1.3.3) peuvent expliquer le spectre sur la Figure C.9 [88], avec une préférence pour le second compte tenu de l'intensité du champ magnétique produit lors de l'explosion d'une supernova [89]. En effet, comme nous pouvons le calculer dans l'équation (2), en présence d'un fort champ magnétique les électrons accélérés irradieraient rapidement leur énergie et le rayonnement gamma observé longtemps après l'explosion serait donc le résultat d'un processus hadronique.

Le centre galactique

En 2003, H.E.S.S. a observé une source intense de rayons gamma au TeV (HESS J1745-209) en direction du centre gravitationnel de la galaxie. En 2004, de nouvelles observations à 38σ de significativité ont confirmé la présence d'une source, compatible avec la position du trou noir super massif Sgr A*. Une autre source proche, mais plus faible (G 0.9+0.1), a été identifiée comme un reste de supernova entourant un *pulsar*.

Le panneau supérieur de la Figure C.11 montre la position et l'intensité des deux sources. Dans le panneau inférieur, leur contribution à l'image globale a été soustraite, permettant de chercher d'autres émissions plus faibles.

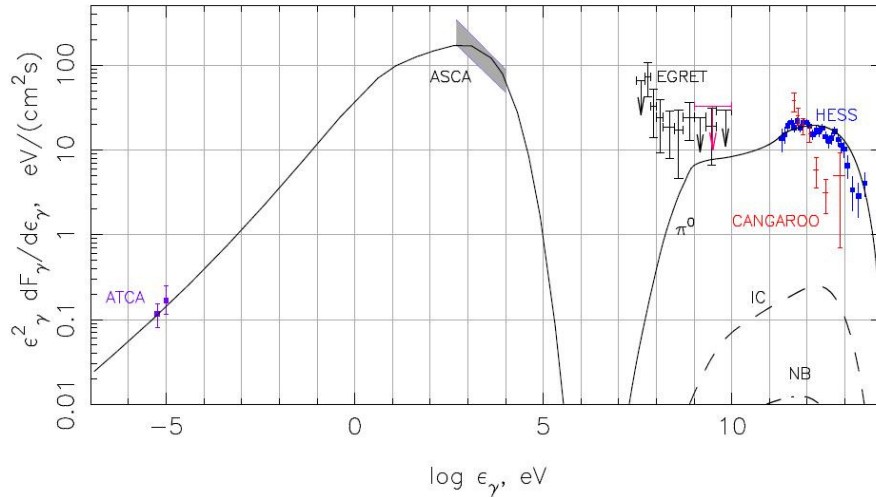


Figure C.10 : Spectre en énergie de RX J1713.7-3946 [89]. Les données ont été obtenues par plusieurs expériences : ATCA (sensible à la bande radio), ASCA (rayons X), CANGAROO (rayons gamma) et H.E.S.S.. Le spectre de la source 3EG J1714-3857 (barres en noir) – détectée par EGRET à proximité de RX J1713.7-3946 – et la limite supérieure d'EGRET pour RX J1713.7-3946 (barre magenta) sont aussi montrés. À des énergies plus grandes que 107 eV, la ligne continue correspond à une émission par désintégration de π^0 , les lignes pointillées aux processus Compton inverse (IC) et Bremsstrahlung non thermique (NB).

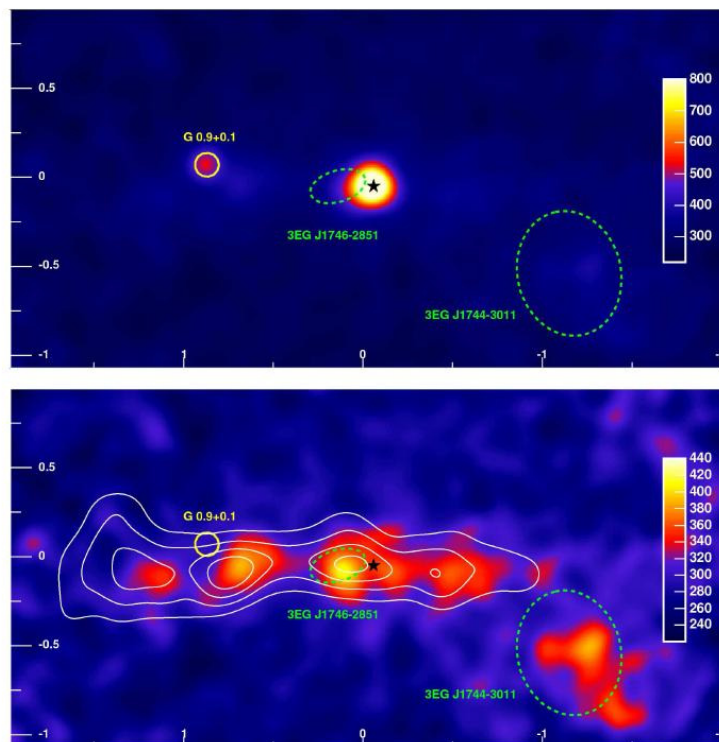


Figure C.11 : Image en rayons gamma de haute énergie de la région du centre de la galaxie (coordonnées galactiques) [90]. En haut : carte du nombre de rayons gamma détectés. En bas : la même carte après soustraction des deux sources dominantes. Une bande étendue d'émission est visible. Les contours en blanc indiquent la densité du gaz moléculaire dans la région, obtenue avec l'étude des émissions en césium. La position et la taille de G 0.9+0.1 sont indiquées par un cercle jaune. La position de Syra* est marquée par une étoile noire. Les régions contenant à 95% de niveau de confiance les deux sources gamma détectées par EGRET dans la région sont montrées en ellipses vertes pointillées.

Deux éléments significatifs apparaissent après soustraction des sources dominantes dans la région du centre galactique : une émission étendue coïncidente avec la source d'EGRET 3EG J1744-3011 et une émission le long du plan galactique, sur environ 2° en longitude, correspondant à environ 30 pc (Figure C.11). Pour cette dernière, il existe une corrélation entre la distribution spatiale des nuages de gaz moléculaire galactique et celle des rayons gamma au TeV (Figure C.12). Il est donc possible que l'émission gamma diffuse de la Figure C.11 soit issue des interactions de rayons cosmiques dans les nuages de gaz.

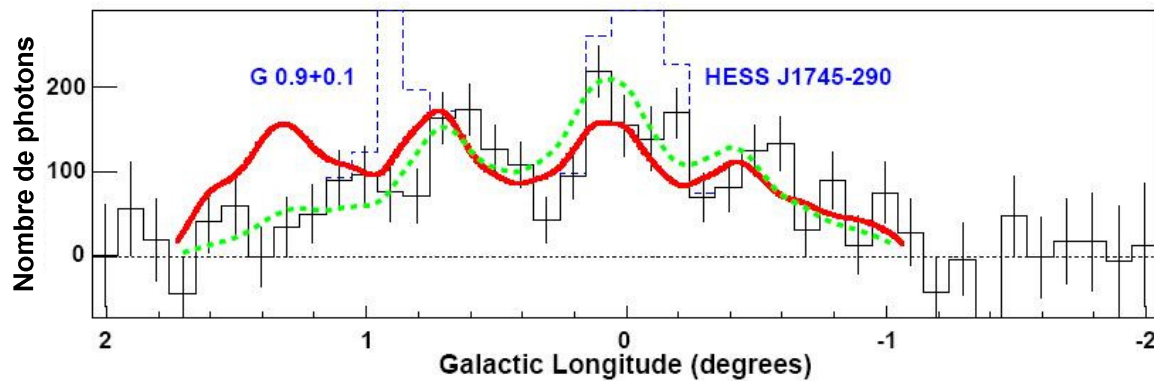


Figure C.12 : Nombre de rayons gamma en fonction de la longitude galactique l , pour une latitude b comprise entre -0.2° et 0.2° , observés par H.E.S.S. en provenance de la région du centre galactique [90]. Les croix en noir représentent le nombre de photons détectés par H.E.S.S. après soustraction des sources ponctuelles ; en bleu pointillé, les valeurs avant soustraction. La courbe rouge indique la densité de gaz moléculaire ; celle en vert pointillée montre le flux de gamma attendu, en faisant l'hypothèse que la densité de rayons cosmiques galactiques est une gaussienne centrée à $l = 0$, avec une largeur, à une déviation standard, de 0.8° .

Les sources extragalactiques

H.E.S.S. a recherché dans le ciel des objets appartenant à une longue liste de sources extragalactiques issues de précédentes expériences.

Parmi les objets étudiés, Mkn421 [91] et PKS 2155-304 [92] ont été détectés avec des significativités de plus de 100σ et environ 45σ respectivement. Ces sources ont montré une variabilité de flux (un facteur 6 au maximum), à l'échelle d'un an comme à celle d'une heure [92]. Des variations de la forme du spectre ont aussi été rapportées : un ajustement en loi de puissance $E^{-\gamma}$ montre que l'indice spectral γ diminue fortement avec l'augmentation du flux [91]. Aux plus hautes énergies, la forme du spectre est ajustée par une coupure exponentielle, cohérente avec un effet d'absorption des rayons gamma au TeV par le fond diffus extragalactique [92].

Les sources non identifiées

Parmi les objets découverts par H.E.S.S., il y a des sources qui ne sont détectées qu'en gamma de haute énergie, sans contrepartie à d'autres longueurs d'onde [93].

C'est le cas de HESS J1616-508, dont aucune trace en radio ou rayons X n'a été détectée ; la quasi totalité de l'énergie est émise en rayons gamma, favorisant le scénario d'une accélération de particules hadroniques dans la source [94]. En effet, en présence d'une accélération

d'électrons, l'émission gamma serait accompagnée par une émission X due au rayonnement synchrotron¹⁴ (voir A.1.3.3).

Le télescope H.E.S.S. est en cours d'amélioration. Dans cette nouvelle phase, appelée H.E.S.S. II, un très large télescope est construit au milieu de ceux déjà existants, avec une surface de collection d'environ 600 m² (soit 6 fois plus grand que les télescopes actuels). Le télescope central pourra fonctionner en coïncidence avec les autres – permettant un gain de sensibilité d'un facteur 2 entre 0,1 TeV et 10 TeV – ou seul, afin de baisser le seuil en énergie à 30 GeV.

La prochaine génération de détecteurs gamma sur Terre est à l'étude dans le consortium CTA (*Cherenkov Telescope Array*) [95]. Un des scénarios envisagés prévoit la construction de deux réseaux de télescopes : un dans l'hémisphère sud, pour l'étude détaillée des sources galactiques, et un dans l'hémisphère nord, pour assurer la couverture de tout le ciel dans la recherche d'objets extragalactiques. La conception de CTA vise à atteindre une amélioration de la sensibilité actuelle d'un facteur 5 à 10 dans le domaine 100 GeV - 10 TeV, au même temps qu'une extension des possibilités de détection aux énergies plus faibles que 100 GeV et plus grandes que 10 TeV. La construction pourrait démarrer en 2011.

C.1.3 Le satellite Fermi

Fermi Gamma Ray Space Telescope (initialement appelé GLAST) a été lancé en juin 2008. Il s'agit d'un télescope orbitant permettant d'observer des sources entre 20 MeV et 300 GeV, avec une sensibilité 50 fois supérieure à EGRET à 100 MeV. Le satellite *Fermi* (Figure C.13) est équipé de deux instruments : le LAT (*Large Area Telescope*) et le GBM (*GLAST Burst Monitor*).

Le GBM est conçu pour la détection des sursauts gamma, tandis que le LAT est consacré à l'étude de sources émettant en continue. Ce dernier est composé d'un détecteur à bandes de silicium, d'un calorimètre CsI(Tl) et d'un scintillateur plastique. Les trois sous-systèmes servent respectivement à définir la direction des rayons gamma détectés, à mesurer leur énergie et à rejeter le fond induit par les particules chargées. Grâce à cette architecture, le LAT atteint une résolution angulaire de 0,15° au-dessus de 10 GeV et une résolution en énergie inférieure à 10%.

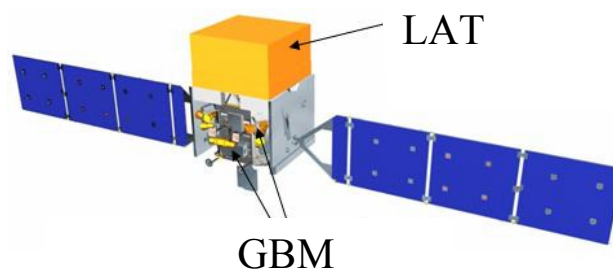


Figure C.13 : Le satellite Fermi, avec ses deux détecteurs.

¹⁴ Si ces sources gamma non identifiées représentent ce qui reste d'une quelconque sorte d'explosion cosmique – tel que les sursauts gamma –, l'absence de rayonnement en X pourrait être expliquée par l'action d'un champ magnétique extrême, juste après l'explosion : ainsi toute l'énergie des électrons serait irradiée rapidement et aucune émission par synchrotron ne serait visible ultérieurement [94].

Après les trois premiers mois d'observations (du mois d'août au mois d'octobre 2008), Fermi a répertorié 205 sources à plus de 10σ de significativité (Figure C.14), avec un seuil de 100 MeV [96].

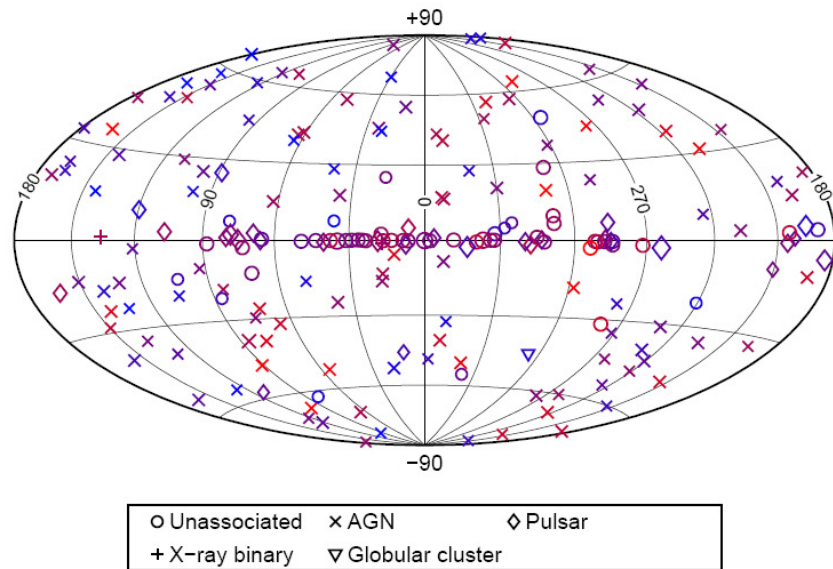


Figure C.14 : Les 205 sources de la liste publiée dans [96] en coordonnées galactiques.

C.2 Astronomie des rayons cosmiques

Comme nous l'avons vu dans A.1.2.1, seuls les rayons cosmiques d'ultra haute énergie ($\sim 10^{20}$ eV) peuvent se propager de leur source à la Terre sans être sensiblement déviés par les champs magnétiques cosmiques. La première indication d'une corrélation entre les directions d'arrivée de ces rayons et la position des objets astrophysiques connus a été publiée par la Collaboration AUGER dans [99].

Construit en Argentine et capable d'explorer le ciel austral, l'Observatoire Pierre AUGER a pour but d'étudier le flux, la distribution des directions d'arrivée et la nature des rayons cosmiques d'ultra haute énergie.

Le principe de détection se fonde sur la production de gerbes dans l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère : quatre détecteurs de fluorescence permettent d'obtenir le profil de la gerbe lors de sa propagation dans l'atmosphère, tandis qu'un réseau de 1600 cuves d'eau, exploitant l'effet Tcherenkov, mesure le front d'arrivée de la gerbe au sol (Figure C.15).

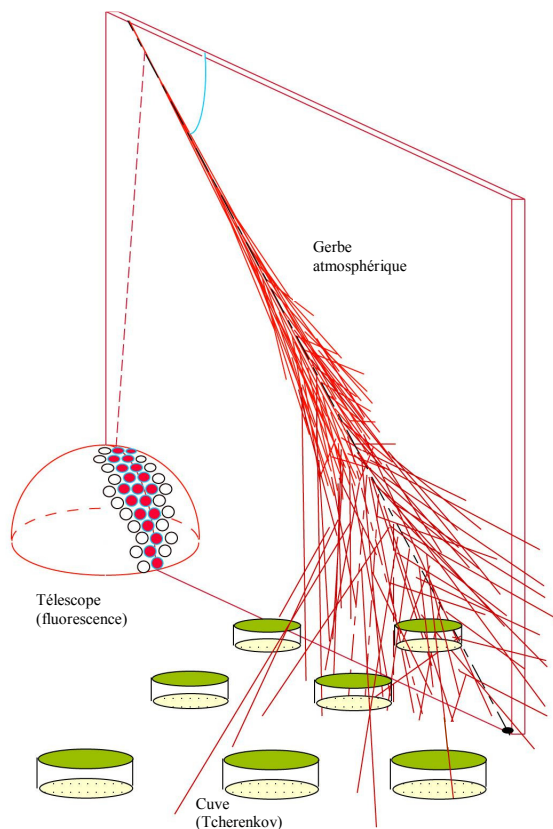


Figure C.15 : Schéma de détection des gerbes atmosphériques par AUGER, utilisant un télescope sensible à la fluorescence et un réseau de cuves d'eau illuminées par effet Tcherenkov.



Figure C.16 : Un détecteur de fluorescence d'AUGER, avec - en bas - une cuve d'eau exploitant l'effet Tcherenkov.

Sur la Figure C.16 nous voyons un des quatre télescopes sensibles aux photons ultra violets, émis par les molécules excitées de diazote atmosphérique lors du développement d'une gerbe. La trace lumineuse fournit la direction d'arrivée du rayon cosmique ; l'intensité de la

fluorescence permet d'estimer son énergie. Enfin, le type de particule incidente est identifié par la position dans le ciel du maximum de développement de la gerbe, c'est-à-dire l'altitude où le nombre de particules est maximum : une gerbe initiée par un noyau lourd atteint son maximum plus haut qu'une initiée par noyau léger de même énergie. La fluorescence n'est exploitable que pendant les nuits de beau temps et en absence de Lune.

Les 1600 cuves d'eau du réseau d'AUGER sont séparées de 1,5 km, pour une couverture totale d'environ 3000 km². À 10²⁰ eV, le flux de rayons cosmiques attendu est d'une particule par siècle par km². Auger devrait donc observer 30 rayons cosmiques de cette énergie par an. L'intérieur des cuves n'est illuminé que par effet Tcherenkov, pendant le passage des particules produites dans les gerbes atmosphériques. Cette lumière est détectée par des photomultiplicateurs. Le temps et la position des signaux sur le réseau de cuves permettent de reconstruire la direction du rayon cosmique ayant produit la gerbe. La détermination de l'énergie se fait en étudiant la densité de particules dans les cuves touchées. En outre, la densité de muons contribue à identifier la particule cosmique, le nombre de muons étant plus élevé quand la gerbe est initiée par un noyau lourd par rapport à un noyau léger.

Par rapport à d'autres expériences de détection des rayons cosmiques, comme par exemple HiRes [97], opérant deux télescopes à fluorescence, et AGASA [98], composée d'un réseau de 111 détecteurs à scintillation sur une surface d'environ 100 km², l'atout d'AUGER est représenté par la possibilité d'utiliser les techniques de détection de fluorescence et du réseau de cuves simultanément. Dans ce mode de détection hybride, la reconstruction de la direction d'arrivée et de l'énergie des rayons cosmiques atteignent une précision d'environ 1° et 5% respectivement.

L'observatoire est en prise de données depuis 2004. En 2008, la construction a été achevée et environ un million de rayons cosmiques avait déjà été détecté, dont environ 80 avait des énergies supérieures à 40×10^{18} eV.

Les premiers résultats d'AUGER sur la recherche des sources de rayons cosmiques d'ultra haute énergie ont été publiés dans [99]. Dans un premier lot de données prises avant juin 2006 a été analysé une corrélation a été cherchée entre les directions d'arrivée et la position des noyaux actifs de galaxie connus, sites potentiellement accélérateurs des rayons cosmiques (A.1.3.2). Plusieurs paramètres ont été ajustés pour maximiser le signal de corrélation : la distance des galaxies à la Terre ; l'énergie des événements détectés ; la distance angulaire entre la direction reconstruite du rayon cosmique et la position de la galaxie la plus proche sur la carte du ciel.

Prenant en compte l'ensemble des noyaux actifs connus jusqu'à une distance maximale de 75 Mpc de la Terre et les 15 rayons cosmiques ayant une énergie reconstruite supérieure à 56×10^{18} eV, 12 événements sont corrélés à la position d'une galaxie à moins de 3,1°. Dans l'hypothèse d'un flux de rayons cosmiques isotrope, les simulations ont montré que le nombre d'événements corrélés attendus est de 3,2.

Pour pouvoir confirmer la corrélation trouvée, l'analyse a été répétée avec un deuxième lot de données prises du mois de juin 2006 au mois d'août 2007, utilisant les mêmes sélections que pour l'échantillon précédent : 8 événements sur un total de 13 détectés ont confirmé la corrélation.

Les calculs ont montré que, dans l'hypothèse d'une distribution isotrope des directions d'arrivée, la probabilité d'avoir ces 8 événements corrélés à la position des noyaux actifs est de $1,7 \cdot 10^{-3}$. L'hypothèse d'isotropie est donc rejetée à plus de 99% de niveau de confiance.

L'anisotropie des directions d'arrivée des rayons cosmiques d'ultra haute énergie étant prouvée, une optimisation des paramètres de l'analyse pour l'ensemble complet des données a été effectuée. Un lot de 27 événements d'énergie supérieure à 57×10^{18} eV – montrant la plus

grande corrélation avec les noyaux actifs de galaxies – a été sélectionné. La probabilité que la distribution des 27 rayons cosmiques sur la Figure C.17 soit produite par un flux isotrope est inférieure à 10^{-5} .

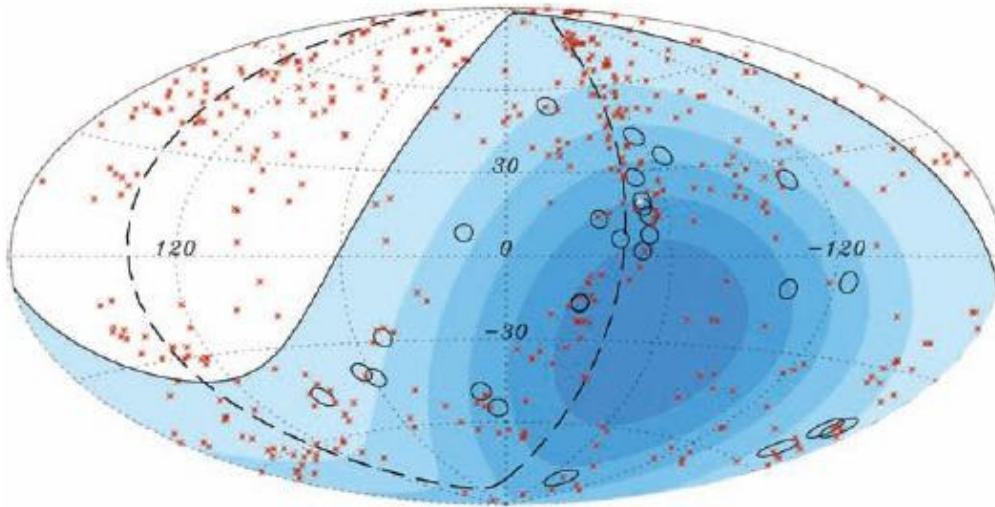


Figure C.17 : Carte en coordonnées galactiques, présentant les directions d'arrivée des rayons cosmiques d'ultra haute énergie détectés par AUGER [99] avec des cônes d'ouverture de $3,1^\circ$. Les étoiles en rouge indiquent la position de 472 noyaux actifs de galaxie répertoriés avec une distance inférieure à 75 Mpc. Les bandes en bleus fournissent une indication du temps d'observation des différentes régions du ciel, allant du maximum à zéro des bleus les plus foncés aux bleus les plus clairs. La ligne noire représente la frontière du champ de vue du télescope. La ligne pointillée marque le plan conventionnellement appelé supergalactique¹⁵.

¹⁵ Le plan supergalactique passe par le Soleil et le milieu de l'amas de la Vierge. Le point de latitude supergalactique zéro est situé à AD = 02h 49m 14s Dec = $+59^\circ 31' 42''$, et le pôle Nord supergalactique est à AD = 18h 55m 01s Dec = $+15^\circ 42' 32''$, (coordonnées époque 2000).

C.3 Discussion

Dans les années 1990, EGRET a effectué une première exploration du ciel en rayons gamma. Un catalogue de 271 sources a été compilé (voir Figure C.3), et l'émission diffuse du plan galactique a également pu être étudiée (voir Figure C.2).

Les observations en gamma ont été enrichies par H.E.S.S., qui a démontré que dans une région proche du centre galactique ce flux diffus est corrélé avec la densité des nuages moléculaires (voir Figure C.12), ce qui favoriserait une émission gamma due à la désintégration des π^0 produits par l'interaction du rayonnement cosmique sur ces nuages. Dans ce cas un signal en provenance de la région du centre galactique serait potentiellement visible par un télescope à neutrinos.

Les données de H.E.S.S. ont permis d'identifier d'autres sources potentielles de neutrinos, comme par exemple le reste de supernova RX J1713.7-3946 (Figure C.8). Bien qu'un mélange d'interactions d'hadrons et d'électrons puisse être à l'origine de la production des rayons gamma de haute énergie, la forme du spectre mesuré semble privilégier le mécanisme hadronique [88] [89].

Dans l'hypothèse d'une origine totalement hadronique du flux gamma mesuré, le flux de neutrinos provenant d'une source gamma peut être déduit. Comme nous l'avons dit dans le paragraphe précédent, des calculs récents [64] effectués sur les sources galactiques vues par H.E.S.S. prévoient une détection improbable pour ANTARES en quelques années de fonctionnement seulement. En outre il est peu probable que des sources intenses enfouies aient pu échapper à la détection compte tenu de la faible absorption des rayons gamma d'énergie de l'ordre du TeV dans la galaxie.

L'absorption des rayons gamma est au contraire avérée pour les sources extragalactiques et la distribution de radiation et matière intergalactique est toujours mal connue. Pour cette raison, un noyau actif de galaxie faiblement détecté en gamma pourrait représenter une source brillante en neutrinos.

En tous cas, pour toutes ces sources, les scénarios de production du rayonnement gamma ne sont pas encore assez contraints par les données disponibles : l'alternative (ou le mélange) du mécanisme leptonique et hadronique n'est pas résolue. La détection d'un signal de neutrinos provenant de ces sources pourrait orienter incontestablement l'interprétation vers le modèle hadronique.

Enfin, l'analyse des rayons cosmiques d'ultra haute énergie détectés par AUGER n'a pas encore permis une identification certaine des sites d'accélération. Leur découverte grâce à la détection d'un signal de neutrino est un défi qu'ANTARES veut relever.

C.4 Méthodes de recherche de sources dans ANTARES

Dans ce paragraphe nous passons en revue les techniques utilisées dans ANTARES pour identifier des sources de neutrinos. Cette étude est réalisée sur un lot d'événements montants, après réjection du flux dominant des muons atmosphériques. Elle se fonde sur la recherche, dans une direction donnée, ou dans une région donnée, d'un excès significatif d'événements par rapport au flux attendu des neutrinos atmosphériques.

Parmi tous les algorithmes utilisables pour rechercher un excès d'événements, deux classes ont été particulièrement étudiées dans Antares.

- Méthodes avec grille [61]. Le ciel est divisé en une grille et le nombre d'événements appartenant à chaque cellule est comparé au nombre de neutrinos atmosphériques attendus ; la taille de la cellule est généralement optimisée à partir d'une simulation du signal cosmique. Pour éviter tout effet de bord, l'analyse est répétée plusieurs fois, avec des grilles dans plusieurs directions.
- Méthodes sans grille [61] [100]. Elles se fondent sur le principe de maximisation de vraisemblance, utilisant une fonction densité de probabilité pour le signal et une fonction pour le fond atmosphérique. La première densité est obtenue grâce à une simulation Monte Carlo. Le fond, quant à lui, peut être obtenu à partir des données, l'ensemble des traces montantes étant dominé par les événements de fond d'origine atmosphérique. Ensuite, pour chaque accumulation de neutrinos dans une région de taille fixée, la probabilité de n'avoir détecté qu'une fluctuation du fond est calculée. Si cette probabilité est inférieure à un seuil fixée à l'avance, une source peut être déclarée observée.

Des comparaisons effectuées sur des simulations [61] ont démontrée que les méthodes sans grilles donnent de meilleures sensibilités.

Dans notre cas, la sensibilité est définie comme la limite d'exclusion d'un flux cosmique (pour un niveau de confiance donné) que l'expérience sera capable de fixer, dans le cas d'absence de signal.

Traditionnellement la sensibilité est obtenue en faisant l'hypothèse que le spectre en énergie des neutrinos cosmiques suit une loi de puissance E^{-2} . Dans cette hypothèse et pour un niveau de confiance de 90%, la meilleure sensibilité aux sources ponctuelles (c'est-à-dire une source dont les dimensions réelles ne peuvent pas être résolues par le télescope) a été obtenue avec la méthode de recherche sans grille de l'algorithme EM [100] et elle est montrée sur la Figure C.18. Pour cet algorithme, en considérant un an de prises de données avec le détecteur complet, une accumulation de 5 (7) neutrinos sur la carte du ciel en provenance d'une même source représenterait un excès à 3 (5) σ de significativité par rapport au fond atmosphérique [100].

En résumé, la Figure C.18 montre la sensibilité de la meilleure méthode de recherche de sources ponctuelles dans ANTARES. Les événements considérés dans l'analyse ont été sélectionnés avec des coupures optimisant le rapport signal sur bruit pour un spectre en énergie du signal simulé en E^{-2} .

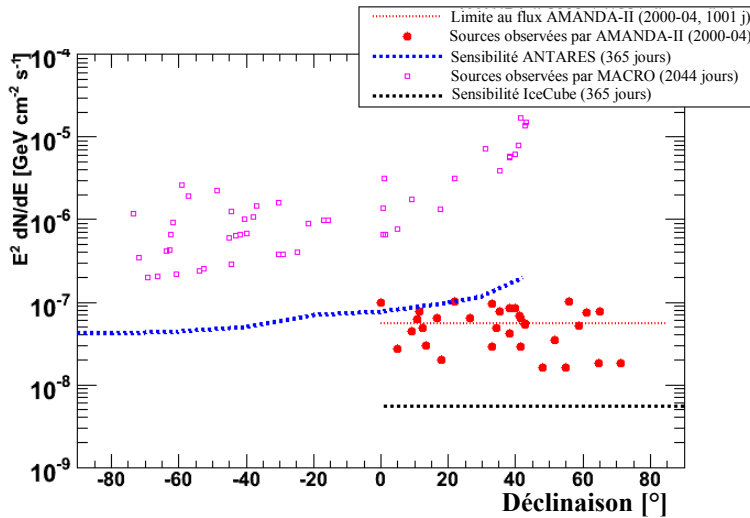


Figure C.18 : Sensibilité d'ANTARES après un an de prise de données à un flux de neutrinos et antineutrinos muoniques, comparée aux limites obtenues par d'autres expériences (AMANDA-II [101], MACRO [102], IceCube [103]).

Bien que performante, cette méthode présente plusieurs désavantages.

- Si le signal cosmique ne suit pas un spectre en E^{-2} , les coupures fixées dans cette hypothèse ne sont pas optimales. Avec des coupures non optimales, un signal faible pourrait être non visible.
- L'astronomie neutrino manque d'une chandelle standard, c'est-à-dire d'une source intense et bien connue permettant de déterminer la réponse du télescope à un flux de neutrinos cosmiques. Malgré cela, connaissant la réponse au flux atmosphérique (voir B.2), nous pouvons évaluer les performances du détecteur vis-à-vis d'un flux cosmique hypothétique, d'où nous attendons des événements de bien plus haute énergie. Dans le cas de systématiques cachées du détecteur, cette évaluation pourrait être trompeuse et la sensibilité ensuite calculée fautive.
- Au-delà d'une recherche de sources ponctuelles, devenue classique dans le domaine, il est nécessaire d'explorer l'existence de sources de taille dépassant la résolution du télescope ou d'ensembles de sources, dont chacune est trop faible pour être détectée singulièrement. Les méthodes sans ou avec grille peuvent être adaptées à ces derniers types de recherche, mais des paramètres tels que le spectre en énergie du signal ou la taille de la grille restent à définir *a priori*.

Dans le paragraphe C.4.2, nous discuterons une méthode de recherche de neutrinos cosmiques, qui ne présente pas ces faiblesses. En particulier, il ne sera pas nécessaire de faire une hypothèse sur le spectre en énergie du signal, ni sur la réponse du détecteur, ni sur la taille de la source. Le prix à payer pour cette robustesse est un potentiel de découverte bien inférieur à celui de l'algorithme EM, dans le cas de sources ponctuelles émettent un spectre de neutrinos en E^{-2} : des études préliminaires [104] ont montrées que 8 événements de signal au lieu de 5 seraient nécessaires pour avoir un excès de 3σ par rapport au fond atmosphérique.

Avant d'illustrer la méthode de recherche, dans le paragraphe suivant nous décrivons une technique pour évaluer le nombre d'événements atmosphériques attendus dans une direction donnée sur une carte du ciel (voir par exemple la Figure A.39). Les calculs utilisés nous seront nécessaires pour définir la méthode de recherche de neutrinos cosmiques.

C.4.1 Bruit atmosphérique attendu

Pour rechercher un signal cosmique, il est nécessaire de déterminer au préalable le nombre d'événements de bruit de fond atmosphérique pour une direction donnée sur une carte du ciel (voir Figure A.39). Ce nombre dépend non seulement du flux absolu d'événements atmosphériques, mais aussi des conditions de déclenchement et de sélection des traces, des voies de détection en panne et des variations du taux de fond optique dans la période de prise de données considérée.

Les traces détectées étant dominées par les neutrinos atmosphériques, une méthode pour déterminer les événements de fond attendus d'une certaine direction prévoit d'utiliser les données mêmes. Nous la désignons par méthode du tirage des coordonnées.

En tirant aléatoirement une valeur du temps absolu, du zénith et de l'azimut parmi celles de N traces montantes réelles, nous pouvons produire des lots de N événements simulés. Si le signal d'une source de neutrinos cosmiques était présent dans les données, ces tirages l'effaceraient ; les événements ainsi simulés sont donc distribués dans le ciel aléatoirement.

Le nombre total d'événements différents que nous pouvons produire vaut $D = N^3$; le nombre de lots différents vaut $T = C_{N^3, N}$, soit le coefficient binomial du calcul combinatoire donnant le nombre de sous-ensembles de N objets différents que nous pouvons obtenir d'un ensemble de N^3 objets.

Pour chaque lot T_i , les coordonnées locales (zénith et azimut) des N événements peuvent être transformées en coordonnées galactiques (latitude et longitude galactiques) en utilisant la position absolue du télescope. Nous pouvons ainsi obtenir des cartes du ciel simulées.

Les distributions des coordonnées locales des événements qui peuplent les cartes sont les mêmes que les événements réels originels : la réponse du détecteur au flux atmosphérique est donc conservée après le tirage. En outre, le temps des événements réels étant pris en compte, les régions du ciel sont peuplées proportionnellement à leur visibilité (voir Figure A.39) lors de la prise de données.

Pour une direction donnée, la moyenne du nombre d'événements sur les cartes simulées fournit le nombre d'événements de fond attendus pour la période de prise de données considérée.

Suivant la méthode que nous venons d'expliquer, nous avons évalué le nombre d'événements du fond atmosphérique attendus sur la carte du ciel, pour la période de prise de données à 5 lignes. Nous avons considéré l'angle zénithal, l'angle azimutal et le temps absolu des 185 traces montantes sélectionnées dans le paragraphe B.2.

La Figure C.19 présente la distribution de nos événements dans un plan ayant pour abscisse l'azimut et pour ordonnées le cosinus de l'angle zénithal. Cette distribution montre des accumulations dues à la configuration non symétrique du détecteur à 5 lignes.

L'efficacité de détection du télescope n'est donc pas uniforme. Pour cette raison, dans la suite nous considérons le zénith et l'azimut des 185 événements comme un couple unique de coordonnées et nous appliquons la méthode du tirage des coordonnées aux temps absolus et aux paires d'angles. Autrement dit, un événement simulé aura le temps t_i de l' i -ème événement et les angles (θ_j, ϕ_j) du j -ème événement, avec i et j tirés entre 1 et 185. Ainsi le nombre de tirages différents vaut $D = N^2 = (185)^2$.

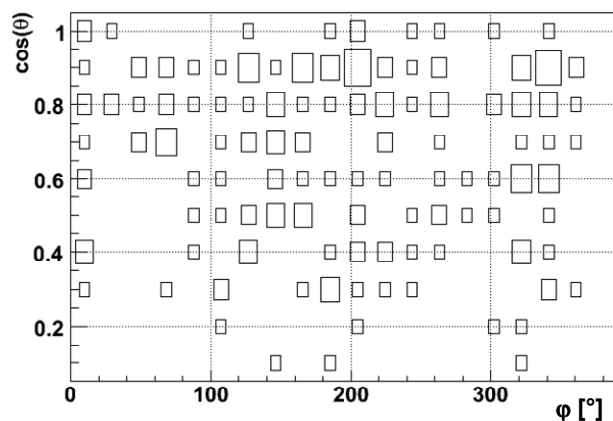


Figure C.19 : Corrélation entre le cosinus de l'angle zénithal (θ) et l'azimut (φ) des 185 traces sélectionnées dans les données à 5 lignes.

Pour la prise de données à 5 lignes, la Figure C.20 montre la moyenne des valeurs de $T_{5L} = 3,5 \cdot 10^6$ cartes simulées¹⁶. Les fluctuations visibles sur la carte sont dues à la faible statistique ($D = (185)^2$) disponible.

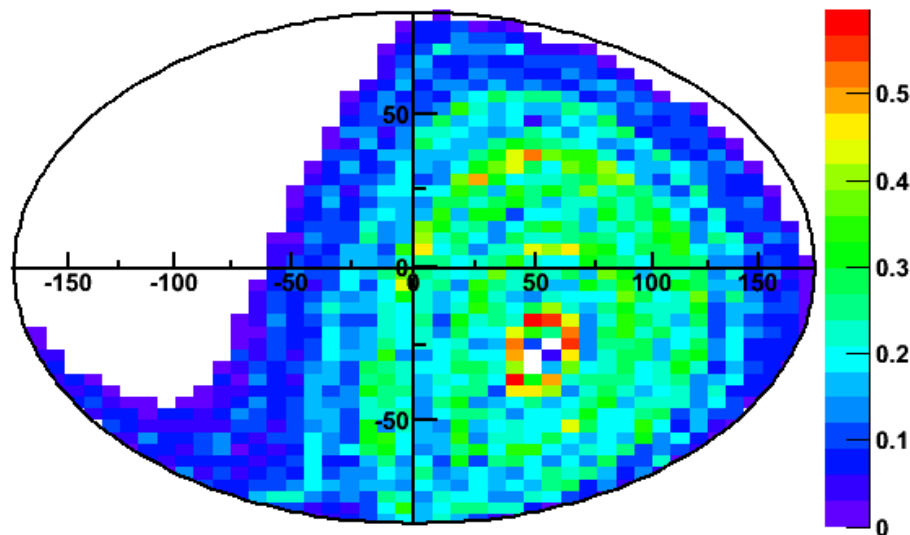


Figure C.20 : Cette carte en coordonnées galactiques fournit le nombre d'événements atmosphériques attendus dans chaque cellule, pour l'ensemble des 164 jours de prise de données à 5 lignes. Une taille des cellules de 4° a été choisie pour des raisons de clarté de présentation.

C.4.2 Étude de l'auto-corrélation des événements

La propriété fondamentale qui nous permet de distinguer les neutrinos d'origine cosmique est leur accumulation dans une direction donnée, tandis que les neutrinos atmosphériques se distribuent aléatoirement sur la carte du ciel. La première indication d'un signal cosmique serait donc la présence d'accumulations d'événements dans des régions localisées du ciel.

¹⁶ Pour des raisons de temps de calcul, nous n'avons pas produit toutes les $T = C_{N^2, N}$ cartes différentes possibles. Nous verrons dans le paragraphe C.4.3 que T_{5L} représente une statistique raisonnable pour notre analyse.

Une méthode pour mettre en évidence la présence d'accumulations consiste à étudier l'auto-corrélation des événements, c'est-à-dire la tendance à se regrouper dans des amas plutôt que de se distribuer uniformément dans le ciel. L'auto-corrélation est explorée en analysant les distances angulaires pour toute paire d'événements dans une carte du ciel. Pour N événements, $P = N \times (N - 1) / 2$ distances angulaires différentes peuvent être calculées.

Pour illustrer la méthode d'auto-corrélation, nous avons produit un lot T_{test} de $N = 185$ traces simulées, où nous avons engendré 5 accumulations de 3 événements superposées à un fond atmosphérique uniforme. Pour simuler les événements, nous avons utilisé la méthode du tirage des coordonnées (C.4.1), à partir des coordonnées des N traces réelles détectées à 5 lignes. Plus particulièrement, pour ce qui concerne les accumulations, nous avons tiré les coordonnées de 5 événements et, autour de chacun d'entre eux, nous avons ajouté deux autres événements, chacun à une distance angulaire tirée sur une distribution gaussienne de moyenne égale à zéro et déviation standard égale à 1 degré. De cette manière, la taille des 5 ensembles créés est de l'ordre du degré. Dans la suite, nous considérons le lot T_{test} comme s'il était le résultat d'une observation réelle.

La Figure C.21 montre la distribution (courbe rouge) du nombre de paires d'événements trouvés dans T_{test} à une distance inférieure à celle indiquée en abscisse. Ensuite nous produisons T_{5L} lots par la méthode du tirage des coordonnées (voir C.4.1) à partir des événements dans T_{test} . Nous rappelons que pour les lots ainsi obtenus, les 5 accumulations d'événements dans T_{test} ont été effacées par la procédure du tirage des coordonnées. Pour chacun des T_{5L} lots, nous traçons la distribution du nombre de paires d'événements comme nous l'avons fait pour T_{test} . La moyenne des valeurs prises par ces T_{5L} distributions est donnée par la courbe noire sur la Figure C.21.

Pour une distance \tilde{d} donnée, un excès statistiquement significatif de la valeur de la courbe rouge par rapport à la noire indiquerait que notre lot de référence T_{test} contient des accumulations d'événements de taille environ \tilde{d} , non compatibles avec le fond atmosphérique uniforme¹⁷.

Dans notre mesure du flux de neutrinos atmosphériques détectés avec 5 lignes (B.2), nous avons sélectionné 185 événements, dont la résolution estimée par simulation est de 1° (Figure C.22). Il est raisonnable de penser que cette résolution angulaire, obtenue à partir de la simulation, est représentative de la réalité, compte tenu du bon accord entre données et Monte Carlo sur la distribution de la variable Λ de qualité de reconstruction et sur les résidus en temps (voir la Figure B.42 et la Figure B.61).

Dans le paragraphe A.2.4.3, nous avons vu que la résolution angulaire s'améliore pour des énergies de plus en plus élevées, jusqu'à atteindre une précision inférieure à $0,3^\circ$ au-delà de 10 TeV pour un détecteur à 12 lignes (Figure A.63). Nous avons pu vérifier le même comportement pour la reconstruction de trace à 5 lignes : la résolution est de l'ordre de la fraction du degré pour des événements d'énergie supérieure à 10 TeV.

¹⁷ Pour le calcul du niveau de confiance voir le paragraphe C.4.3.

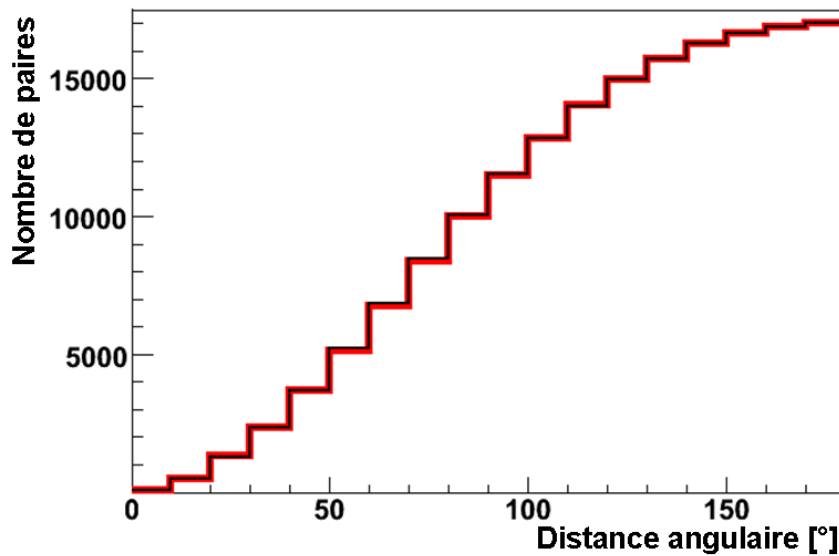


Figure C.21 : Distribution (courbe rouge) du nombre de paires d'événements trouvés dans T_{test} (voir texte) à une distance inférieure à celle indiquée en abscisse. La courbe noire représente la moyenne des valeurs prises par les distributions obtenues par tirage des coordonnées.

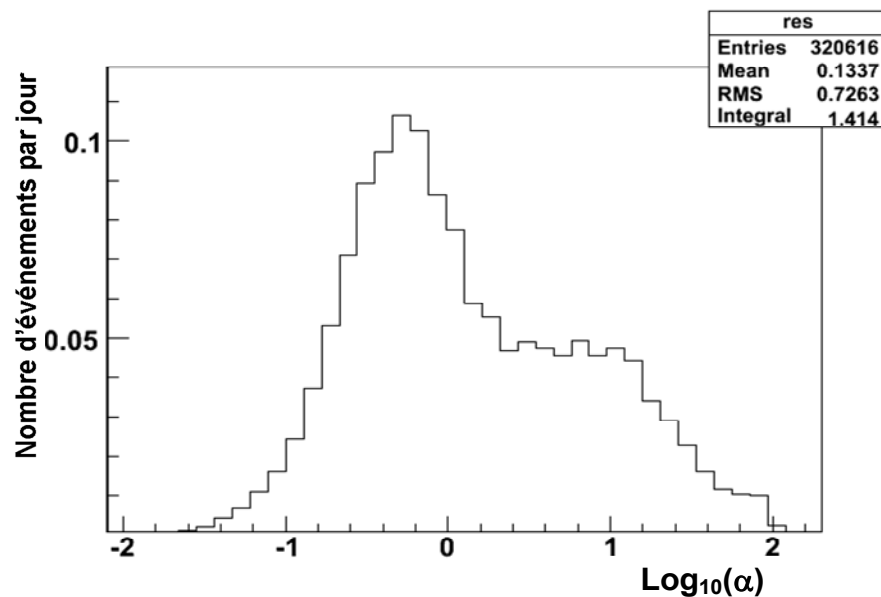


Figure C.22 : Distribution de l'écart angulaire en logarithme à base décimale entre la direction reconstruite et la direction vraie, pour une simulation de muons issus des neutrinos atmosphériques et détectés à 5 lignes. Les critères de sélection des traces sont ceux qui permettent d'extraire un lot de 185 neutrinos des données prises à 5 lignes (B.2), avec une contamination de muons atmosphériques inférieure à 10%. La médiane de la distribution définit la résolution angulaire de la reconstruction de trace (voir A.2.4.3) et vaut 1° .

Pour la recherche d'un signal de haute énergie produit par des sources ponctuelles, nous pourrions donc nous contenter d'étudier le nombre de paires d'événements sur la Figure C.21 pour une distance de l'ordre de la fraction du degré. Toutefois, comme nous l'avons souligné dans

le paragraphe C.4, se limiter à une distance proche de la résolution angulaire nous interdirait d'explorer la présence d'un signal de sources étendues sur plusieurs degrés.

Nous décidons donc d'étudier la distribution du nombre de paires d'événements avec des pas de $0,25^\circ$, jusqu'à un maximum de 5° . Ce choix permet d'explorer la présence d'accumulations dues à des sources ponctuelles, aussi bien qu'à des sources étendues de quelques degrés. Nous verrons dans la suite (C.4.3) que pour le calcul du niveau de confiance d'un signal cosmique il est important de fixer le pas ($0,25^\circ$) et la distance maximale (5°).

La Figure C.23 montre la distribution (courbe rouge) du nombre de paires d'événements trouvés dans T_{test} jusqu'à la distance en abscisse, pour une distance maximale de 5° et des intervalles de $0,25^\circ$. La courbe noire représente la moyenne des valeurs prises par les T_{5L} distributions obtenues par tirage des coordonnées ; nous appelons cette courbe A_{ref} . La courbe des distances correspondant à T_{test} prend des valeurs systématiquement plus élevées par rapport à A_{ref} , ce qui indique un comportement différent du fond uniforme. Il nous faut calculer la significativité de cette déviation et déterminer la distance d_{aut} pour laquelle elle est maximale.

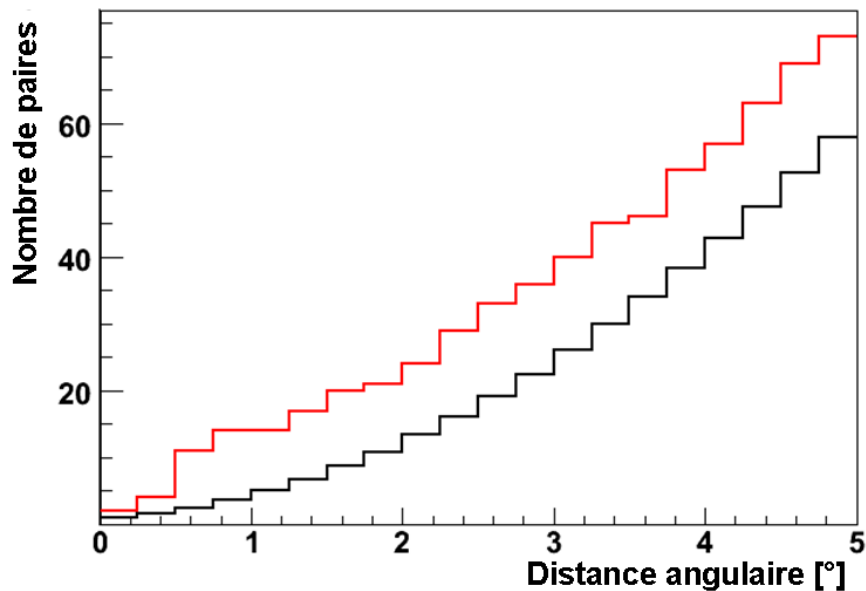


Figure C.23 : Distribution (courbe rouge) du nombre de paires d'événements trouvés dans T_{test} (voir texte) à une distance inférieure à celle indiquée en abscisse. La courbe noire représente la moyenne des valeurs prises par les distributions obtenues par tirage des coordonnées.

Soit N_{don} le nombre de paires trouvées dans T_{test} pour une distance angulaire donnée et N_{sim} le nombre obtenu par tirage de coordonnées, c'est-à-dire le nombre attendu par effet du bruit de fond atmosphérique. Le nombre de paires susceptibles d'être dues à un signal cosmique est donné par $N_s = N_{don} - N_{sim}$. Faisant l'hypothèse que le nombre de paires dues au fond atmosphérique est distribué selon une loi de Poisson, nous pouvons évaluer la significativité statistique (σ) de N_s par rapport à N_{sim} avec la formule :

$$(29) \quad \sigma = \frac{N_s}{\sqrt{N_{sim}}}.$$

Toutefois, dans l'équation (29), nous ne prenons en compte que les fluctuations poissonniennes du fond N_{sim} , alors que N_s est aussi une variable stochastique.

Une autre technique de calcul de σ utilise la méthode statistique d'estimation des paramètres par maximum de vraisemblance [105]. Faisant l'hypothèse d'absence de signal cosmique – c'est-à-dire $\langle N_s \rangle = 0$ – et considérant l'équation :

$$(30) \quad \lambda = \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{N_{don} + N_{sim}}{N_{don}} \right)^{N_{don}} \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{N_{don} + N_{sim}}{N_{sim}} \right)^{N_{sim}},$$

il est démontré [105] que la quantité $(-2 \ln \lambda)$ est distribuée comme un χ^2 à un degré de liberté et que la formule :

$$(31) \quad \sigma = (-2 \ln \lambda)^{1/2}$$

nous donne la déviation standard de N_s par rapport à N_{sim} , tenant compte des fluctuations de N_s et de N_{sim} .

Pour chaque bande des distributions sur la Figure C.23, nous utilisons les équations (30) et (31) pour calculer la significativité (en nombre de déviations standards) du nombre de paires dans T_{test} par rapport à la simulation par tirage des coordonnées. Le résultat de calcul est montré sur la Figure C.24 : la valeur maximale vaut $\sigma_{données} = 2,6$ et – comme attendu – elle est trouvée pour $d_{aut} = 1^\circ$.

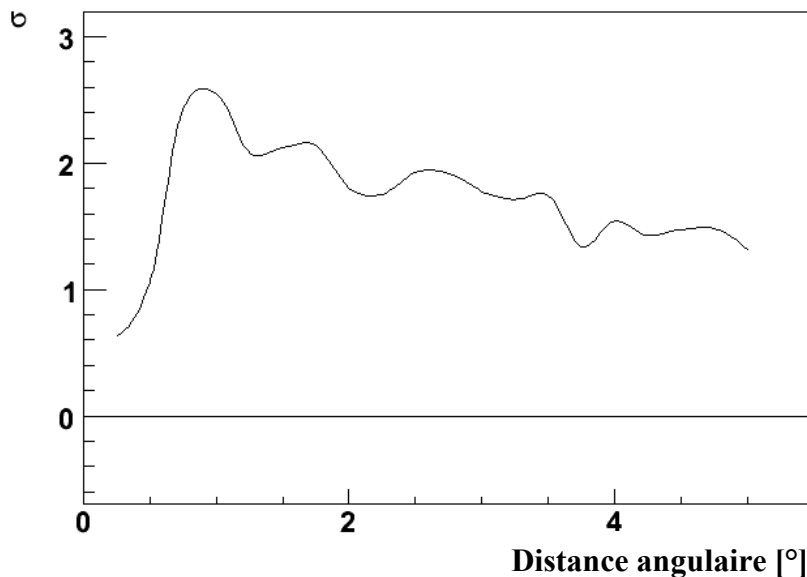


Figure C.24 : Significativité du nombre de paires d'événements (courbe rouge sur la Figure C.23) du lot T_{test} (voir texte) par rapport au nombre de paires obtenu par tirage des coordonnées (courbe noire sur la Figure C.23). La valeur est exprimée en nombre de déviation standard et calculée avec les équations (30) et (31).

C.4.3 Calcul du niveau de confiance

Dans le paragraphe précédent nous avons montré que 5 ensembles de 3 événements ajoutés au fond atmosphérique (lot T_{test}) donnent une significativité maximale de la courbe du nombre de paires d'événements (Figure C.24) $\sigma_{données} = 2,6$ pour $d_{aut} = 1^\circ$.

Dans le cas d'analyse des données réelles, nous ne savons pas si le résultat s'est produit par une simple fluctuation du fond ou par effet de l'existence de sources cosmiques. Il faut donc définir une méthode pour calculer la probabilité que $\sigma_{données}$ soit un effet du hasard. Nous remarquons que plus nous augmentons les intervalles considérés sur la distribution du nombre de paires (Figure C.23), plus la chance de trouver dans les données une grande fluctuation du fond augmente. C'est pour cette raison que dans C.4.2 nous avons décidé de borner la distribution sur la Figure C.23 à 5° et de ne pas considérer de pas inférieurs à $0,25^\circ$.

Pour le calcul de la probabilité, nous avons adopté une méthode d'analyse statistique proposée dans [106], que nous illustrons en l'appliquant au lot T_{test} . Nous avons considéré les traces de T_{test} et nous avons produit par tirage de coordonnées n_T lots simulés. Dans ces n_T lots, les 5 accumulations d'événements dans T_{test} sont effacées par la procédure du tirage.

Ensuite nous avons comparé les distributions du nombre de paires obtenues avec les n_T lots à la courbe A_{ref} (Figure C.23). Nous rappelons que cette dernière représente la moyenne des valeurs prises par la distribution du nombre de paire après tirage des coordonnées ; en comparant les n_T distributions avec A_{ref} , nous pouvons donc estimer l'ordre des fluctuations du bruit par rapport à la valeur moyenne.

En utilisant les équations (30) et (31), nous calculons pour toute distance angulaire entre 0° et 5° (par pas de $0,25^\circ$) la significativité des valeurs prises par les n_T distributions du nombre de paires par rapport à A_{ref} . Le nombre de fois où le calcul nous donne un résultat $\sigma \geq \sigma_{données} = 2,6$ est compté par n_T^* .

La probabilité que l'excès $\sigma_{données}$ mesuré dans T_{test} soit dû à une simple fluctuation du fond atmosphérique est donnée par la formule :

$$(32) \quad P_{chance}(\sigma \geq \sigma_{données}) = \frac{n_T^*}{n_T}.$$

En résumé, la formule (32) indique la probabilité d'avoir un excès de $\sigma_{données}$ déviations standards par une fluctuation du fond atmosphérique, ce qui correspond à un niveau de confiance $CL_{données}$ défini par :

$$(33) \quad CL_{données} = 1 - P_{chance}(\sigma \geq \sigma_{données}).$$

Pour le lot T_{test} , le niveau de confiance de $\sigma_{données} = 2,6$ vaut $CL_{données} = 0,97$.

Ce niveau de confiance a été calculé avec $n_T = T_{5L} = 3,5 \cdot 10^6$. La valeur T_{5L} a déjà été utilisée dans C.4.1 ; elle est choisie car dans le cas $n_T^* = 1$, nous obtenons $P_{chance} = 1 / T_{5L} = 2,9 \cdot 10^{-7}$, c'est-à-dire la probabilité d'avoir un tirage $\tilde{t} = 5$ pour une variable aléatoire t distribuée selon la loi normale $G(\mu = 0, \sigma = 1)$. Le niveau de confiance qui en résulte est souvent adopté comme le seuil à atteindre pour déclarer la découverte d'un signal.

En conclusion, l'étude d'auto-corrélation sur les 185 traces simulées du lot T_{test} , contenant 5 triplets d'environ 1° de taille, donne une distribution d'événements non compatible avec le fond atmosphérique avec un niveau de confiance de 97%.

C.5 Analyse des événements à 5 lignes

Dans le paragraphe B.2 nous avons illustré la méthode d'analyse qui nous a permis de sélectionner 185 traces montantes dans les données à 5 lignes. Le nombre de neutrinos détectés est en accord avec le nombre attendu par la simulation du flux de neutrinos atmosphériques (B.2.7). Cependant, parmi ces événements, un petit nombre pourrait être d'origine cosmique. Dans le paragraphe C.4.3, nous avons montré que – avec les études d'auto-corrélation – une quinzaine d'événements produits par plusieurs sources seraient nécessaires pour avoir la première indication d'un signal cosmique. Dans les prochains paragraphes, nous allons donc investiguer les événements réels pour rechercher cette indication.

C.5.1 Auto-corrélation des événements à 5 lignes

Pour les $N = 185$ traces de neutrino sélectionnées dans les données à 5 lignes (B.2.7), la Figure C.25 montre la distribution (courbe rouge) du nombre de paires d'événements trouvées à une distance inférieure à celle indiquée en abscisse. La courbe noire représente la moyenne des valeurs prises par les distributions obtenues par la méthode du tirage des coordonnées (C.4.1).

Nous utilisons les équations (30) et (31) pour calculer la significativité de la courbe des données par rapport à la simulation par tirage des coordonnées, pour chaque bande sur la Figure C.25. Le résultat de calcul est montré sur la Figure C.26 : les données présentent une déviation standard maximale $\sigma_{données} = 0,9$ pour $d_{aut} = 2,5^\circ$ de distance angulaire. Le niveau de confiance de l'excès mesuré à d_{aut} est de 64% (équation (33)).

L'étude d'auto-corrélation des 185 événements analysés ne révèle donc aucune déviation significative par rapport au comportement attendu du fond atmosphérique.

Dans ce qui suit, nous allons faire des considérations à propos de la méthode d'analyse adoptée.

- L'auto-corrélation a été investiguée sans besoin de tracer une carte du ciel. Nous n'avons pas cherché la position des paires d'événements à une distance inférieure à d_{aut} . Donc, l'analyse d'auto-corrélation n'interfère pas avec des études de corrélation entre la direction des événements de neutrino et la position d'objets astrophysiques connus. Ce type de recherche est traité dans le paragraphe C.5.2 et prévoit le choix *a priori* d'un catalogue de sources potentielles de neutrinos¹⁸.
- L'analyse a été effectuée avec les 185 traces sélectionnées dans le paragraphe B.2, avec des coupures optimisées sur le signal de neutrinos atmosphériques et pour un niveau de pureté des traces montantes supérieur à 90%. Du signal cosmique pourrait être présent dans les données, sans qu'il soit mis en évidence par l'auto-corrélation des événements ainsi sélectionnés. Dans le paragraphe C.5.3, nous modifions le lot de traces considérées et nous effectuons une nouvelle recherche.

¹⁸ Si le choix des sources était fait en connaissant la position des paires de neutrinos (si – autrement dit – une source était considérée en raison de sa proximité à un doublet), le résultat de l'analyse serait statistiquement biaisé.

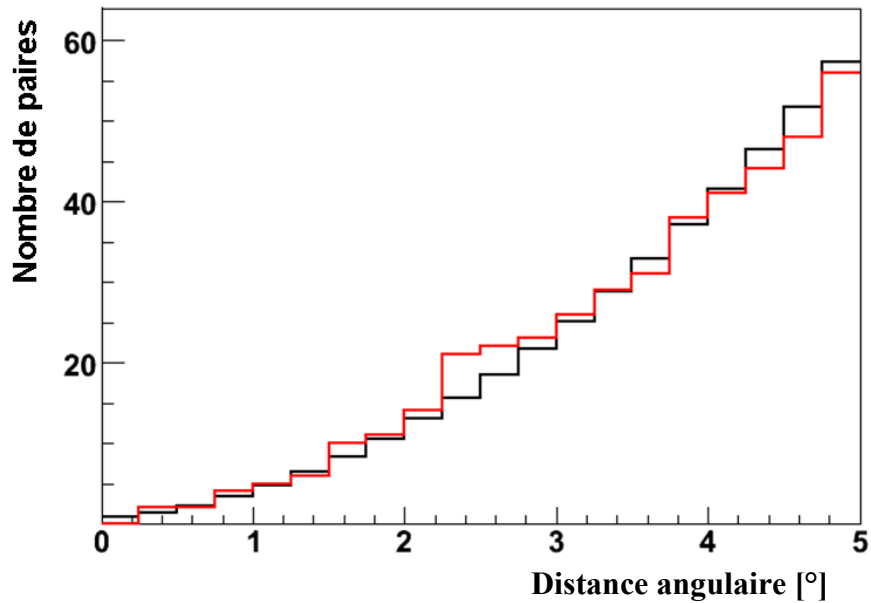


Figure C.25 : Distribution du nombre de paires d'événements trouvés à une distance inférieure à celle indiquée en abscisse. La courbe rouge a été tracée avec 185 événements réels, tandis que la courbe noire représente la moyenne des valeurs prises par les distributions obtenues par tirage des coordonnées.

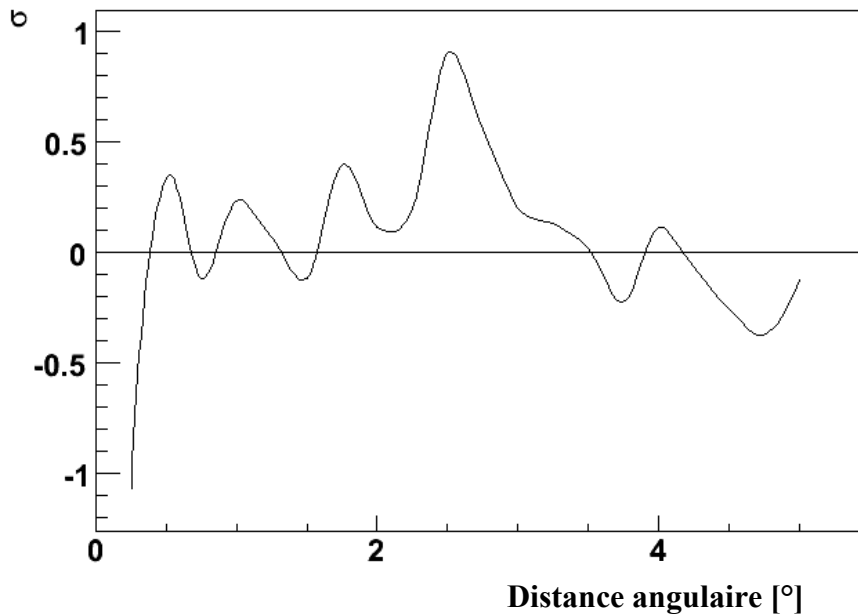


Figure C.26 : Significativité du nombre de paires d'événements réels (courbe rouge sur la Figure C.25) par rapport au nombre de paires obtenu par tirage des coordonnées (courbe noire sur la Figure C.25). La valeur est exprimée en nombre de déviation standard et calculée avec les équations (30) et (31).

C.5.2 Corrélations avec des sources potentielles

Nous avons vu dans le paragraphe C.5.1 que les neutrinos détectés à 5 lignes montrent une auto-corrélation compatible avec le fond atmosphérique. Cependant, nous pouvons rechercher des corrélations entre les positions des événements d'ANTARES et celles des sources détectés par d'autres expériences de physique des astroparticules. La découverte d'un lien entre des observations utilisant des messagers différents représenterait une avancée majeure dans la compréhension des phénomènes les plus violents de l'Univers (voir A.1.2 et A.1.3).

Par rapport à l'analyse d'auto-corrélation (C.4.2), où nous tenons compte du nombre de paires d'événements de neutrinos trouvés jusqu'à une certaine distance angulaire, dans les études de corrélation nous traitons un ensemble de N neutrinos et de M objets astrophysiques. Nous considérons les $N \times M$ paires formées d'un des N neutrinos et d'un des M objets et nous traçons la distribution du nombre de paires trouvées jusqu'à une distance angulaire donnée. Un excès statistiquement significatif de ce nombre de paires par rapport à ce qui attendu par effet du fond atmosphérique représenterait la preuve d'une corrélation entre les directions d'arrivée des neutrinos et les positions des objets considérés.

Comme dans l'étude de l'auto-corrélation, le nombre de paires dues au fond est évalué par la méthode du tirage des coordonnées (C.4.1) ; la significativité d'un excès est calculée avec les équations (30) et (31) ; le niveau de confiance du résultat d'une observation est donné par l'équation (33).

Dans les paragraphes suivants nous investiguons la corrélation entre notre lot de 185 neutrinos et les sources gamma observées par H.E.S.S. sur le plan galactique (voir C.1.2). Ensuite nous considérons le catalogue des rayons cosmiques d'ultra haute énergie détectés par l'Observatoire Pierre AUGER (voir C.2). Pour ce qui concerne l'astronomie gamma sur satellite, nous n'avons pas procédé à une étude de corrélation avec le troisième catalogue d'EGRET (Figure C.3), à cause des incertitudes d'identification des sources mises en évidence dans [83] (voir aussi C.1.1). Dans la suite de l'analyse au-delà du cadre de cette thèse, il faudra envisager une étude détaillée des premières sources répertoriées par *Fermi* (C.1.3), afin de sélectionner les meilleurs candidats émetteurs de neutrinos et ensuite rechercher des corrélations avec les données d'ANTARES.

C.5.2.1 Le plan galactique observé par H.E.S.S.

Dans le paragraphe C.1.2 nous avons illustré le résultat des observations du plan galactique effectuées par H.E.S.S., qui ont permis de répertoriées 17 sources de rayons gamma (Figure C.7).

La région du plan galactique est également visible par le télescope ANTARES (voir Figure A.39). Dans la région observée par H.E.S.S., comprise entre $\pm 30^\circ$ de longitude galactique et $\pm 3^\circ$ de latitude galactique (Figure C.7), nous comptons 5 neutrinos. Nous référant à la méthode du tirage des coordonnées (voir paragraphe C.4.1), nous attendons 2,95 événements dus au fond atmosphérique dans la région.

En présence d'un nombre d'événements si faible dans la région du plan galactique, il est très difficile de pouvoir distinguer le signal éventuel d'une fluctuation du fond atmosphérique. Pour diminuer la chance d'observer une fluctuation du bruit, nous avons décidé d'étudier la corrélation avec les sources gamma prenant en compte une seule distance angulaire, fixée à 1° . Ce choix est motivé par le fait que la résolution du télescope H.E.S.S. vaut environ $\sim 0,03^\circ$ (C.1.2) ; l'ordre de la distance à laquelle chercher une corrélation est donc déterminé par la résolution d'ANTARES ($\sim 1^\circ$ pour les 185 événements à 5 lignes, voir C.4.2).

Malheureusement aucun neutrino n'a été trouvé à moins de 1° de distance angulaire d'une source gamma.

C.5.2.2 L'anisotropie des événements d'AUGER

Nous avons investigué la corrélation entre les 27 événements d'ultra haute énergie détectés par AUGER (Figure C.17) et les 185 neutrinos sélectionnés dans les données d'ANTARES prises à 5 lignes. Comme la résolution d'AUGER est de l'ordre du degré (C.2), nous avons décidé d'étudier la distribution du nombre de paires en fixant la même distance maximale (5°) et le même pas ($0,25^\circ$) que dans l'étude d'auto-corrélation (C.5.1).

La courbe rouge sur la Figure C.27 donne le nombre de paires formées par un rayon cosmique et un neutrino, pour lesquelles la distance de ce dernier au rayon cosmique est inférieure à la valeur en abscisse ; la courbe noire donne la moyenne des valeurs prises par les distributions du nombre de paires obtenues avec T_{5L} lots de neutrinos simulés par tirage des coordonnées (C.4.1).

L'excès maximum de la courbe rouge de Figure C.27 par rapport à la noire est trouvé à $1,25^\circ$; la significativité est inférieure à une déviation standard. Aucune corrélation significative n'est donc trouvée entre les neutrinos détectés à 5 lignes et les événements d'AUGER.

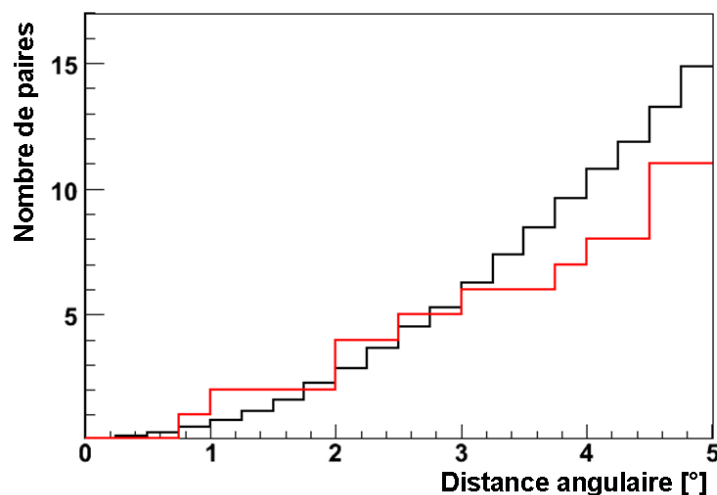


Figure C.27 : Distribution du nombre de paires de rayon cosmique et neutrino, trouvés à une distance inférieure à celle indiquée en abscisse. La courbe rouge a été tracée avec les 27 événements de la Figure C.17 et les 185 neutrinos d'ANTARES. La courbe noire est obtenue avec la méthode du tirage des coordonnées (voir C.4.1 et C.4.2) appliquée aux 185 neutrinos.

C.5.3 Recherche de sources dans un lot élargi

La recherche d'auto-corrélation (C.5.1) et la corrélation avec des sources potentielles (C.5.2) n'a pas révélé de signal cosmique parmi les 185 traces de neutrino sélectionnées dans les données à 5 lignes.

Sur la Figure C.28, nous montrons l'efficacité de sélection de ces neutrinos en fonction de leur énergie, obtenue par simulation. Nous remarquons *a posteriori* que les coupures ayant été optimisées pour obtenir le plus grand nombre de neutrinos atmosphériques (dont la distribution en énergie est montrée sur la Figure B.9), l'efficacité est maximale entre 100 GeV et quelques TeV.

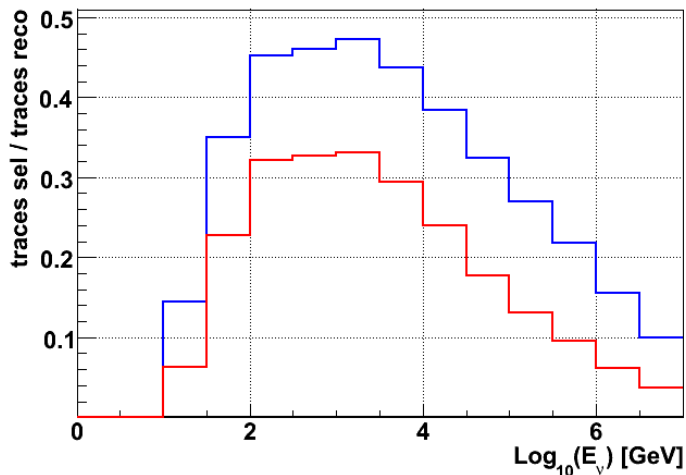


Figure C.28 : Efficacité de sélection des neutrinos en fonction de leur énergie, par rapport au nombre total de neutrinos reconstruits pour l'énergie donnée. La courbe rouge est obtenue avec des coupures donnant une contamination de muons atmosphériques inférieure à 10% ; pour la courbe bleue, la contamination est inférieure à 50%.

Or les modèles (voir Figure A.21) prévoient que le flux de neutrinos cosmiques serait dominant sur le fond atmosphérique à partir d'une énergie d'environ 10 TeV. Pour une recherche de signal cosmique, il est donc essentiel d'augmenter l'efficacité de sélection des traces à haute énergie.

Nous rappelons que les coupures définies dans B.2.2.4 et B.2.3.1 nous ont permis de sélectionner des neutrinos atmosphériques avec 90% de pureté. Or, pour rechercher un signal par la méthode d'auto-corrélation, il est nécessaire que le fond se distribue uniformément sur la carte du ciel. En relâchant les coupures permettant de sélectionner des neutrinos atmosphériques, nous diminuons la pureté du lot en faisant entrer des muons atmosphériques descendants, reconstruits montants à tort. De fait cette contamination supplémentaire n'est pas susceptible de produire des événements s'accumulant non aléatoirement autour d'une même direction d'arrivée. Nous avons donc le droit relâcher les coupures pour avoir une meilleure efficacité de sélection à haute énergie.

Dans le paragraphe C.4, nous avons déclaré l'intention d'effectuer notre recherche de neutrinos cosmiques sans adopter un modèle théorique particulier, afin de garder une approche la plus robuste et générale possible. Nous ne disposons donc pas d'une simulation du signal attendu et nous ne pouvons pas déterminer une valeur optimale pour les nouvelles coupures.

Sachant que des coupures trop lâches noieraient le signal de neutrino dans le fond des muons atmosphériques, nous avons changé la valeur des coupures en Λ définies dans les équations (24), (25), (26) et (27), jusqu'à tolérer un rapport entre neutrinos atmosphériques sélectionnés et muons atmosphériques d'environ 1. La nouvelle efficacité de sélection des neutrinos en fonction de l'énergie est toujours montrée sur la Figure C.28. L'efficacité globale de sélection des neutrinos atmosphériques est de 43%, contre 30% obtenu pour une pureté de 90% (B.2.7). Avec ces nouvelles coupures, 383 traces sont sélectionnées dans les données. L'étude de leur auto-corrélation (Figure C.29) n'a révélé aucune accumulation de traces significative. Un résultat négatif a été obtenu en analysant la corrélation avec les deux catalogues considérés dans C.5.2.1 et C.5.2.2.

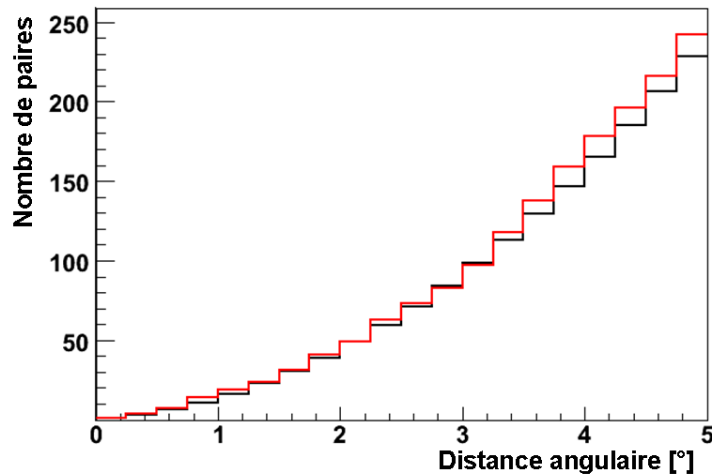


Figure C.29 : Distribution du nombre de paires d'événements trouvés à une distance inférieure à celle indiquée en abscisse. La courbe rouge a été tracée avec 383 événements réels, tandis que la courbe noire représente la moyenne des valeurs prises par les distributions obtenues par tirage des coordonnées.

En considérant la Figure C.28, nous remarquons que le changement des coupures n'a pas modifié la forme de la courbe d'efficacité de sélection : le pic est toujours dans la région des basses énergies. Cet effet indésirable pour une recherche de sources cosmiques est lié au fait que le rapport de vraisemblance γ (voir B.2.2.3) – utilisé dans la sélection des événements – est calculé avec les densités de probabilités d'un signal de neutrinos atmosphériques. Pour la suite de l'analyse au-delà du cadre de cette thèse et – en particulier – pour les données prises avec le détecteur complet, il faudra envisager une sélection des traces sur la base de la reconstruction de leur énergie, qui n'a pas été possible avec les événements détectés à 5 lignes (voir l'annexe).

C.6 Résumé

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons discuté (C.1, C.2) quelques résultats récents en astronomie des hautes énergies et nous en avons déduit les implications pour la recherche d'un signal dans ANTARES (C.3). Nous avons plus particulièrement vu que les modèles de production du rayonnement gamma dans les sources observées aujourd'hui ne sont pas assez contraints par les données disponibles. La différenciation de la part des flux due au mécanisme de production leptonique ou hadronique bénéficierait grandement de la détection de neutrinos cosmiques. Parallèlement, dans le domaine de l'astronomie des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, une première indication des sites d'accélération a été obtenue par AUGER.

Dans le paragraphe C.4, nous avons illustré les méthodes utilisées dans ANTARES pour chercher des sources de neutrinos. Ensuite, nous avons expliqué la méthode du tirage des coordonnées pour calculer le nombre d'événements de fond atmosphérique attendus dans une recherche de signal cosmique. Nous avons enfin présenté la méthode de recherche que nous utilisons dans cette thèse, fondée sur l'auto-corrélation des événements.

L'étude de l'auto-corrélation se présente comme une méthode de recherche de signal très robuste : il n'est pas nécessaire de faire des hypothèses sur le spectre en énergie du signal, ni sur la réponse du détecteur, ni sur la taille de la source. Le nombre d'événements extrait des données est directement comparé à ce qui est attendu du fond atmosphérique par tirage des coordonnées ; la significativité de tout excès et le niveau de confiance du résultat sont ensuite calculés.

Dans le paragraphe C.5.1, nous avons étudié l'auto-corrélation des neutrinos sélectionnés dans les données prises avec 5 lignes. Le résultat étant négatif, nous avons aussi cherché des corrélations (C.5.2) entre nos événements et les sources galactiques répertoriées par H.E.S.S. d'abord, les rayons cosmiques d'ultra haute énergie détectés par AUGER ensuite. Hélas, aucune corrélation n'a été trouvée.

N'ayant pas choisi un modèle théorique pour le flux de neutrinos cosmiques dans nos études d'auto-corrélation et de corrélation, il n'est pas possible de définir les coupures de qualité optimales qui permettent de séparer le signal du fond. Comme pour la recherche de corrélation entre rayons cosmiques et noyaux actifs de galaxie effectuée par AUGER (C.2) [99], nous avons changé les coupures définissant notre lot d'événements et nous avons répété l'analyse (C.5.3), sans pourtant obtenir une indication de signal cosmique dans les données prises à 5 lignes.

Nous souhaitons conclure ce chapitre montrant la carte du ciel avec les 185 événements de neutrinos – avec une contamination de muons atmosphériques inférieure à 10% – détectés par les cinq premières lignes d'ANTARES (Figure C.30). Nous n'avons pas eu la chance de pouvoir indiquer une source cosmique sur cette carte. Cependant le nombre de neutrinos augmente chaque jour. Tout nouveau point sur la carte peut nous réserver une surprise.

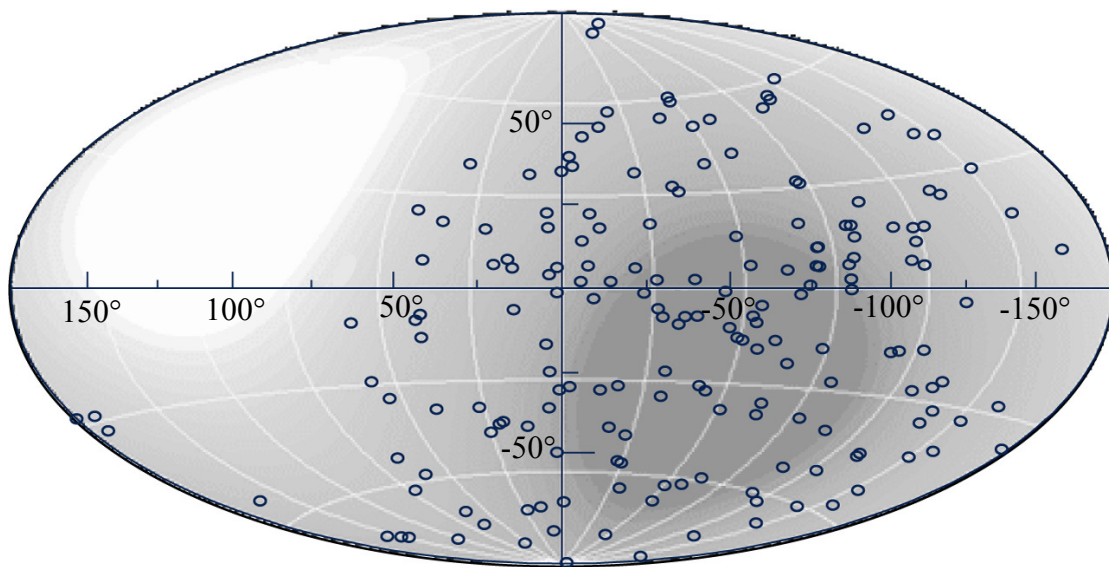


Figure C.30 : Carte en coordonnées galactiques des 185 neutrinos détectés avec les cinq premières lignes d'ANTARES. Les bandes grises correspondent à la visibilité sur un jour (gris foncé, ciel toujours visible ; blanc, ciel non visible).

CONCLUSION

L'essentiel de nos connaissances sur l'Univers provient de la détection de lumière par des télescopes optiques, infrarouge ou radio, c'est-à-dire par des techniques exploitant la nature ondulatoire du photon. En physique des astroparticules, les messagers sont les corpuscules de haute énergie comme les protons et les noyaux, les photons et les neutrinos. Ils permettent d'ouvrir de nouvelles fenêtres d'observation sur l'Univers.

Dans la première partie de cette thèse (Chapitre A) nous avons fait un panorama de la physique des astroparticules aujourd'hui, en abordant les différents messagers astrophysiques à haute énergie – photons, particules chargées et neutrinos – et leurs sites de production potentiels. Deux questions fondamentales perdurent : quels sont les sites d'accélération des rayons cosmiques ? Quel est le mécanisme de production du rayonnement observé dans les sources gamma ?

Le télescope ANTARES a pour but de contribuer à apporter une réponse à ces questions. Le détecteur a été construit entre 2006 et 2008. Nous en avons présenté les caractéristiques techniques. Nous avons également décrit la chaîne de simulation Monte Carlo de l'expérience et les algorithmes utilisés pour reconstruire les événements de neutrino.

Dans le Chapitre B, nous avons analysé les données prises en 2007 avec les cinq premières lignes du télescope, correspondant à un temps effectif d'acquisition de 164 jours.

Après avoir illustré les conditions de l'acquisition, nous avons présenté une méthode pour extraire le premier signal de neutrinos atmosphériques du fond des muons atmosphériques : nous avons choisi des coupures préliminaires, calculé un rapport de vraisemblance construit à partir de quatre variables discriminantes et appliqué une coupure finale sur la qualité de reconstruction. Cette analyse nous a permis la sélection des neutrinos avec une efficacité deux fois supérieure à celles des méthodes utilisées précédemment dans la Collaboration.

Nous avons également évalué l'influence du bruit de fond optique sur l'efficacité de sélection et nous avons estimé les variations sur le nombre d'événements attendus dans les données en tenant compte des conditions environnementales enregistrées pendant toute la période d'acquisition. Ensuite, nous avons étudié les effets systématiques sur la sélection des traces liés à la connaissance et à l'étalonnage du détecteur : la réponse angulaire des modules optiques, la précision de leur positionnement, leur efficacité de détection et leur étalonnage en charge.

Si l'incertitude sur la réponse angulaire des modules optiques produit un effet systématique de l'ordre de 20% sur le fond de muons descendants, elle a au contraire un effet négligeable sur les muons montants. La précision de positionnement s'est également révélée être une source d'erreur négligeable. Au contraire, l'effet combiné de l'incertitude sur l'étalonnage en charge et d'une réduction – considérée probable – de 7% de l'efficacité de détection induit une diminution du taux d'événements de 18%. L'asymétrie de cette incertitude provient de ce que nous avons effectué les études sur une simulation Monte Carlo dont les paramètres ne correspondent pas au point de fonctionnement du détecteur. En particulier, l'étalonnage en charge parfait y est considéré. Par manque de temps, nous n'avons pas pu modifier le Monte Carlo lui-même et y propager les incertitudes. Il reste envisagé de prendre en compte un étalonnage plus réaliste dans la simulation et des nouvelles mesures d'efficacité du module optique sont

en cours. Les barres d'erreurs pourront donc diminuer et, selon toute vraisemblance, devenir symétrique.

Au total 185 neutrinos ont été extraits des données 5 lignes, sur 164 jours de temps d'acquisition effectif. La contamination de muons atmosphériques dans ce lot est inférieure à 10%. Le rapport entre événements sélectionnés et attendus vaut :

$$\frac{V_{data}}{V_{MC}} = 85 \pm 16(\text{théor.}) \pm 6(\text{stat.})^{+17}_{-1}(\text{syst.}) \%$$

Le nombre d'événements obtenus est donc en accord avec ce qui est attendu par simulation Monte Carlo du flux atmosphérique.

Après avoir évalué les performances du télescope avec la détection des neutrinos atmosphériques, dans la dernière partie de la thèse (Chapitre C) nous avons abordé la recherche d'un signal cosmique parmi les événements détectés à cinq lignes.

Nous avons d'abord discuté quelques résultats récents en astronomie des hautes énergies et leurs implications pour la recherche d'un signal dans ANTARES. Nous avons brièvement passé en revue les méthodes utilisées dans ANTARES pour chercher des sources de neutrinos. Nous avons ensuite expliqué comment calculer le nombre d'événements de fond atmosphérique attendus dans une région de la carte du ciel par la méthode du tirage des coordonnées, c'est-à-dire en tirant aléatoirement une direction et un temps absolu parmi les valeurs des traces réelles. Enfin, nous avons présenté la méthode de recherche adoptée dans cette thèse, fondée sur l'auto-corrélation des événements.

L'auto-corrélation se présente comme une méthode de recherche de signal très robuste : il n'est pas nécessaire de faire des hypothèses sur le spectre en énergie du signal, ni sur la réponse du détecteur, ni sur la taille de la source. Nous analysons les distances angulaires pour toute paire d'événements dans une carte du ciel. Le nombre de paires extraites des données est directement comparé à ce qui est attendu du fond atmosphérique par tirage des coordonnées. La significativité de tout excès et le niveau de confiance du résultat sont ensuite calculés.

La méthode a été validée sur simulation et ensuite appliquée aux événements détectés réels. Les données présentent une déviation standard maximale $\sigma = 0,9$ pour $2,5^\circ$ de distance angulaire. Le niveau de confiance de l'excès correspondant est de 64%.

Nous avons aussi cherché des corrélations entre les directions d'arrivée des neutrinos et les sources galactiques répertoriées par H.E.S.S. d'une part, les rayons cosmiques d'ultra haute énergie détectés par AUGER d'autre part. Aucune corrélation n'a été trouvée pour le moment, mais l'analyse se poursuit avec les données prises par le détecteur ANTARES complet.

Avec cette thèse, nous avons souhaité apporter une contribution aux efforts de toute une communauté de physiciens pour ouvrir une nouvelle fenêtre d'observation sur l'Univers. Nous n'avons pas eu la chance de découvrir un signal de neutrinos cosmiques dans les données à 5 lignes. Cependant les premiers signes pourraient déjà se trouver dans les données prises et en cours d'acquisition avec les 12 lignes. De plus, le défi technologique réussi par ANTARES ouvre le chemin à la construction d'un télescope de taille kilométrique en Méditerranée. Nous sommes persuadés qu'une découverte en astronomie neutrino n'est qu'une question de temps...

ANNEXE

Un estimateur de la perte d'énergie par unité de longueur, dE/dx , pour un muon qui traverse le télescope peut être obtenu par le rapport de deux termes : la somme des amplitudes des impulsions enregistrée par le détecteur A_{TOT} , divisé par la longueur de son parcours au sein du détecteur même.

L'amplitude totale mesurée est corrigée par l'efficacité globale du détecteur ε , pour obtenir la quantité de lumière émise. Cette fonction dépend des caractéristiques du muon incident. Elle donne la fraction de lumière qui est captée par le détecteur ; pour chaque photomultiplicateur, un ε_{PM} est défini en fonction de :

- la probabilité de détecter un photon, étant donné son angle d'incidence sur le module optique, α_θ ;
- la probabilité qu'un photon ait parcourue une distance r , donné par $\exp(-r / L_{att. eff})$ (voir A.2.1.1) ;
- le nombre de photons Tcherenkov par unité de surface, qui évolue comme $1 / r$ compte-tenu de la propagation du cône Tcherenkov.

Soit finalement :

$$(34) \quad \varepsilon_{PM} = \frac{\alpha_\theta}{r} e^{-\frac{r}{L_{att. eff}}}.$$

La fonction ε est définie comme la valeur moyenne de ε_{PM} pour tous les photomultiplicateurs.

Le volume de détection est assimilé à un cylindre, dont les dimensions sont obtenues en ajoutant 2,5 fois la longueur d'atténuation de la lumière dans l'eau $L_{att. eff}$ (voir A.2.1.1) aux positions extrêmes des photomultiplicateurs. La longueur de parcours L_μ est définie comme la distance entre le point d'entrée et de sortie du muon dans ce cylindre.

La quantité ρ , liée par construction à dE/dx , s'exprime finalement comme :

$$(35) \quad \rho = \frac{1}{L_\mu} \frac{A_{TOT}}{\varepsilon}.$$

Dans [21] il a été montré que si la trace du muon est mal reconstruite, si ε est trop faible ou si L_μ est trop petit, ρ n'est pas un estimateur fiable de dE/dx . Pour cela, des coupures $\varepsilon > 5 \cdot 10^{-5}$ et $L_\mu > 200$ m – associées à une coupure¹⁹ sur la variable de qualité de reconstruction²⁰ Λ – ont été établies. Ayant appliqué ces conditions à des muons simulés issus de neutrinos, pour

¹⁹ La valeur de la coupure est donnée et justifiée dans [21].

²⁰ Voir le paragraphe A.2.4.3 pour la définition de Λ .

un détecteur à 12 lignes, l'évolution de ρ en fonction de l'énergie du muon est présentée sur la Figure C.31. Le comportement de ρ peut maintenant être confronté à la théorie du dE/dx présentée sur la Figure A.17 entre 100 GeV et 1 TeV. La quantité ρ est bien ajustée par une formule du type $\alpha + \beta \cdot E$, avec α et β constants [21], permettant de déterminer ces deux paramètres ; ce qui aurait pour avantage d'établir un modèle analytique de la perte d'énergie.

Mais, à plus haute énergie, deux éléments interviennent :

- la saturation du coefficient β (voir Figure A.18), qui rend dE/dx plutôt compatible avec un modèle $\log_{10} dE/dx = \gamma + \delta \cdot \log_{10} dE/dx$, avec γ et δ constants ;
- le fait que l'énergie du muon évolue continuellement au fur et à mesure de sa propagation. Par exemple, sur un parcours de 450 m, un muon de 100 TeV perd en moyenne 37% de son énergie. Son dE/dx devrait pourtant être mesuré par segments où la diminution d'énergie produit des variations négligeables de α et β .

Il est donc difficile de relier l'évolution de ρ à une fonction physique issue de la théorie de la perte d'énergie. Toujours dans [21], ρ a été ajustée à la fonction empirique suivante :

$$(36) \quad \log_{10} \rho = a + b \log_{10} E_{\mu} + c (\log_{10} E_{\mu})^2 + d (\log_{10} E_{\mu})^3.$$

La Figure C.32 montre le résultat de l'ajustement. L'inversion de l'équation (9) permet d'avoir une estimation de l'énergie pour chacun des événements. La distribution des énergies ainsi estimées en fonction des énergies vraies est montrée sur la Figure C.33.

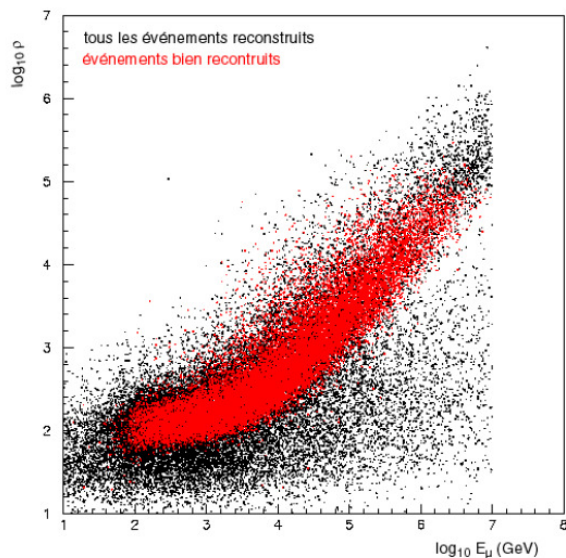


Figure C.31 : Evolution de ρ avec l'énergie du muon, pour tous les événements reconstruits (en noir) et les événements sélectionnés par $A > -5.3$, $\varepsilon > 5 \cdot 10^{-5}$ et $L_{\mu} > 200$ m [21].

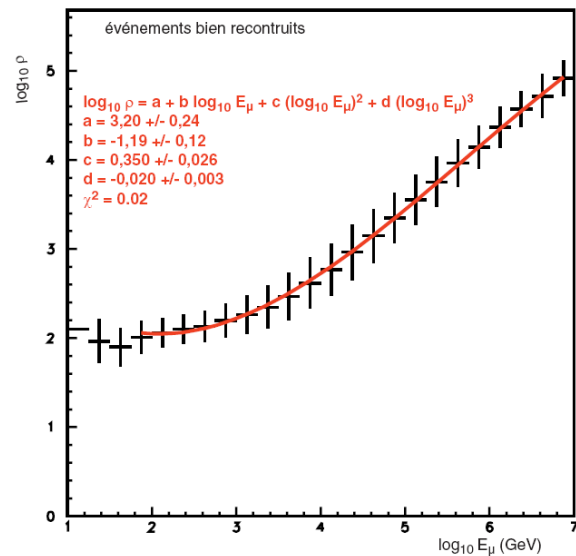


Figure C.32 : Ajustement de l'équation (36) sur l'évolution de ρ avec l'énergie du muon [21].

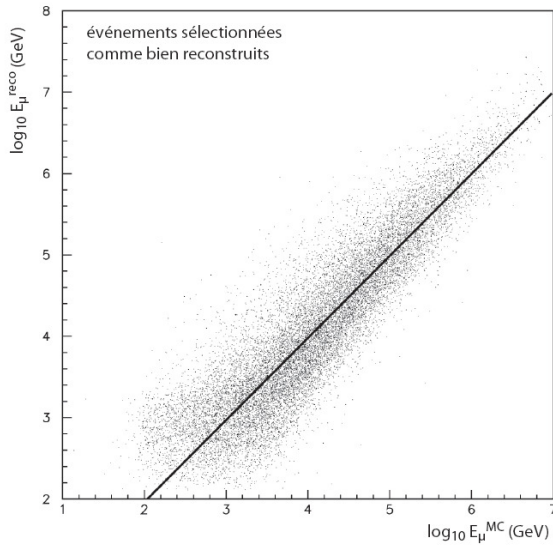


Figure C.33 : Distribution des énergies estimées en fonction des énergies vraies [21].

L'analyse des données prises à 5 lignes nous a permis de sélectionner un lot de 185 traces montantes, représentant un signal de neutrinos à plus de 90% de niveau de confiance. Nous avons essayé d'estimer l'énergie de ces événements avec la méthode que nous venons d'expliquer, afin de caractériser leur spectre d'énergie et vérifier la cohérence avec le modèle théorique des simulations, soit le spectre de Bartol.

L'ajustement de ρ sur la Figure C.32 n'est pas adapté à un détecteur 5 lignes. Il faut tenir compte de l'évolution continue de l'énergie lors de la propagation du muon, dont le différentiel croît avec les dimensions du volume instrumenté.

Pour cette raison, nous avons réajusté la distribution de ρ sans changer de formule analytique, en utilisant des neutrinos simulés à 5 lignes et sélectionnés par les mêmes coupures donnant le lot de 185 traces (Figure C.34). Toutefois, afin d'obtenir une fonction ajustée monotone croissante (et donc inversible), l'ajustement a été borne inférieurement à 1 TeV d'énergie ; un ajustement à partir de 100 GeV comme sur la Figure C.32 conduit en effet à une fonction non inversible.

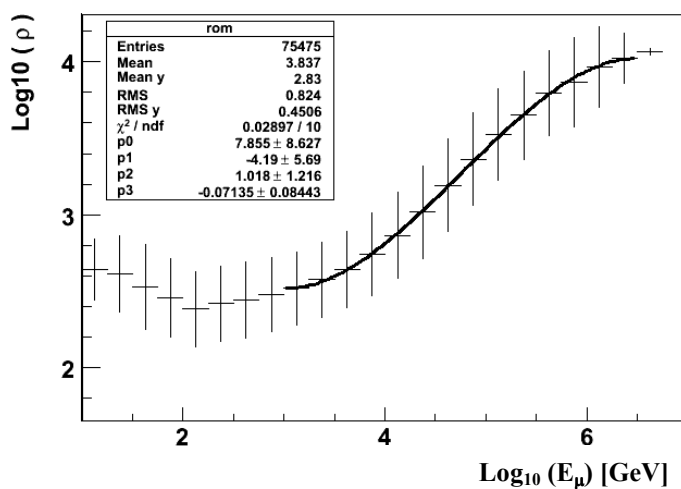


Figure C.34 : Ajustement de ρ pour une simulation à 5 lignes, avec la formule en équation (36).

Comme nous pouvons voir sur la Figure C.34, il reste un grand nombre d'événement au dessous de 100 GeV d'énergie, dont la valeur de ρ conduirait à estimer – par inversion de la courbe ajustée – une énergie entre 1 et 10 TeV. Pour ces traces, il a été vérifié que les grands ρ sont corrélés à un terme A_{TOT} grand aussi, tandis qu'aucune corrélation évidente n'est trouvée avec L_μ ou ε .

Les muons d'énergie inférieure à 100 GeV perdent par ionisation environ 20 GeV tous les 100 m et peuvent donc être arrêtés dans le volume instrumenté du détecteur. Nous avons considéré la variable L_{TC} , définie comme la distance entre le point d'émission du premier et du dernier photon en temps, ayant moins de 3 ns de résidus temporel par rapport à la trace reconstruite. Avec ce choix, nous nous restreignons essentiellement aux photons directs de l'émission Tcherenkov ; ce qui permet d'évaluer la distance parcourue par la trace jusqu'à un éventuel arrêt dans le détecteur, signalé par l'émission du dernier photon Tcherenkov. Pour un muon de basse énergie s'arrêtant dans le détecteur, L_{TC} est donc inférieur à L_μ . Il est essentiel de couper ces événements, pour éviter qu'ils soient reconstruits comme des traces de haute énergie dans l'inversion de la courbe ajustée sur la Figure C.34.

L'estimateur d'énergie dans [21] permettait d'estimer l'énergie dans un détecteur 12 lignes avec une résolution d'environ un facteur 3 (voir Figure C.35). Si l'on cherche à obtenir la même résolution pour le détecteur à 5 lignes, une coupure $L_{TC} > 105$ m est nécessaire (Figure C.36) ; mais dans ce cas, 11% seulement des muons reconstruits peuvent avoir leur énergie estimée.

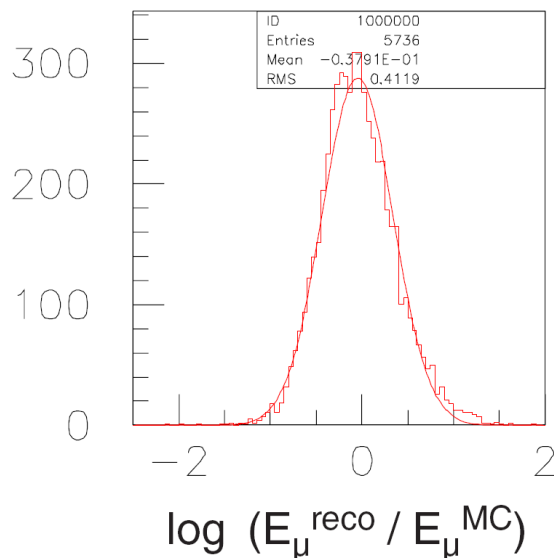


Figure C.35 : Logarithme du rapport entre énergie reconstruite et énergie vraie, pour des traces entre 10 et 100 TeV dans un détecteur à 12 lignes [21].

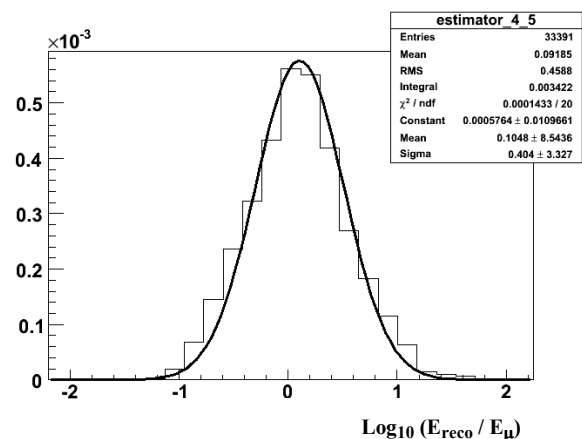


Figure C.36 : Logarithme du rapport entre énergie reconstruite et énergie vraie, pour des traces entre 10 et 100 TeV dans un détecteur à 5 lignes.

Enfin, nous avons reconstruit l'énergie d'une simulation de neutrinos engendrés selon le modèle de Bartol, obtenant le spectre sur la Figure C.37. Malgré la coupure sur L_{TC} , des événements de basse énergie polluent le spectre reconstruit au dessus du TeV. Par exemple, à ~ 50 TeV d'énergie, le rapport entre la courbe du spectre reconstruit et celle du spectre vrai vaut environ 35. Dans le cas des 12 lignes, présenté sur la Figure C.38, le même rapport vaut environ 6, en raison d'une contamination de traces de basse énergie toujours présente, mais moins importante.

En raison de cette estimation défectueuse pour les traces au dessous du TeV, la reconstruction de la forme du spectre dévient plus performante en présence d'un indice plus mou. Par exemple, sur la Figure C.39, nous présentons le cas du spectre en E^{-2} , utilisé dans le calcul de la limite de Waxman et Bahcall (voir A.1.4) : jusqu'à environ 100 TeV, le résultat obtenu est comparable à la configuration 12 lignes (Figure C.40).

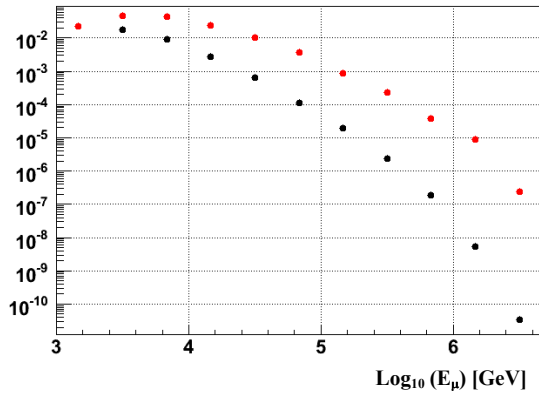


Figure C.37 : Spectre reconstruit (trait rouge) et spectre vrai (trait noir, modèle de Bartol), en configuration 5 lignes.

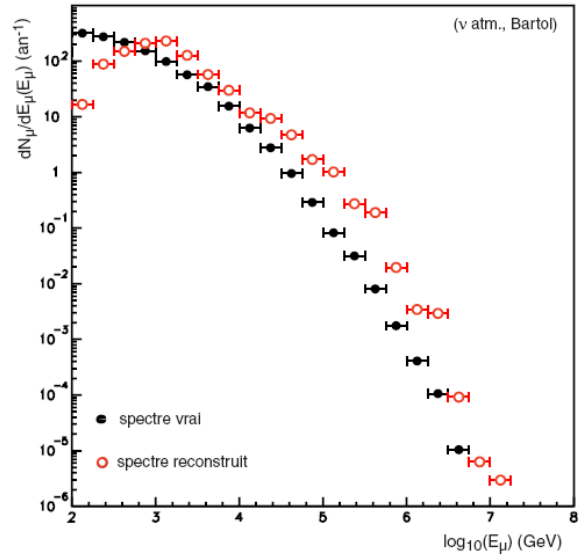


Figure C.38 : Spectre reconstruit (trait rouge) et spectre vrai (trait noir, modèle de Bartol), en configuration 12 lignes [21].

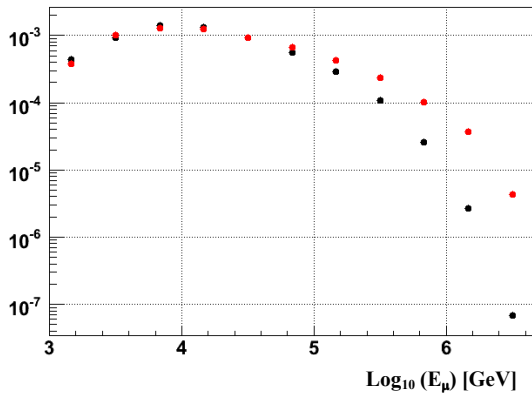


Figure C.39 : Spectre reconstruit (trait rouge) et spectre vrai (trait noir, modèle de Waxman et Bahcall), en configuration 5 lignes.

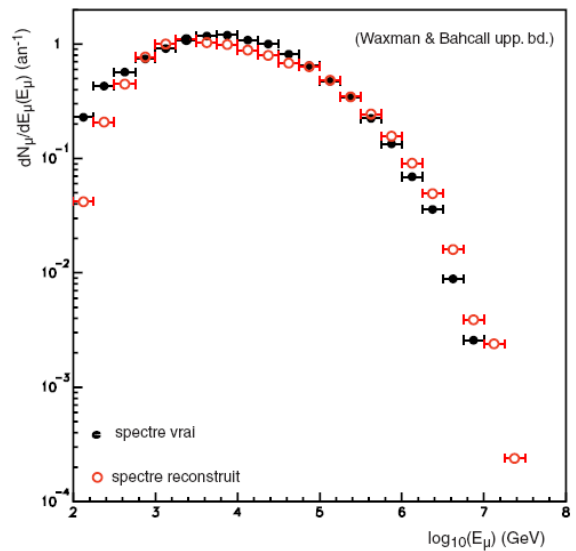


Figure C.40 : Spectre reconstruit (trait rouge) et spectre vrai (trait noir, modèle de Waxman et Bahcall), en configuration 12 lignes [21].

En conclusion, les courbes sur la Figure C.37 et la Figure C.38 nous montrent que l'estimateur ρ n'assure pas une reconstruction de la forme du spectre de Bartol fiable, ni pour les 5 ni pour les 12 lignes : le nombre d'événements dont l'énergie est évaluée à plus de 1

TeV est systématiquement surestimé. Par contre, pour un spectre cosmique tel que celui de la limite de Waxman et Bahcall, la méthode est beaucoup plus performante.

Nous pouvons donc investiguer l'énergie de seuil, à partir de laquelle les neutrinos du flux de Waxman et Bahcall deviendraient dominants sur la composante atmosphérique. Sur la Figure C.41, cette énergie vaut environ 300 TeV. Le nombre de traces attendues en dessus de ce seuil est de $\sim 0.5 \cdot 10^{-4}$ par jour. Nous ne nous attendons pas de pouvoir explorer ce régime en analysant les données à 5 lignes, correspondant à 164 jours de temps effectif d'acquisition.

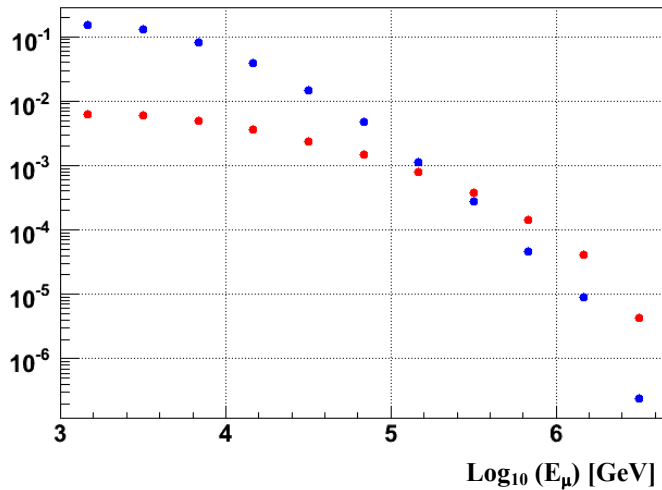


Figure C.41 : Distribution cumulative des spectres reconstruits sur la Figure C.37 (trait bleu, flux de Bartol) et Figure C.39 (trait rouge, flux de Waxman et Bahcall).

En conclusion le télescope à 5 lignes ne permet pas une reconstruction fiable du spectre en énergie avec la méthode de l'estimateur ρ , malgré les améliorations apportées ici. Trop d'événements de basse énergie polluent l'analyse ; en outre, nous avons vérifié que des coupures sur la longueur de trace plus sévère que $L_{TC} > 105$ m suppriment également les mauvais événements et le signal de haute énergie, à cause de la taille du détecteur limitée.

Malgré ces défauts, nous avons essayé la reconstruction de l'énergie sur les 185 événements extraits des données, dont le résultat est montré sur la Figure C.42. Dix-sept traces seulement passent la coupure $L_{TC} > 105$ m ; 22 en étaient attendues par simulation. La faible statistique ne permet pas de tirer des conclusions quantitatives sur l'accord entre données et simulations.

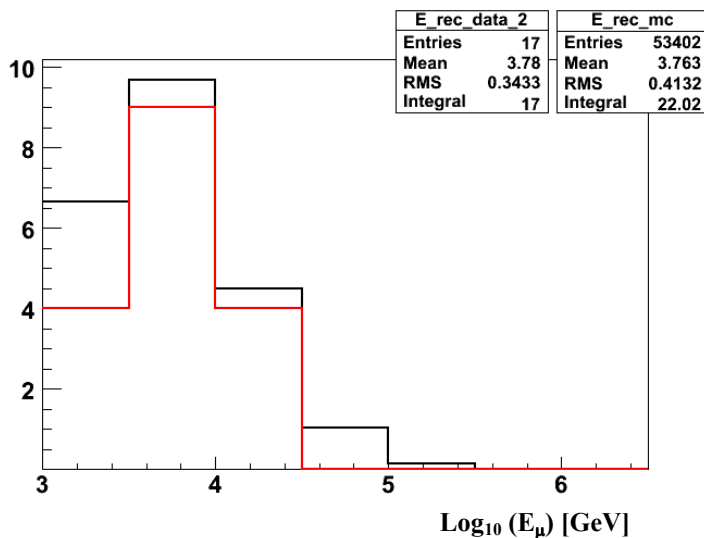


Figure C.42 : Distribution de l'énergie reconstruite des événements à 5 lignes (trait rouge), comparée à la simulation (trait noir).

RÉSUMÉ

Recherche d'un signal de neutrinos dans les premières données de l'expérience ANTARES

Le télescope ANTARES est un réseau tridimensionnel de 885 photomultiplicateurs, équipant 12 lignes. Les lignes sont installées à 2500 m de profondeur dans la Mer Méditerranée. Elles détectent la lumière Tcherenkov produite par les muons issus de l'interaction des neutrinos dans la croûte terrestre. Ce travail concerne les données prises avec les cinq premières lignes du détecteur entre janvier et décembre 2007.

Les données sont analysées afin d'extraire les événements de neutrinos atmosphériques du fond dominant des muons atmosphériques. Le nombre de neutrinos sélectionnés (185, soit 1,1 par jour) est en accord avec les prédictions, démontrant le comportement correct du détecteur. Un signal de neutrinos cosmiques est ensuite recherché dans ce lot ainsi sélectionné, en calculant la significativité statistique des accumulations d'événements dans des régions localisées du ciel, par rapport au fond uniforme des neutrinos atmosphériques. La distribution des événements est compatible avec le fond. La corrélation avec des sources potentielles connues est également étudiée, sans trouver un résultat positif.

Les méthodes présentées sont exploitables pour l'analyse des données à venir.

Mots-clés : astronomie neutrino, ANTARES, neutrinos atmosphériques, rayons cosmiques.

Search for a neutrino signal in the first data of the ANTARES experiment

The ANTARES telescope consists of a three dimensional array of 885 photomultipliers, arranged in 12 lines deployed at 2500 m depth in the Mediterranean Sea, detecting the Cherenkov light produced by neutrino-induced muons. The first five lines of the detector have been taking data between January and December 2007.

The 5 line detector operations are described. The data are analyzed to filter the atmospheric neutrino events from the atmospheric muon background. The number of detected neutrinos (185, that is 1.1 per day) is found in agreement with the predictions, thus proving the correct behaviour of the detector.

A search for a neutrino cosmic signal is performed, looking for statistically significant neutrino clusters on the sky, with respect to the uniform atmospheric neutrino background. The event distribution is found compatible with the background. The event correlation with potential known sources is also studied, without obtaining a positive result.

The presented methods are exploitable for the 12 line data analysis.

Keywords: neutrino astronomy, ANTARES, atmospheric neutrinos, cosmic rays.

Les notes internes ANTARES citées dans cette bibliographie peuvent être obtenues sur demande aux auteurs.

- ¹ X. Bertou et al.
Physics of Extremely High Energy Cosmic Rays.
Int. J. Mod. Phys. A15 : 2181-2224 (arXiv:astro-ph/0001516, 2000)
- ² J. Cronin
The highest-energy cosmic rays.
arXiv:astro-ph/0402487v1 (2004)
- ³ <http://www.nasa.gov>
- ⁴ E. Fermi
On the origin of the cosmic radiation.
Phys. Rev. 75 : 1169-1174 (1949)
- ⁵ T. K. Gaisser
Cosmic Rays and Particle Physics.
Cambridge University Press (Cambridge, England, 1990)
- ⁶ A. R. Bell et al.
Cosmic ray acceleration to very high energy through the non-linear amplification by cosmic rays of the seed magnetic field.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 321: 433-438 (2001)
- ⁷ A. M. Hillas
The origin of ultra-high-energy cosmic rays.
Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Vol. 22 : 425-444 (1984)
- ⁸ P. Bhattacharjee et al.
Origin and Propagation of Extremely High Energy Cosmic Rays.
Phys. Rept. 327 : 109-247 (arXiv:astro-ph/9811011v2, 2000)
- ⁹ E. G. Berezhko et al.
Spectrum of cosmic rays, produced in supernova remnants.
arXiv:0704.1715v1 [astro-ph] (2007)
- ¹⁰ NASA/CXC/Rutgers/J.Warren & J.Hughes et al.
<http://chandra.harvard.edu/photo/2005/tycho/>
- ¹¹ <http://www.spacetelescope.org>
- ¹² A. Levinson et al.
Probing microquasars with TeV neutrinos.
Phys. Rev. Lett. 87, 171101 (2001)
- ¹³ A. Venkatesan et al.
Constraints on the Production of Ultra-High-Energy Cosmic Rays by Isolated Neutron Stars.
Astrophys. J. 484 : 323-328 (arXiv:astro-ph/9612210v2, 1997)
- ¹⁴ G. Maurin
Etude de la nature des rayons cosmiques d'ultra haute énergie à partir des premières données de l'Observatoire Pierre AUGER.
Thèse de doctorat, Université Paris VII (2005)

-
- ¹⁵ Galerie d'images NRAO/AUI
<http://chandra.harvard.edu/photo/1999/0052/>
- ¹⁶ E. Waxman
Gamma-Ray Bursts, Cosmic-Rays and Neutrinos.
Nucl. Phys. Proc. Suppl. 87 : 345-354 (2000)
- ¹⁷ A. Dar et al.
The Cannonball Model of Gamma Ray Bursts: Spectral and Temporal Properties of the Gamma Rays.
arXiv:astro-ph/0012227v1 (2000)
- ¹⁸ A. Oppelt
Étude de la résolution angulaire du télescope à neutrinos ANTARES.
Thèse de doctorat, Université de la Méditerranée Aix-Marseille II (2001)
- ¹⁹ R. Gandhi et al.
Neutrino interactions at Ultrahigh Energies.
Phys. Rev. D 58, 093009 (arXiv:hep-ph/9807264v1, 1998)
- ²⁰ W Lohmann et al.
Energy loss of muons in the energy range 1-10,000 GeV.
CERN Yellow Report 85-03 (1985)
- ²¹ A. Romeyer
Etude de la sensibilité du détecteur ANTARES à un flux diffus de neutrinos cosmiques de haute énergie
Thèse de doctorat, Université Paris VII (2003)
- ²² R.J. Clark.
Atmospheric neutrino detection using a large water cerenkov detector.
Thèse de doctorat, Louisiana State University (1998)
- ²³ The ANTARES Collaboration
A Deep Sea Telescope for High Energy Neutrinos.
arXiv:astro-ph/9907432v1 (1999)
- ²⁴ E. Waxman et al.
High energy neutrinos from astrophysical sources: An upper bound
Phys. Rev. D59, 023002 (1998)
- ²⁵ F. Halzen
Lectures on High-Energy Neutrino Astronomy.
arXiv:astro-ph/0506248v1 (2005)
- ²⁶ N. Cottini
Detection of low energy neutrinos and Dark Matter search in Antares.
Thèse de Master, Università di Pisa (2006)
- ²⁷ <http://www.phys.hawaii.edu/~dumand/>
- ²⁸ <http://cdsweb.cern.ch/record/1037604>
- ²⁹ <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/index-e.html>
- ³⁰ V. Aynutdinov et al.
BAIKAL experiment: Main results obtained with the neutrino telescope NT200.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 567 : 423-427 (2006)

-
- ³¹ R. Wischnewski et al.
The Baikal Neutrino Telescope: Status and Plans.
Proceedings of the 30th ICRC (2007)
- ³² M. Ackermann et al.
Optical properties of deep glacial ice at the South Pole.
J. Geophys. Res., Vol 111, D13203 (2006)
- ³³ The IceCube Collaboration.
Search for Point Sources of High Energy Neutrinos with Final Data from AMANDA-II.
arXiv:0809.1646v2 [astro-ph] (2008)
- ³⁴ The IceCube Collaboration
The IceCube Collaboration: contributions to the 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007).
arXiv:0711.0353v1 [astro-ph] (2007)
- ³⁵ The ANTARES Collaboration
Technical design report.
<http://antares.in2p3.fr> (2001)
- ³⁶ The ANTARES Collaboration
Transmission of light in deep sea water at the site of the Antares neutrino telescope.
Astroparticle Physics 23 : 131-155 (2005)
- ³⁷ The ANTARES Collaboration
First results of the Instrumentation Line for the deep-sea ANTARES neutrino telescope.
Astroparticle Physics 26 : 314-324 (2006)
- ³⁸ The ANTARES Collaboration
Study of large hemispherical photomultiplier tubes for the ANTARES neutrino telescope.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 555: 132-141 (2005)
- ³⁹ <http://antares.in2p3.fr>
- ⁴⁰ The ANTARES Collaboration
The data acquisition system for the ANTARES neutrino telescope.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 570 : 107-116 (2007)
- ⁴¹ J. Carr et al.
Proposition for an alternative trigger based on the T3 cluster trigger.
ANTARES Internal Note ANTARES-SOFT-2007-006 (2007)
- ⁴² M.C. Bouwhuis
Detection of neutrinos from gamma-ray bursts.
Thèse de doctorat, Universiteit van Amsterdam (2005)
- ⁴³ F. Salesa-Greus
ANTARES time calibration.
Proceedings of VLVNT08 (2008)
- ⁴⁴ The ANTARES Collaboration
The Antares optical beacon system.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 578 : 498-509 (2007)
- ⁴⁵ The ANTARES Collaboration
Construction and operation of the ANTARES underwater neutrino telescope.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 595 : 51-53 (2008)

-
- ⁴⁶ M. Ardid
Positioning system of the ANTARES neutrino telescope.
Proceedings of VLVNT08 (2008)
- ⁴⁷ F Druillole et al.
Calibration of the OM's and of the front-ends.
ANTARES Internal Note ANTARES-CALI-2005-001 (2005)
- ⁴⁸ Ch. Tamburini
Communication privée.
- ⁴⁹ C. Naumann.
Development of Sensors for the Acoustic Detection of Ultra High Energy Neutrinos in the Deep Sea.
Thèse de doctorat, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (2007)
- ⁵⁰ The ANTARES Collaboration
Performance of the First ANTARES Detector Line.
arXiv:0812.2095v1 [astro-ph] (2008)
- ⁵¹ A. Labbate et al.
GENHEN v6: ANTARES neutrino generator extension to all neutrino flavors and inclusion of propagation through the Earth.
ANTARES Internal Note ANTARES-SOFT-2004-010 (2004)
- ⁵² K. Kuzmin et al.
Genhen v6r3: implementation of the Glashow resonance and of the MUSIC transport code.
ANTARES Internal Note ANTARES-SOFT-2004-012 (2004)
- ⁵³ D. Heck et al.
CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers.
Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA 6019 (1998)
- ⁵⁴ P. Antonioli et al.
A Three-Dimensional Code for Muon Propagation through the Rock: MUSIC
Astrop. Phys. 7 : 357-368 (arXiv:hep-ph/9705408v2, 1997)
- ⁵⁵ G. Carminati et al.
Atmospheric MUons from PArametric formulas: a fast GEnerator for neutrino telescopes (MUPAGE)
Comput. Phys. Commun. 179 : 915-923 (arXiv:0802.0562v2 [physics.ins-det], 2008)
- ⁵⁶ D Bailey
KM3 v2r1: User Guide.
ANTARES Internal Note ANTARES-SOFT-2002-006 (2002)
- ⁵⁷ The ANTARES Collaboration
The ANTARES optical module.
Nucl. Instr. and Methods A484 : 369-383 (2002)
- ⁵⁸ M. de Jong
The ANTARES Trigger Software.
ANTARES Internal Note ANTARES-SOFT-2005-005 (2005)
- ⁵⁹ M. de Jong
The Summary Timeslice Writer program.
ANTARES Internal Note ANTARES-SOFT-2005-006 (2005)
- ⁶⁰ Y. Becherini et al.
Offline reconstruction and analysis software.
ANTARES Internal Note ANTARES-SOFT-2006-003 (2006)

-
- ⁶¹ A. Heijboer
Track reconstruction and Point Source Searches with ANTARES.
Thèse de doctorat, Universiteit van Amsterdam (2005)
- ⁶² <http://nemoweb.lns.infn.it/>
- ⁶³ <http://www.nestor.org.gr/>
- ⁶⁴ A. Kappes *et al.*
Potential Neutrino Signals from Galactic γ -Ray Sources.
Astrophys. J. 656 : 870-89 (2007)
- ⁶⁵ <http://www.km3net.org/>
- ⁶⁶ KM3Net Conceptual Design Report
<http://www.km3net.org/>
- ⁶⁷ The ANTARES Collaboration
Background light in potential sites for the ANTARES undersea neutrino telescope.
Astroparticle Physics 13 : 127-136 (2000)
- ⁶⁸ S. Escoffier *et al.*
Correlations between bioluminescence and environmental parameters with ANTARES data in 2003 (PSL) and 2005 (MILOM).
ANTARES Internal Note ANTARES-SOFT-2008-005 (2008)
- ⁶⁹ A. Margiotta
Monte Carlo simulation of atmospheric muons.
ANTARES Internal Note ANTARES-SOFT-2008-005 (2008)
- ⁷⁰ J. Horandel
On the knee in the energy spectrum of cosmic rays.
Astrop. Phys. 19 : 193-220 (2003)
- ⁷¹ S.S. Ostapchenko
QGSJET-II: towards reliable description of very high energy hadronic interactions.
arXiv:hep-ph/0412332v1 (2004)
- ⁷² The KASCADE Collaboration
The Cosmic-Ray Experiment KASCADE.
Nucl.Instr. and Meth. A 513 : 490-510 (2003)
- ⁷³ E. V. Bugaev *et al.*
Atmospheric muon flux at sea level, underground, and unerwater.
Phys. Rev. D 58, 054001 (1998).
- ⁷⁴ Y. Becherini *et al.*
A parameterisation of single and multiple muons in the deep water or ice.
Astrop. Phys. 25 : 1 (2006)
- ⁷⁵ A. Margiotta
Systematic uncertainties in Monte Carlo simulation of the atmospheric muon flux in the 5 lines ANTARES detector.
Proceedings of VLVNT08 (2008)
- ⁷⁶ A. Margiotta *et al.*
On the parameterization of the angular acceptance of the ANTARES Optical Modules.
ANTARES Internal Note ANTARES-SOFT-2007-005 (2007)

-
- ⁷⁷ S M Bilen'kiĭ *et al.*
Lepton mixing and neutrino oscillations.
SOV PHYS USPEKHI 20 : 776-795 (1977)
- ⁷⁸ The Super-Kamiokande Collaboration
Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation.
Phys.Rev.Lett. 93, 101801 (2004)
- ⁷⁹ <http://icecube.wisc.edu/>
- ⁸⁰ The IceCube Collaboration.
Detection of Atmospheric Muon Neutrinos with the IceCube 9-String Detector.
Phys. Rev. D 76, 027101, (2007)
- ⁸¹ <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/egret/>
- ⁸² R. C. Hartman *et al.*
Third EGRET catalog (3EG).
ApJS, 123, 79H (1999)
- ⁸³ J.-M. Casandjian *et al.*
A revised catalogue of EGRET gamma-ray sources.
arXiv:0806.0113v2 [astro-ph] (2008)
- ⁸⁴ <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>
- ⁸⁵ M. Lemoine-Goumard
Stéréoscopie de gerbes de γ avec le télescope H.E.S.S. : premières images de vestiges de supernovae au TeV.
Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (2006)
- ⁸⁶ F. Aharonian *et al.*
The H.E.S.S. survey of the Inner Galaxy in very high-energy gamma-rays.
Astrophys. J. 636 : 777-797 (2006)
- ⁸⁷ F. Aharonian *et al.*
Primary particle acceleration above 100 TeV in the shell-type Supernova Remnant RX.
Astron. Astrophys. 464 : 235-243 (2007)
- ⁸⁸ F. Aharonian *et al.*
A detailed spectral and morphological study of the gamma-ray supernova remnant RX J1713.7-3946 with HESS.
A&A, 449 : 223-242 (2006)
- ⁸⁹ E. G. Berezhko *et al.*
Theory of cosmic ray production in the supernova remnant RX J1713.7-3946.
A&A, 451 : 981-990 (2006)
- ⁹⁰ F. Aharonian *et al.*
Discovery of Very-High-Energy Gamma-Rays from the Galactic Centre Ridge.
Nature 439 : 695-698 (2006)
- ⁹¹ F. Aharonian *et al.*
Observations of Mkn 421 in 2004 with H.E.S.S. at large zenith angles.
A&A, 437, 95 (2005)
- ⁹² F. Aharonian *et al.*
H.E.S.S. observations of PKS 2155-304.
A&A, 430, 865 (2005)

-
- ⁹³ K. Kosack *et al.*
H.E.S.S. VHE Gamma-ray sources without identified counterparts.
Proceedings of the 30th ICRC (2007)
- ⁹⁴ H. Matsumoto *et al.*
Suzaku Observations of HESS J1616-508: Evidence for a Dark Particle Accelerator.
arXiv:astro-ph/0608475v1 (2006)
- ⁹⁵ <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/CTA/>
- ⁹⁶ The Fermi LAT Collaboration
Fermi Large Area Telescope Bright Gamma-ray Source List.
arXiv:0902.1340v1
- ⁹⁷ <http://hires.physics.utah.edu/>
- ⁹⁸ <http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/>
- ⁹⁹ The Pierre Auger Collaboration
Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects
Science 318 : 938-943 (2007)
- ¹⁰⁰ J. A. Aguilar
Analysis of the Optical Beacon system and search for point-like sources in the ANTARES neutrino telescope.
Thèse de doctorat, Universitat de Valencia (2008)
- ¹⁰¹ Achterberg *et al.*
Five years of searches for point sources of astrophysical neutrinos with the AMANDA-II neutrino telescope
Phys. Rev. D 75, 102001 (2007)
- ¹⁰² M. Ambrosio *et al.*
Neutrino astronomy with the MACRO detector.
ApJ 546 1038-1054 (2001)
- ¹⁰³ The IceCube Collaboration
Sensitivity of the IceCube Detector to Astrophysical Sources of High Energy Muon Neutrinos.
Astropart. Phys. 20 : 507-532 (2004)
- ¹⁰⁴ N. Cottini *et al.*
Search for structures and sources in ANTARES sky maps.
ANTARES Internal Note ANTARES-PHYS-2007-005 (2007)
- ¹⁰⁵ T.-P. Li *et al.*
Analysis methods for results in gamma-ray astronomy.
Astrophysical Journal 272 : 317-324 (1983)
- ¹⁰⁶ C.B. Finley *et al.*
On the Evidence of Clustering in the Arrival Directions of AGASA's Ultrahigh Energy Cosmic Rays. Astro-
part. Phys. 21 : 359-367 (2004)