CPPM-T-2001-02 N° d'ordre 01AIX22010

Université de la Méditerranée
Aix-Marseille II
Faculté des Sciences de Luminy
163 avenue de Luminy
13288 Marseille Cedex 09

THESE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique des Particules, Physique Mathématique et Modélisation

présentée par

Anne OPPELT

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

Étude de la résolution angulaire du télescope à neutrinos ANTARES

Soutenue le 9 avril 2001, devant le jury composé de

M.	E. ASLANIDES	Président
M.	J.-J. AUBERT	Directeur de thèse
M.	J.CARR	Directeur de thèse
M.	A. FALVARD	
M.	L. KÖPKE	Rapporteur
M.	A. ROZANOV	
M.	K. WINTER	Rapporteur

CPPM-T-2001-02 N° d'ordre 01AIX22010

Université de la Méditerranée
Aix-Marseille II
Faculté des Sciences de Luminy
163 avenue de Luminy
13288 Marseille Cedex 09

THESE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique des Particules, Physique Mathématique et Modélisation

présentée par

Anne OPPELT

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

Étude de la résolution angulaire du télescope à neutrinos ANTARES

Soutenue le 9 avril 2001, devant le jury composé de

M.	E. ASLANIDES	Président
M.	J.-J. AUBERT	Directeur de thèse
M.	J.CARR	Directeur de thèse
M.	A. FALVARD	
M.	L. KÖPKE	Rapporteur
M.	A. ROZANOV	
M.	K. WINTER	Rapporteur

Remerciements

J'aimerais tout d'abord remercier mon amie Melanie et ma famille de m'avoir encouragée à me lancer dans ce projet de thèse si loin de chez moi.

Je remercie Jean-Jacques Aubert de m'avoir offert la possibilité de réaliser ce travail au Centre de Physique des Particules de Marseille, et d'avoir pris part à mon jury de thèse.
Je tiens à remercier Elie Aslanides de m'avoir chaleureusement accueilli dans son laboratoire et d'avoir accepté de présider mon jury.
J'adresse mes plus vifs remerciements à John Carr, qui m'a été un directeur de thèse attentif, disponible et encourageant malgré ses nombreuses charges. Sa compétence, son enthousiasme, sa présence et ses conseils m'ont beaucoup aidé à réaliser ce travail de thèse.
J'adresse toute ma gratitude à Lutz Köpke et Klaus Winter qui ont immédiatement accepté la tâche de rapporteur. Merci également à Alain Falvard et Alexandre Rozanov de m'avoir fait l'honneur de compléter mon jury.

Je remercie tous les membres de la collaboration ANTARES, et en particulier les Marseillais, de m'avoir permis de travailler dans des conditions aussi sympathiques. Les nombreuses discussions avec chacun d'entre eux m'ont beaucoup appris et aidé à avancer mon travail.
Merci plus particulièrement à Franca et Jürgen pour leur accueil chaleureux à Marseille, leur amitié et leur disponibilité face à tous mes problèmes.
Une mention toute spéciale est réservée à mon ami Antoine, avec lequel j'avais la chance de pouvoir travailler intensément et avancer sur nos projets de thèse. L'atmosphère de travail avec lui était efficace, encourageante et vraiment agréable !
Un grand merci à mes correcteurs pour la relecture soigneuse et attentive du texte : Charling, Sonia, Gianni, Vincent, Jürgen, Cristina et beaucoup d'autres. Sans eux, le manuscript n'aurait certainement pas sa forme actuelle.

Mes sincères remerciements vont aux membres du CPPM pour leur sympathie et leur grande disponibilité face à tous les problèmes administratifs et techniques.
Je tiens aussi à remercier tous les jeunes du labo, avec lesquelles j'ai pu passer les deux années de mon séjour à Marseille : avant tous Cristina et Tatiana, puis les occupants du bureau 306 et des autres bureaux au bout du couloir au troisième, et à tous ceux qui ont contribué à faire de mes années de thèse une période agréable et enrichissante.

Finalement, j'adresse toute mon affection à ma famille et mon mari pour leur soutien quotidien malgré la distance. Sans vous, jamais je n'aurais pu venir à bout de cette thèse !

Table des matières

Introduction

Erfahrung ist nicht alles,
und der Gelehrte ist nicht passiv ;
er wartet nicht darauf,
dass die Wahrheit zu ihm kommt
oder er durch Zufall auf sie stößt.
Er muß sich schon selbst bemühen,
sie herauszufinden,
und es liegt an seinem Denken,
ihm den Weg zu zeigen, der zu ihr führt.
Dafür bedarf es eines Werkzeugs...
HENRI POINCARÉ

Depuis plusieurs années, une thématique scientifique nouvelle a émergé à la frontière entre la physique des particules et des noyaux et l'astrophysique et la cosmologie. Cette discipline nommée *'astroparticule'* cherche à expliquer les phénomènes cosmiques en utilisant les connaissances acquises sur les particules élémentaires. En tentant de comprendre les secrets de la matière, elle unit donc l'infiniment grand et l'infiniment petit. Ce développement est porté par trois moteurs principaux :

- l'utilisation de l'Univers comme un vaste laboratoire permet de bénéficier d'une échelle de distance et de temps comme des conditions énergétiques et de densité bien au delà de ce qui est réalisable sur Terre ;
- la cosmologie théorique et observationelle, qui s'appuie notamment sur les théories de physique des particules et les phénomènes de haute énergie, apporte maintenant en retour des contraintes et des observations à la physique subatomique ;
- les développements instrumentaux, dont beaucoup sont issus de dispositifs utilisés auprès des accélérateurs, permettent de disposer de détecteurs de particules d'origine cosmique de plus en plus sensibles, ouvrant ainsi la voie à des nouvelles astronomies : l'astronomie gamma, l'astronomie neutrino, l'astronomie des rayons cosmiques chargés de très haute énergie et l'astronomie gravitationnelle.

La physique des neutrinos est actuellement un des domaines les plus importants de la physique et de l'astrophysique des particules. Les neutrinos sont des particules qui n'ont pas encore révélé toutes leurs propriétés. Prédits dans les années 30, découverts expérimentalement en 1956, ils restent encore bien mystérieux à ce jour. Par exemple, seules des limites supérieures sur leur masse ont pu être établies, ce qui n'interdit pas qu'elles puissent être strictement nulles. Quelques expériences présentent des résultats surprenants qui pourraient s'interpréter par un phénomène d'oscillation entre neutrinos de natures différentes. Une conséquence remarquable qui en découle est l'existence de masses non nulles pour les neutrinos. Celles-ci ont une profonde influence sur les théories actuelles de la physique corpusculaire. Par ailleurs, les neutrinos reliques du Big-Bang sont suffisament nombreux pour que leur masse, même très faible, puisse expliquer, au moins en partie, la masse cachée de l'Univers.

L'étude des neutrinos cosmiques de haute énergie offre un double intérêt, tant dans le domaine de l'astronomie que dans celui de la physique fondamentale et de la cosmologie. Elle est motivée par les questions ouvertes, posées par l'observation du spectre des rayons cosmiques que nous présentons dans le premier chapitre. Nous exposons des modèles divers de sources de rayons cosmiques de haute énergie et expliquons, dans le deuxième chapitre, comment des neutrinos peuvent être produits. La faiblesse des interactions du neutrino lui permet de traverser des distances cosmologiques, mais rend sa détection très difficile. Il faut donc disposer d'un volume de détection très important afin de pouvoir apporter des informations nouvelles sur ces particules et d'ouvrir une voie vers l'astronomie neutrino.
Les différentes expériences en cours utilisent des techniques complémentaires. Elles sont présentées à la fin de ce deuxième chapitre. Le troisième chapitre est entièrement réservé à la présentation détaillée du télescope à neutrinos `ANTARES`, un grand détecteur sous-marin utilisant la mer comme radiateur Tcherenkov. L'existence d'un bruit de fond élévé dans ce milieu nécessite un système de déclenchement puissant et efficace afin de filtrer le faible signal physique. Dans l'appendice C, nous présentons l'étude d'un tel système, basé sur des conditions logiques locales. Celle-ci nous a permis de définir le système final de déclenchement du détecteur `ANTARES`.
Un autre objectif de ce travail est la caractérisation des performances de ce détecteur. Cela est fait en utilisant des outils de simulation, décrits dans le chapitre 4. À l'aide des comparaisons entre différents programmes de simulation décrits dans l'annexe D, le choix des outils standards est devenu possible. Nous discutons les résultats obtenus à partir de ces simulations au cours du chapitre 5 en mettant l'accent sur l'importance d'une bonne résolution angulaire du télescope à neutrinos `ANTARES`. Le dernier chapitre est consacré aux possibilités de vérification de la résolution angulaire prédite par les simulations du détecteur.

Première partie

Astrophysique avec les télescopes à neutrinos

Chapitre 1

Rayonnement cosmique de haute énergie

1.1 Rayonnement cosmique

L'atmosphère terrestre est bombardée en permanence par un flux isotrope de particules diverses provenant du cosmos, généralement nommés *rayons cosmiques.* Le spectre en énergie E des rayons cosmiques (figure 1.1) suit une loi de puissance[1]

$$\frac{dN(E)}{dE} \sim E^{-\alpha} \quad \text{avec} \quad \alpha \approx \begin{cases} 2.7 & \text{pour} \quad 10 \text{ GeV} < \text{E} < 10^6 \text{ GeV} \\ 3.0 & \text{pour} \quad 10^6 \text{ GeV} < \text{E} < 10^{10} \text{ GeV} \\ 2.7 & \text{pour} \quad E > 10^{10} \text{ GeV} \end{cases} \tag{1.1}$$

Le flux est mesuré très exactement jusqu'à 1 GeV. La figure 1.1 montre les mesures au-dessus du TeV. On voit très bien deux points de changement d'index : le *genou* à 10^6 GeV et la *cheville* à 10^{10} GeV. Des mesures montrent que des rayons cosmiques d'énergies supérieures à 10^{11} GeV existent. Le mécanisme de production des particules de telles énergies est encore inconnu, mais différents modèles essaient de l'expliquer. Le modèle généralement invoqué pour l'accélération des rayons cosmiques aux énergies observables est décrit dans le paragraphe 1.3.
Même si beaucoup de questions restent ouvertes, en ce qui concerne le flux des rayons cosmiques, la composition de ce flux est relativement bien connue et consiste en protons, neutrons, noyaux, électrons et photons. Bien que leur présence, comme composants du rayonnement cosmique, ne soit pas encore prouvée, les neutrinos sont aussi attendus. Toutes ces particules se propagent différemment dans l'espace. Les particules instables se désintègrent (comme par exemple le neutron). Les particules chargées sont facilement déviées de leur chemin par des champs magnétiques galactiques et extra-galactiques. Seules les particules chargées d'une énergie supérieure à 10^{10} GeV et les particules neutres gardent l'information directionnelle de la source.

[1] L'*index de puissance* α est souvent remplacé par l'*index spectral* $\gamma = \alpha - 1$.

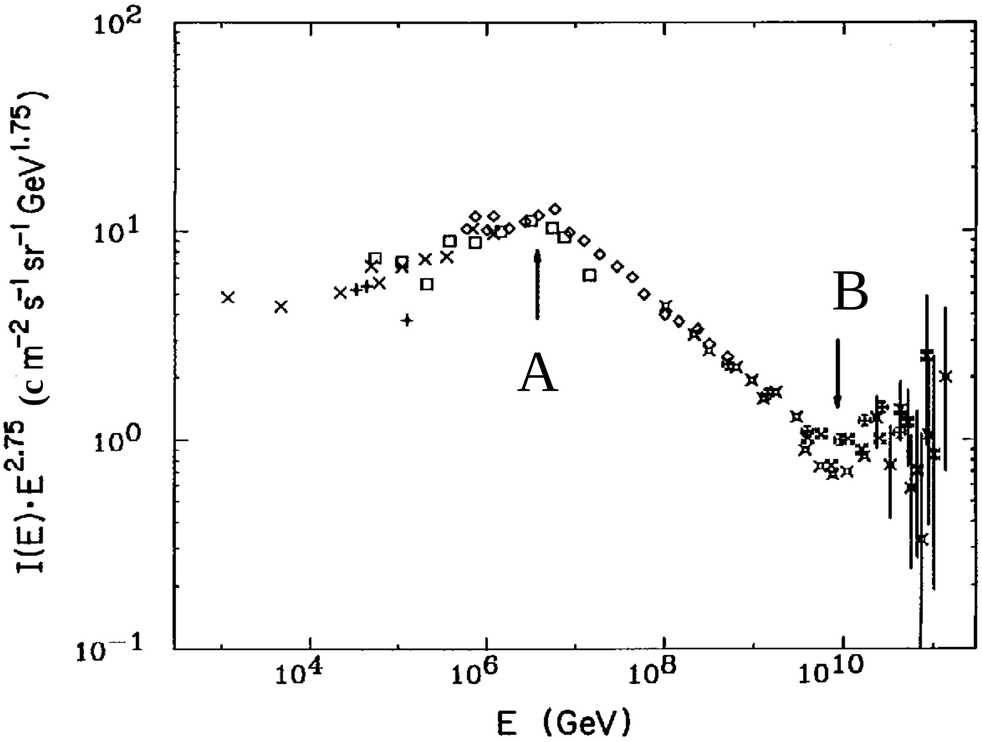


FIG. 1.1: *Flux mesuré des rayons cosmiques de haute énergie (au-delà du TeV), multiplié par un facteur $E^{2.75}$. Les flèches indiquent les positions du "genou" (point A) et de la "cheville" (point B). Quelques événements à des énergies supérieures à 10^{11} GeV, soit 10^{20} eV, ont été observés par* AGASA [1] .

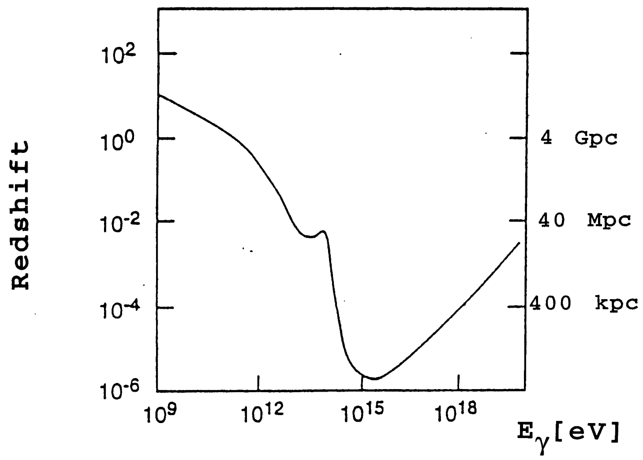


FIG. 1.2: *Longueur moyenne d'absorption des rayons gamma d'énergie E_γ dans le fond diffus cosmologique infrarouge et micro-onde.*

Selon leur énergie, les particules interagissent plus ou moins avec le rayonnement fossile et sont absorbées plus tôt ou plus tard, ce qui limite leur distance moyenne de parcours (*effet GZK* [2]). Les rayons cosmiques avec des énergies inférieures à 1 PeV sont expliquables par une origine galactique. L'origine des rayons cosmiques au-dessus de la cheville se trouve probablement à l'extérieur de notre galaxie. Au-delà de 10^{20} eV, le spectre est probablement dominé par des sources extragalactiques de protons [43]. En effet il est compatible avec une distribution cosmologique de sources de protons avec un spectre d'injection provoqué par l'accélération de Fermi (voir le paragraphe 1.3).

La majorité de notre connaissance de l'Univers vient de l'observation en photons, car les photons ont beaucoup d'avantages en tant que messagers d'informations : ils sont produits en quantité suffisante, stables, électriquement neutres, faciles à détecter et leurs spectres contiennent des informations détaillées sur les sources. Malheureusement, ils sont rapidement absorbés par des milieux chauds et denses, qui nous intéressent dans ce travail de thèse. Un autre désavantage est leur interaction facile avec le rayonnement de bruit du fond infrarouge et le rayonnement cosmique en micro-ondes (*effet GZK*), qui ne permet que l'observation de notre voisinage[2] en rayons gamma de haute énergie ($>$ 10 TeV) (voir figure 1.2).
C'est pourquoi, pour observer l'Univers lointain et pour scruter les processus physiques mis en œuvre dans les objets astrophysiques, une particule différente du photon est nécessaire. Elle doit être neutre pour ne pas être défléchie par les champs magnétiques dans l'espace ; elle doit être stable pour pouvoir arriver jusqu'à nous ; elle doit avoir une interaction faible, pour pénétrer des régions opaques pour des photons et elle doit être produit dans une quantité suffisante. Le neutrino est le seul candidat connu, qui satisfasse à ces conditions.

Le chapitre 2 va donc se concentrer sur la description des phénomènes liés aux neutrinos : leur production, propagation, interaction et détection. La suite de ce chapitre, en revanche, traite des rayons cosmiques et spécialement des photons énergétiques, qui peuvent nous donner des indications sur l'existence de sources de neutrinos de très haute énergie.

1.2 Sources possibles de rayons cosmiques de haute énergie

Comme il est déjà souligné dans le paragraphe précédent, l'origine des rayons cosmiques de haute énergie n'est pas encore bien comprise. Il existe beaucoup de

[2] $\sim$ 100 Mpc, avec 1 parsec (1 pc) = 3,262 années-lumière = $3 \cdot 10^{13}$ km

modèles, qui essaient de bien décrire les données et qui se rapprochent de la réalité à chaque nouvelle observation. Dans le reste de ce chapitre, les théories généralement acceptées seront développées [3, 4, 5]. Les sources possibles (galactiques et extra-galactiques) de tout rayonnement énergétique, y compris celles des photons, et les phénomènes liés à l'accélération des particules seront présentés. Le mécanisme d'accélération est décrit dans le paragraphe 1.3.

1.2.1 La mort des étoiles – supernovae et trous noirs

Des phénomènes très violents sont certainement en relation avec la mort des étoiles et les trous noirs. Les étoiles – parmi elles le soleil – brûlent de l'hydrogène, ce qui engendre une pression de rayonnement vers l'extérieur. Lui est opposée la pression gravitationnelle qui maintient l'étoile dans un équilibre hydrostatique. Lorsque les provisions d'hydrogène dans le centre de l'étoile sont épuisées et que sa production d'énergie diminue, l'équilibre des pressions n'est plus garanti : le noyau s'effondre. L'effondrement provoque la montée de la densité et de la température centrale, ce qui permet de démarrer la combustion de l'hélium. La zone de combustion de l'hydrogène se déplace vers la surface de l'étoile. La production d'énergie devient plus importante qu'avant, l'équilibre est de nouveau pertubé. La pression de rayonnement gonfle l'étoile, elle devient une *géante rouge*. Les réactions de fusion de l'hélium, puis du carbone et de l'oxygène assurent l'équilibre de la géante rouge. Dans le cas où la masse de l'étoile est supérieure à 8 masses solaires ($m_\odot$), la température centrale est suffisante pour les fusions jusqu'au fer. La structure de l'étoile est maintenant comparable aux pelures d'un oignon avec une réaction de fusion différente dans chaque pelure. Si la température centrale ne suffit plus pour démarrer une nouvelle étape de fusion et la pression de rayonnement diminue, la pression de la gravitation provoque l'effondrement du noyau. Les atomes du noyau sont comprimés et les couches extérieures de l'étoile sont explosées. Ce sont elles qui forment une nébuleuse planétaire. La masse de l'étoile diminue, il ne reste plus qu'un noyau dense de masse M. Selon la valeur de cette masse M, trois cas sont possibles :

1. $M < 1{,}4\ m_\odot$: La compression des atomes du noyau de l'étoile est arrêtée par la pression des électrons dégénérés[3] qui forment une barrière. Le résultat est une *naine blanche* de masse $M < 1{,}4 m_\odot$ qui a à peu près la taille de la Terre et se compose des éléments de l'hydrogène jusqu'à l'oxygène. Elle se refroidit ensuite pendant plusieurs milliards d'années et devient invisible (*naine noire*).

[3] C'est-à-dire qu'ils sont dans un état, où leur comportement est régi par le principe d'exclusion de Pauli, qui interdit que deux électrons (ou d'autres particules) puissent occuper la même region de l'espace.

Dans un système de deux étoiles proches (*étoiles binaires*, voir paragraphe 1.2.2), constitué d'une naine blanche et une géante rouge, lamatière de cette dernière peut couler vers la naine blanche. À sa surface, elle peut allumer des réactions de fusion, qui sont observables sous forme de *novae*, et qui peuvent se reproduire. Finalement, le flux de matière de la géante rouge peut augmenter la masse de la naine blanche jusqu'au-dessus de la masse critique de $1,4m_{\odot}$. La naine blanche s'effondre alors très rapidement. La température monte sous l'effet de l'énergie gravitationnelle libérée et la fusion thermonucléaire démarre. L'étoile est déchirée et seuls des morceaux de gaz en expansion subsistent (*supernova type I*).

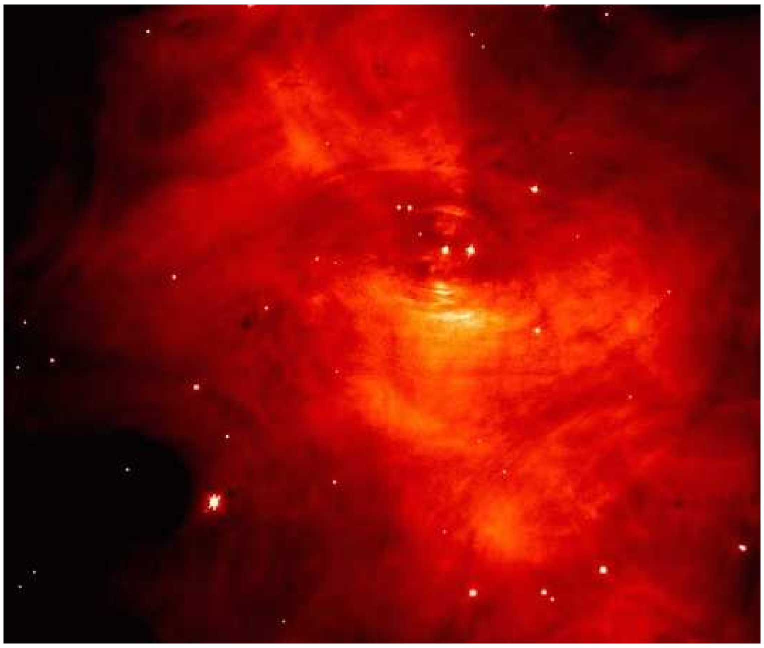


FIG. 1.3: *La nébuleuse du Crabe vue avec le* `Hubble Space Telescope` *[6]. Au centre de la nébuleuse le pulsar est visible (de [8]).*

2. $1,4\ m_{\odot} < M < 2,5\ m_{\odot}$: Dans la phase de géante rouge, la pression de la gravitation d'une telle étoile est si grande que les processus de fusion jusqu'au fer sont possibles. Comme la production des éléments plus lourds n'est possible qu'en ajoutant de l'énergie, la production d'énergie au centre d'étoile s'arrête et elle s'effondre sous la pression gravitationnelle. Mais aux températures centrales énormes, provoquées par l'effondrement, la fission des noyaux de fer devient possible. L'énergie nécessaire pour cette réaction peut être retirée du champ gravitationnel de la géante rouge, ce qui provoque instantanément l'effondrement total de l'étoile. Il ne peut même plus être arrêté par la pression

des électrons dégénérés. Les électrons sont comprimés dans les protons, formant des neutrons[4]. L'énergie libérée par cette réaction[5] se dissipe sous forme des neutrinos d'une énergie moyenne de 10 MeV. La pression des neutrons dégénérés arrête enfin la compression du noyau, une étoile à neutrons est née. La compression dure probablement seulement une dizaine de seconde. Le recul des neutrons arrêtés sur les couches implosantes suivantes produit une onde de choc. Les couches extérieures de l'étoile explosent – une supernova (*supernova type II*) s'allume.
Un vestige de gaz se forme autour de l'étoile à neutrons, comme par exemple la nébuleuse du Crabe. La taille des étoiles à neutrons est d'environ 10 kms et elles possèdent un champ magnétique énorme. Pour cette raison la majorité des théories prédit la création d'un pulsar, une étoile à neutrons avec un champ magnétique[6] d'environ 10^{12} G, qui tourne avec une période de rotation de quelques millisecondes et qui est une source de rayonnement fort. Mais probablement, sa formation n'est pas automatique : dans les restes de SN1987A, on n'a jusqu'à présent pas encore trouvé de pulsar.

3. $M > 2,5\ m_\odot$: L'effondrement d'une étoile d'une telle masse ne peut plus être arrêté par une barrière de neutrons dégénérés – un trou noir se forme. À son horizon, caractérisé par le rayon de Schwarzschild
$$R_{BH} = 2G_N m/c^2 \tag{1.2}$$
d'au moins quelques kilomètres, le temps s'arrête. Rien, pas même la lumière, ne peut s'échapper d'un trou noir, si l'horizon a été dépassé. C'est pourquoi les trous noirs ne sont pas observables. La preuve de leur existence n'est possible qu'indirectement.
Des trous noirs super-massifs (de millions de masses solaires, comme ils sont attendus dans les centres des galaxies) se sont probablement formés dans la phase de formation de galaxies. Une protogalaxie avec un centre trop massif (poussière, protoétoiles et jeunes étoiles) pourrait provoquer la création d'un trou noir super-massif par collapse gravitationnel de la matière.

L'énergie libérée par l'explosion d'une étoile est énorme : $E_{tot} \approx 10^{39} - 10^{40}$erg. Une onde de choc, produit par l'explosion, s'élargit dans l'espace inter-stellaire de notre galaxie. Les rayons cosmiques peuvent être accélérés à de très hautes énergies par l'accélération de Fermi, voir paragraphe 1.3.1.
Les restes de supernovae pourraient être des sources principales de rayons cosmiques

[4]La réaction est $p + e^- \to n + \nu_e$.

[5]C'est l'énergie de liaison des étoiles à neutrons :
$E_{NS} = G_N \frac{M_{core}^2}{R_{core}} = G_N \frac{m_\odot^2}{10\mathrm{km}} \sim 10^{46}\mathrm{J} = 10^{53}$ erg.

[6]1 Gauss (1 G) = 10^{-4} T, ce qui correspond au double du champ magnétique terrestre

jusqu'aux énergies d'au moins 10^6 GeV (*genou* dans le spectre d'énergie des rayons cosmiques, où une déviation du spectre de puissance apparaît), voir la figure 1.1. Comme source d'accélération des particules dans l'enveloppe de la supernova, peuvent servir les champs magnétiques du pulsar ou du trou noir au centre.

1.2.2 Systèmes binaires – accrétion de matière

Un système binaire se compose de deux étoiles plus ou moins proches, qui tournent autour de leur centre de gravitation commun. Dans la suite nous nous intéressons seulement aux systèmes binaires proches, où les deux étoiles s'approchent à une distance moyenne de 10^9 m [7]. De plus, nous nous intéressons seulement au cas où l'une des deux étoiles est un objet compact (étoile à neutrons ou trou noir) et l'étoile compagnon d'une géante rouge. Cette dernière a survécu à la supernova dans laquelle l'objet compact a été créé, ou – ce qui peut arriver dans les régions stellaires denses – elle a été capturée par l'objet compact. Si la masse de l'étoile compagnon est inférieure[7] à $1m_\odot$, l'attraction de l'objet compact sur son enveloppe gazeuse est plus grande que sa propre attraction. Le gaz de son enveloppe tombe vers l'objet compact et forme un disque d'accrétion avant de (peut-être) atteindre la surface. À cause du champ magnétique énorme ($10^7 - 10^{10}$ G) de l'étoile à neutrons, la matière tombante est déviée le long des lignes de champ vers les pôles magnétiques. Éjectée dans deux directions perpendiculaires au disque d'accrétion, elle constitue les deux jets observables[8]. Dans le disque d'accrétion comme dans les jets, sa propre friction chauffe le gaz à environ 10^7 K ; elle commence à émettre des rayons X. La luminosité d'un système binaire peut atteindre $10^{36} - 10^{38}$ erg/s, soit 200 à 20000 $\mathcal{L}_\odot$.
Le schéma d'un système binaire est montré sur la figure 1.4. Les sources d'énergie d'un tel système sont le champ magnétique, l'accrétion de matière ou la rotation de l'objet compact, résultant dans des chocs, qui accélèrent des particules.

1.2.3 Noyaux actifs de galaxies

Bien qu'encore mal connus, des noyaux actifs de galaxies sont probablement de jeunes galaxies avec un trou noir gigantesque de $10^8 - 10^{10} m_\odot$ au centre. Un tel trou noir avale quelques dizaines $m_\odot$ de matière par an. Attirée par la force gravitationnelle immense, la matière tombe vers le trou noir et forme le disque d'accrétion et les jets, comme décrit dans le paragraphe précédent. Des fluctuations dans le flux de matière vers le trou noir se voient dans des variations de luminosité, qui (avec des échelles de temps variant de quelques heures à quelques semaines)

[7] Le mécanisme reste valide pour les masses plus grandes, mais le transfert de masse devient instable.

[8] Pour les champs magnétiques encore plus intenses, la matière est de moins au moins accrétée dans le disque, mais tout de suite déviée dans les jets.

FIG. 1.4: *Vue d'artiste de SS433 (de [8]). Le système binaire proche avec une étoile à neutrons (ou un trou noir) montre une disque d'accrétion et des jets.*

trahissent la petite taille de ces objets émettant à quelques journées-lumière[9]. Leur consommation d'énergie immense fait que leur temps de vie ne peut pas excéder quelques millons d'années.
Les noyaux actifs de galaxies sont les objets les plus lumineux dans l'Univers. Avec une luminosité de $10^{42} - 10^{48}$ erg/s leur centre est tellement lumineux que la galaxie environnante n'est presque pas (c'est-à-dire seulement comme nébuleuse) ou pas du tout visible. Il n'y a que quelques galaxies actives proches, en revanche on trouve une accumulation aux décalages vers le rouge[10] de $z = 2 - 3$ (75% du chemin vers le Big-Bang). D'après les modèles, c'est exactement l'époque de la formation de galaxies. Selon leur direction par rapport à l'observateur, 4 groupes différents de galaxies actives sont distingués :

1. Objets BL Lac (blazars) :
   Ce sont des galaxies elliptiques avec des noyaux très lumineux et violents dans le visible. Les spectres continus montrent un grand décalage vers le rouge. Les jets variables semblent très intenses. Ils pointent dans la direction de l'observateur.
2. Galaxies Seyfert :
   Ce sont des galaxies spirales avec des noyaux très compacts et lumineux, où les régions extérieures ne sont presque pas visibles. Parfois avec des jets, parfois comme sources radio, elles montrent dans leurs spectres des lignes d'émission du gaz ionisé.
3. Radio galaxies :
   Ces galaxies géantes elliptiques, dont un représentant est la galaxie M82, mon-

[9] 1 journée-lumière $= 3 \cdot 10^{10}$ km
[10] $z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$, le décalage vers le rouge, est une mesure de distance et est défini par $1 + z = \frac{\lambda_{observé}}{\lambda_{émis}}$

trent un rapport élevé des luminosités en radio et visible. Elles se composent d'une source compacte et de jets, qui émettent en radio ou dans le visible. Souvent, les *hotspots*[11] sont aussi visibles.

4. Objets quasi-stellaire (QSO, quasars) :
   Ces objets quasi-stellaires avec une structure galactique sont trop loin pour que l'on puisse voir la galaxie qui les entoure. Leurs centres, en revanche, sont 100 à 1000 fois plus lumineux que des galaxies normales et montrent le plus grand décalage vers le rouge connu. Dans leurs spectres, des lignes d'émission de gaz chaud sont visibles. Les quasars montrent une source compacte bleue (c'est-à-dire chaude), parfois avec des jets (radio ou visible). Le maximum de leur émission est en X ou infrarouge, en visible ils semblent quasi-stellaires (d'où leur nom).

La classification[12] est montrée sur la figure 1.5.

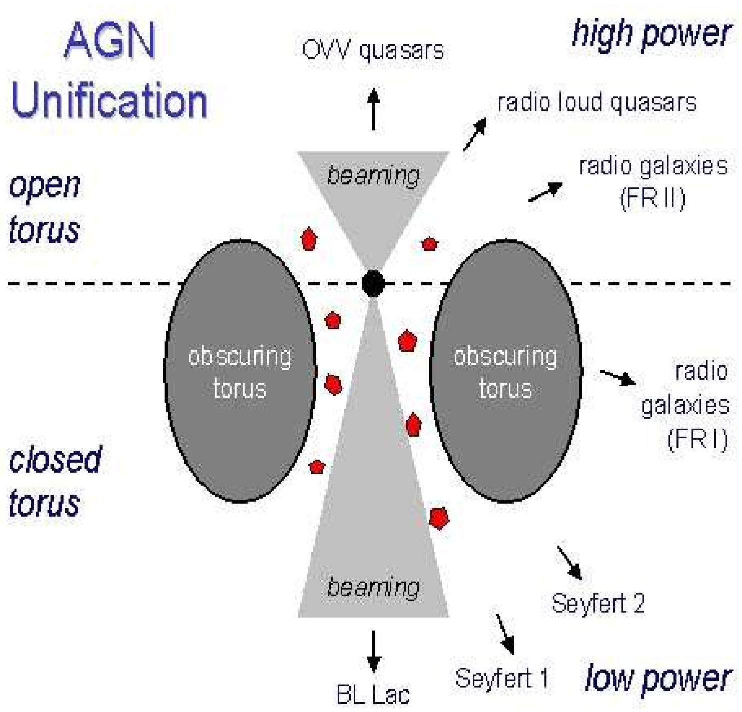


FIG. 1.5: *Classification des noyaux actifs de galaxies (de [9]).*

Les noyaux actifs de galaxies sont des accélérateurs par excellence et pourraient expliquer les plus hautes énergies observées du rayonnement cosmique. Si les modèles

[11]points chauds, au bout des jets

[12]quelques sous-groupes sont aussi mentionnés

sont justes, ils donnent jusqu'à 30% des rayons cosmiques de haute énergie. Jusqu'à présent, l'observation du rayonnement non-thermique des noyaux actifs de galaxies reste la seule indication pour les particules relativistes.

Dans le disque d'accrétion les particules sont accélérées vers le trou noir par des ondes de choc associées au flux d'accrétion, puis elles interagissent soit avec la matière du disque d'accrétion, soit avec le champ de rayonnement ambiant. Dans la région dense à l'intérieur du disque d'accrétion, à une distance inférieure à 10 R_{BH} du trou noir, des champs magnétiques de 1 kG existent. Cette région est opaque pour les photons et les rayons cosmiques de haute énergie[13], qui ne peuvent pas quitter le disque ; ils ne sont visibles qu'en neutrinos (*modèles génériques*, voir le paragraphe 2.1.6).

Les jets relativistes se composent d'un grand nombre de nuages denses et lumineux de 10^{-7} pc. Ces grandes structures magnétiques ont une longueur de quelques pc à un Mpc et un champ magnétique de l'ordre de 10^{-4} G. À leur extrémité, dans les *hotspots*, où les nuages deviennent opaques, un rayonnement intense est émis. L'intensité I_{obs} du flux observable d'un blazar est augmentée par le *facteur de Lorentz* Γ :

$$I_{obs}(E) \sim \Gamma^3 I_0 \left(\frac{E}{\Gamma}\right) . \tag{1.3}$$

Il y a des modèles de blazars, qui expliquent le rayonnement en gamma par des processus purement électromagnétiques. Ces modèles ne prédisent pas de neutrinos. Quelques modèles de production de neutrinos, invoquant des processus hadroniques, seront présentés dans le paragraphe 2.1.6.
Dans les régions intérieures des jets ou dans les hotspots à la fin des jets, des particules peuvent être accélérées. Dans les hotspots, des énergies jusqu'à 10^{11} GeV sont théoriquement possible. Or, l'absence de cible fait que les protons n'interagissent pas et qu'aucun flux local de neutrinos n'est produit.

Selon les modèles, le temps de séjour dans le disque d'accrétion et dans les jets est différent pour les électrons et les protons, d'où la différence entre les énergies maximales accessibles par accélération (voir paragraphe 1.3). Le tableau 1.1 résume ces valeurs[14]. L'énergie maximale des électrons et les protons peut être augmentée en accélérant les particules dans le disque *et* dans les jets. Les protons peuvent ainsi atteindre une énergie maximale de 10^{11} GeV (au lieu de 10^8 GeV), donnant des neutrinos de $E_\nu^{max} \approx 10^9$ GeV.

[13] En conséquence, ce modèle n'est pas capable d'expliquer les rayons cosmiques de très haute énergie.

[14] Les valeurs sont calculées avec les formules 1.12 et 1.14 et les paramètres $B_{disque} = 1$ kG, $B_{jet} = 10^{-4}$ G, $\varepsilon_p = 10^{-3}$ et $\varepsilon_e = 10^{-4}$, comme suggéré dans [10].

	disque		jets	
	t_{disque}	E_{disque}^{max}	t_{jets}	E_{jets}^{max}
électrons	10^{-2} s	10^{4} GeV	10^{8} s	10^{8} GeV
protons	10^{5} s	10^{8} GeV	10^{11} s	10^{8} GeV

TAB. 1.1: *Temps de séjour et énergie maximale pour les électrons et les protons dans le disque et les jets des noyaux actifs de galaxies.*

1.2.4 Sursauts gamma

La nature des sursauts gamma[15] est restée une énigme depuis une trentaine d'années et même maintenant toutes les questions n'ont pas encore de réponse.
C'est en 1969 que des satellites américains enregistrent pour la première fois des éclairs de rayons gamma, à raison d'environ un par jour, venant de directions très différentes de l'espace. Pendant près de 30 ans, des générations de satellites ont cherché à localiser l'origine de ces éclairs – mais sans succès, car ils sont si brefs (de quelque μs à une dizaine de s) que le temps ne suffisait pas pour pointer un quelconque télescope dans leur direction. Du même coup, il n'y avait aucune chance de déterminer leur distance exacte. Cette situation observationnelle insatisfaisante engendrait un flux de modèles énorme sur la nature des sursauts. Des spéculations existaient aussi sur l'origine des sursauts – galactique ou extra-galactique.
Jusqu'en 1997, où des éclairs sont enfin observés par le satellite italien de rayons X `BeppoSAX` [11], qui, pour la première fois, a eu le temps de déterminer une position approximative. Juste le temps également pour pointer enfin un télescope optique dans la bonne direction et découvrir un écho persistant quelques heures après l'éclair fugitif, qui permettrait de mesurer la distance.
Une surprise attendait les astronomes : l'écho lumineux provenait d'une très lointaine galaxie. À cette distance, il faut une explosion beaucoup plus puissante que les supernovae pour produire un écho visible, ce qui a permis à l'astronome polonais Paczynski de les baptiser *hypernovae* [12].

Jusqu'à présent, le satellite `BATSE` [13] a détecté plus de 2700 sursauts et leur distribution est isotrope sur toute la voûte céleste (figure 1.6). De plus, l'origine extra-galactique des sursauts gamma est aujourd'hui avérée : les mesures ont prouvées leurs distances cosmologiques. Cela implique qu'il s'agit d'un événement très rare : environ 10^{-6} par an par galaxie et 1 par Gpc^3 par an si on suppose une émission isotrope, c'est mille fois moins fréquent que les supernovae. L'énergie libérée doit être de l'ordre de $10^{51} - 10^{56}$ erg, si on suppose une émission isotrope exclusivement électromagnétique en photons d'un spectre très dur. L'hypothèse d'une émission di-

[15]Il y a aussi des sursauts X, selon la longueur d'onde des photons émis.

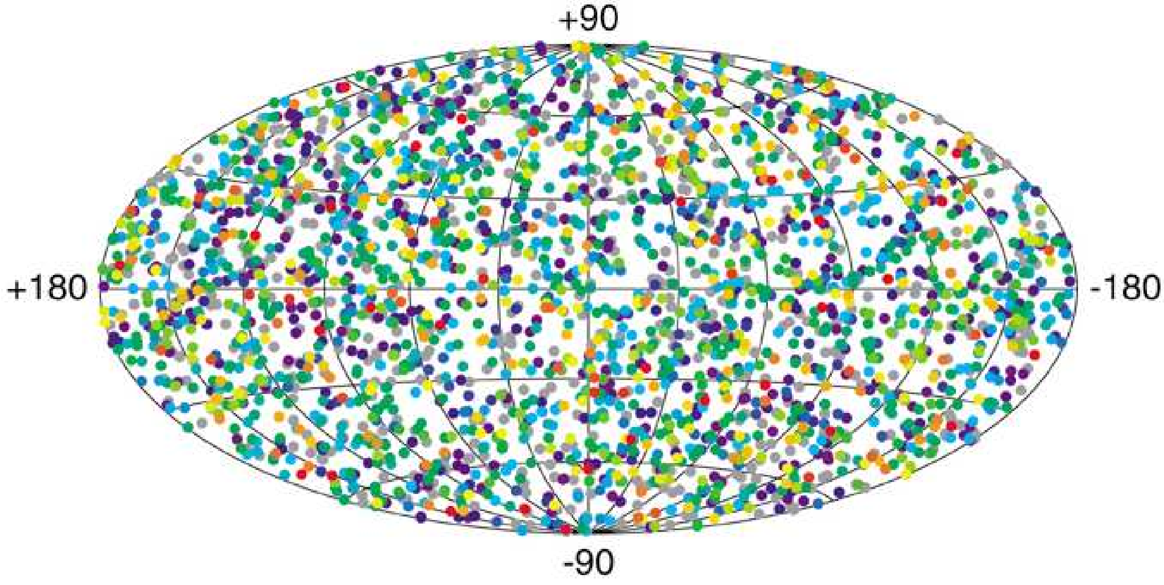


FIG. 1.6: *Positions des 2704 sursauts gamma détectés par* BATSE *(de [13]).*

rectionnelle[16] dans un angle solide Ω, qui semble être confirmée par des mesures de la forme de quelques spectres, réduit l'énergie par sursaut gamma, leur taux, par contre, est augmenté d'un facteur $\frac{4\pi}{\Omega}$.
À cause de la brièveté et de l'énergie de ces éclairs, ils sont expliqués par des événements impliquant des étoiles massives et compactes. Selon les observations il semble que deux classes distinctes de sursauts gamma existent, qui se distinguent par leur durée (figure 1.7) et l'endroit de l'explosion [14] :

- Les *sursauts gamma de longue durée* (≥ 10 s) sont supposés être produits par la mort des étoiles massives (*modèle de hypernova*[17]), ce qui expliquerait aussi, pourquoi ils apparaissent dans les régions de formation des étoiles. Une autre explication est l'explosion d'une étoile à neutrons (*modèle de supranova*[18]), qui pourrait expliquer l'observation de raies correspondant au fer dans le spectre de quelques sursauts gamma.

[16] en anglais : *beaming*

[17] Dans ce modèle une étoile très massive s'effondre et forme un trou noir à l'intérieur. La matière extérieure tombe dans le trou noir et des jets sont formés, qui explosent les couches extérieures de l'étoile.

[18] Ce modèle nécessite une jeune étoile à neutrons en rotation qui accrète de la matière et devient instable. Son effondrement dans un trou noir est accompagné d'une explosion gigantesque dans l'environnement enrichi de fer (= le reste de la supernova, dans laquelle l'étoile à neutrons a été formée).

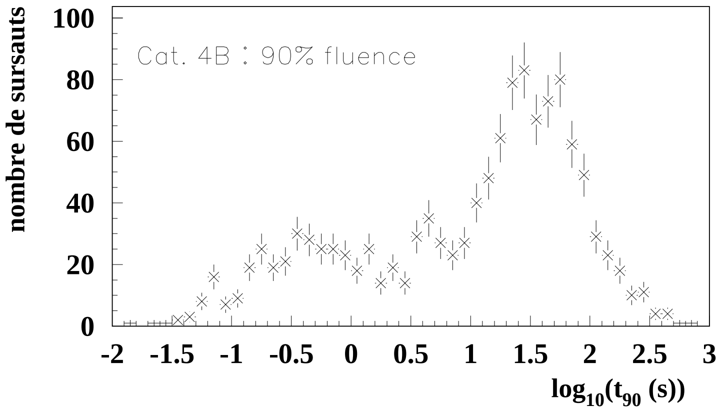


FIG. 1.7: *Durée des sursauts gamma (de [73]).*

– À cause de leur brièveté, les *sursauts gamma de courte durée* (≤ 1 s) ne sont pas détectables par la majorité des satellites jusqu'à présent. Il reste donc aux futurs satellites à explorer la nature de ces sursauts, qui semblent être des événements isolés. Parmi les meilleures hypothèses existants sur leur origine on trouve la fusion de deux étoiles à neutrons ou bien encore une étoile à neutrons et un trou noir.

Dans tous les modèles, une partie importante de l'énergie de gravitation est rejetée vers l'espace sous forme d'ondes de gravitation et de neutrinos [15]. Un flux important de neutrinos de basse énergie (quelques MeV) est produit. Dans les collisions diverses corrélées avec les sursauts gamma, la production de neutrinos et de rayons cosmiques de haute énergie est aussi possible. Récemment une observation du sursaut gamma GRB970417A en rayons gamma d'énergie supérieure à 1 TeV a été annoncée par la collaboration `MILAGRITO` [16]. Cela rend possible la production de neutrinos d'une énergie intéressante pour `ANTARES`.

Le modèle standard des sursauts gamma s'appelle *fireball+blastwave model*. Selon ce modèle, l'événement dépose environ 10^{53} erg (l'équivalent d'une masse solaire) dans une région d'un rayon inférieur à 1 km. L'explosion[19] se propage avec une vitesse ultra-relativiste avec des facteurs de Lorentz de $\Gamma = 10^2 - 10^3$ dans le milieu environnant, ce qui correspond à un facteur d'expansion de 10^6 en 1 ms. Divers chocs internes se font dans la matière éjectée avant qu'elle ne réagisse avec la matière environnante. Ils pourraient être les sources de rayonnement gamma instantané. Dans ces chocs internes, protons (et électrons) sont accélérés jusqu'à 10^{20} eV. Ils produisent des photons d'une énergie de quelques TeV (100 MeV) par rayonnement

[19] en anglais : *fireball* = boule de feu

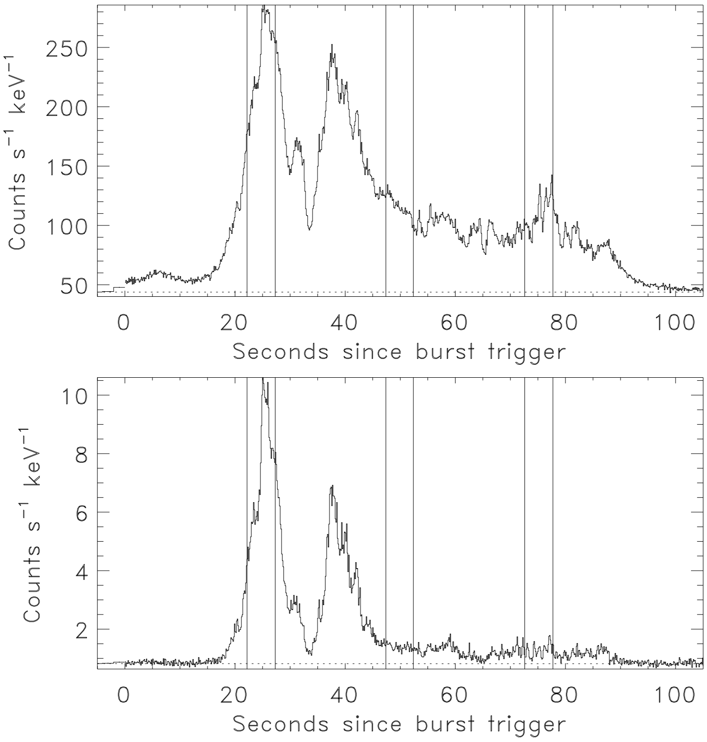


FIG. 1.8: BATSE *courbes de lumière du sursaut gamma GRB990123 dans deux intervalles d'énergie différents : 25-230 keV et 320-1800 keV. Les lignes verticales montrent les différents intervalles d'observation par* ROTSE *dans l'optique (de [17]).*

synchrotron.
L'onde de choc se propage dans l'espace inter-stellaire et chauffe la matière environnante qu'elle dépasse. À une distance d'environ 10^{-2} pc, elle décélère à cause des collisions avec la matière environnante. Dans les chocs externes, des neutrinos peuvent être créés. La décélération de l'onde de choc se fait dans les jours et mois suivant l'explosion, détectable comme dernière lueur[20] (rayonnement synchrotron en rayons X, puis optique et radio).
Le choc de retour se propage à travers la matière éjectée. Il la chauffe et il décélère, en donnant des flashs optiques instantanés. Le temps de propagation du choc de retour correspond au temps d'émission des gamma, ce qui détermine la durée du rayonnement optique.
Les phénomènes décrits expliquent bien la courbe de lumière présentée sur la figure 1.8. Elle montre des pics multiples qui sont produits par les collisions diverses

[20] en anglais : *afterglow*

des chocs internes avec des photons diffus. Pendant les émissions instantanées un rayonnement optique a été mesuré (lignes verticales). La dernière lueur a aussi été détectée.
Il a été suggéré que les rayons cosmiques de ultra-haute énergie (10^{11} GeV et au-delà) pourraient être produits dans les collisions diverses corrélées avec les sursauts gamma. C'est pourquoi les sursauts gamma sont des candidats pour la production de rayons cosmiques au-dessus de la *cheville*, le point de changement d'index de puissance dans le spectre à 10^{10} GeV. Selon les modèles, ils représentent environ 1% du rayonnement cosmique de haute énergie.

1.2.5 Sources exotiques

Des mesures ont prouvé l'existence des rayons cosmiques au-delà de 10^{11} GeV [1]. À cause de l'absorption de particules d'une telle énergie par l'*effet GZK*, il est nécessaire que ces rayons cosmiques viennent de notre voisinage cosmique et n'aient pas parcouru plus de 50 à 100 Mpc. Or, visiblement il manque des sources à cette distance de la Terre. Afin d'expliquer la proximité de leur production, des modèles plus hypothétiques existent. Par exemple, dans les modèles invoquant des défauts cosmologiques ou des particules fossiles super-lourdes, des particules très lourdes et donc instables se désintègrent et donnent des neutrinos et photons de ultra-haute énergie ($E > 10^{20}$ eV). De plus, les neutrinos peuvent se propager sur les longues distances et interagiraient dans notre voisinage avec le rayonnement fossile de neutrinos[21] ou des neutrinos lourds[22], qui forment la matière noire chaude[18]. Cette interaction pourrait aussi produire les rayons cosmiques les plus énergétiques observés.

1.3 Accélération des particules

Dans les paragraphes précédents, les sources de rayonnement cosmique de haute énergie ont été présentées. Nous avons vu, qu'il y a des endroits dans l'Univers, où des particules peuvent être accélérées à très haute énergie. Dans la suite, nous nous intéresserons aux processus, qui peuvent accélérer des particules aux énergies les plus hautes ($E > 1$ PeV).
Afin d'accélérer des particules chargées aux plus hautes énergies, deux modèles différents sont en discussion [19]. La première, directe, est l'accélération par un fort

[21] La cosmologie prédit un bruit de fond de neutrinos du Big-Bang, comme le fond en micro-ondes des photons : une radiation du corps noir d'une température de 1,9 K. La très basse énergie de $\mathcal{O}$(meV) de ces neutrinos cosmologiques rend leur observation extrêmement difficile.

[22] avec des masses $m_\nu \sim$ eV

champ électromagnétique. Le spectre d'énergie des particules ne présente alors pas naturellement[23] la loi de puissance caractéristique des données. C'est pourquoi on lui préfère une théorie proposée par Fermi : l'accélération stochastique par des champs électriques induits par le mouvement des champs magnétiques. Dans cette théorie le champ électromagnétique disparaît, mais un transfert net d'énergie cinétique est possible.

1.3.1 Accélération de Fermi

Pour l'accélération stochastique par des champs électriques induits par le mouvement des champs magnétiques B, le gain en énergie d'une particule relativiste de charge Ze peut être décrit par

$$\frac{dE}{dt} = \varepsilon Z e c^2 B \;, \tag{1.4}$$

avec l'efficacité ε, qui dépend du mécanisme d'accéleration[24].
Dans la théorie originale de Fermi, les particules sont accélérées par diffusion sur des nuages magnétisés. Dans le plasma turbulent, le gain moyen en énergie dépend quadratiquement de la vitesse des nuages v :

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \simeq \frac{4}{3}\left(\frac{v}{c}\right)^2 \;. \tag{1.5}$$

C'est pourquoi le mécanisme s'appelle *accélération de Fermi du* $2^{ème}$ *ordre*. En général, l'efficacité de ce processus est supposée d'être faible : la dépendance quadratique fait que le gain en énergie est relativement petit, car dans un plasma non-relativiste $\beta = \frac{v}{c} \ll 1$. En revanche, dans le cas d'un plasma relativiste avec $v \approx c$, ce processus devient très efficace [10].

Dans le contexte de chocs astrophysiques, la théorie de Fermi a été modifiée. Dans ce modèle, l'accélération des particules se fait sur des fronts de choc *non-relativistes*. Le gain moyen en énergie est linéaire en v,

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \simeq \frac{4}{3}\frac{v}{c} \;, \tag{1.6}$$

où v est maintenant la vitesse des ejecta, qui est reliée à la vitesse du choc v_s par

$$\frac{v_s}{v} \simeq \frac{R}{R-1} \;, \tag{1.7}$$

[23] C'est-à-dire, des hypothèses spéciales et un ajustement très fin des paramètres sont nécessaires.
[24] généralement $\varepsilon < 0.1$

avec le facteur de compression du plasma R. Ce mécanisme s'appelle *accélération de Fermi du* 1^{er} *ordre*[25]. Il est supposé être très efficace, mais, pour un plasma relativiste, il n'est pas sûr que le mécanisme marche encore [10].

Pour les deux mécanismes, les calculs de flux donnent une loi de puissance

$$\frac{d\Phi(E)}{dE} \sim E^{-\alpha} , \tag{1.8}$$

où l'index de puissance α ne dépend que de la compression du plasma :

$$\alpha \approx \frac{R+2}{R-1} . \tag{1.9}$$

Un spectre avec $\alpha = 2$ correspond à une accélération avec une quantité de puissance constante par décade d'énergie.

Même si les accélérateurs produisent un spectre avec $\alpha \approx 2$, le spectre observé des rayons cosmiques (formule 1.1) est plus raide. Cela s'explique par le fait [20] que les rayons cosmiques sont généralement enfermés dans notre galaxie par le champ magnétique et que leur probabilité de s'en échapper dépend de leur énergie. Le temps caractéristique est obtenu à partir de la composition des rayons cosmiques (plus précisement du rapport de la quantité de noyaux secondaires comme Li, Be, B à celle des noyaux d'oxygène et de carbone) : $t(E) \sim E^{-\kappa}$ avec $\kappa \approx 0.6$ au-dessous de 10^6 GeV. Du spectre

$$\frac{dN(E)}{dE} \sim E^{-2.7} = E^{-(2+\delta+\kappa)} \tag{1.10}$$

on déduit $\delta \approx 0.1$, compatible avec l'hypothèse d'un spectre raide d'accélération ($\alpha \approx 2.1$), comme attendu pour l'accélération par chocs.

Comme expliqué plus haut, les particules ne sont accélérables qu'à une énergie maximale (voir aussi les paragraphes suivants), qui dépend de l'accélérateur. Leur spectre montre donc une coupure : il tombe rapidement à zéro à l'énergie E^{max}, comme on le voit dans les spectres montrés dans le chapitre 2.

Suivant que les particules accélérées sont des protons ou des électrons, les théories prédisent la production, ou non, de neutrinos. Les modèles existants, doivent être confirmés par les observations. Malheureusement, jusqu'à présent, l'interprétation des observations n'est pas indiscutable. Par exemple, l'observation de rayons gamma de 1 à 10 TeV est plutôt expliquée par les modèles impliquant les protons. À l'inverse, l'observation de sources avec une variabilité inférieure à une heure préfèrent les modèles impliquant des électrons[10].

[25] en anglais, on utilise plus souvent le terme *shock acceleration* = accélération par chocs

1.3.2 Modèles électromagnétiques

Dans les modèles électromagnétiques, les particules accélérées sont des électrons. Dans les champs magnétiques forts, ils rayonnent des photons synchrotrons de très haute énergie ou ils interagissent par diffusion Compton inverse :

$$e^{\pm} + \gamma_{soft} \rightarrow e^{\pm} + \gamma_{TeV} \ . \tag{1.11}$$

C'est pourquoi les rayons gamma du TeV détectés sont supposés venir d'accélérateurs à électrons.
L'énergie maximale, à laquelle un électron peut être accélérée, est donc limitée par les pertes d'énergie dans ces deux processus. Elle est de

$$E_e^{max} \simeq 4,6 \cdot 10^7 \ \varepsilon \left(\frac{B}{G}\right)^{-1/2} GeV \ . \tag{1.12}$$

Puisque, dans les modèles électromagnétiques, la production de neutrinos n'existe pas, ils ne sont pas considérés dans ce travail de thèse.

1.3.3 Modèles hadroniques

Dans les modèles hadroniques, les particules accélérées sont des protons. Le rayonnement synchrotron des protons est supprimé d'un facteur $\left(\frac{m_e}{m_p}\right)^4$ comparé aux électrons. En revanche, leur énergie maximale est déterminée par la taille R de l'accélérateur

$$E_p^{max} \simeq 10^{12} \ \frac{R}{pc} \ \frac{B}{G} \ GeV \tag{1.13}$$

et par le temps de séjour $t_{res} \sim R$, qu'ils restent dans l'accélérateur

$$E_p^{max} \simeq 1,5 \cdot 10^3 \ \varepsilon \ \frac{t_{res}}{s} \ \frac{B}{G} \ GeV \ . \tag{1.14}$$

Généralement, leur temps de séjour dans l'accélérateur est plus élevé que pour les électrons, comme le montre le tableau 1.1. En consequence, les protons sont accélérables à plus hautes énergies.

Dans un milieu assez dense les protons interagissent avec des photons[26] ou – moins souvent – avec d'autres protons et produisent des mésons, qui se désintègrent en photons, électrons, neutrons[27] et neutrinos[28] :

[26] par exemple des photons synchrotrons émis par des électrons

[27] N'étant plus confinés par le champ magnétique, les neutrons s'échappent de la source et se désintègrent en protons, donnant un certain flux de rayons cosmiques.

[28] Si nous parlons d'une particule, l'anti-particule y est inclue : ν_μ signifie $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$, comme μ signifie $\mu^+\mu^-$.

$$\begin{array}{ccccccc} p + \text{cible}\,(p,\gamma) \longrightarrow & \pi^0 & + & \pi^\pm & + & X \\ & \downarrow & & \downarrow & & \\ & \gamma\gamma & & \mu\nu_\mu & & \\ & & & \downarrow & & \\ & & & e\nu_\mu\nu_e & & \end{array} \tag{1.15}$$

Chaque méson produit peut interagir dans le milieu au lieu de se désintégrer. Cette compétition entre interaction et désintégration est caractérisée par l'énergie critique ϵ_i de chaque méson i (par exemple $i = \pi, K, ...$). Si l'énergie E du méson est inférieure à ϵ_i – et c'est le cas dans les accélérateurs astrophysiques avec des densités d'environ 10^{10} atomes/cm^3 – tous les mésons se désintègrent et le spectre des neutrinos suit le spectre de l'accélérateur lui-même ($\alpha \approx 2,1$). La présence d'une coupure dans le spectre des protons (voir ci-dessus) se reproduit dans le spectre des neutrinos. Leur énergie suit la formule suivante :

$$E_\pi = 0,2 E_p \qquad E_\nu = \frac{1}{4} E_\pi = 0,05 E_p \tag{1.16}$$

Si au contraire $E \gg \epsilon_i$, les mésons interagissent et le spectre des neutrinos decroît plus rapidement d'une puissance en E_ν.

Même si – dans les accélérateurs de protons – neutrinos et photons sont produit en même temps et par les mêmes mécanismes, les flux de neutrinos ne sont pas déductibles des flux de photons détectés, à cause des différentes possibilités d'absorption et d'interactions de photons. Dans le cas de sources *opaques*, les protons et photons et même les neutrons ne sont pas capable de s'échapper, seuls les neutrinos s'évadent[29], donnant un flux direct. Dans le cas contraire, si la source est *non-opaque*, les protons et photons s'évadent de la source presque sans interagir et aucun flux direct de neutrinos ne peut être observé.
En revanche, et c'est toujours possible, un flux diffus de neutrinos de haute énergie peut être provoqué par l'interaction des particules énergétiques émises avec le milieu inter-stellaire.

1.4 Observation expérimentale

Le ciel a été observé en photons de toutes longueurs d'onde : du radio, vers les micro-ondes, infrarouge et visible, ultraviolet, rayons X et gamma. Plusieurs expériences, satellites et détecteurs terrestres, ont pour but l'investigation de l'Univers, des sources de rayons cosmiques et des mécanismes d'accélération à l'aide de

[29]en anglais : *neutrino-only-factory*

photons. Les avantages des détecteurs terrestres sont leurs grandes surfaces et leurs longs temps d'exposition. En conséquence, ils peuvent observer des énergies plus élévées et des flux plus faibles que les détecteurs spatiaux.
Ce qui nous intéresse ici, c'est plutôt le spectre de très haute énergie, l'astronomie des rayons gamma du TeV. La raison est la suivante : une source qui peut produire des photons d'une telle énergie est peut-être aussi capable de donner les neutrinos d'une énergie comparable. Un résumé de l'état actuel de l'astronomie des rayons gamma de très haute énergie est donné dans la référence [21]. Les expériences en cours sont brièvement présentées dans le tableau 1.2. La plupart de ces expériences utilise la technique de détection de la lumière Tcherenkov dans l'air (pour une description de l'effet Tcherenkov, voir paragraphe 2.2.3).

Expérience	Lieu	Début	E (TeV)	ϑ (°)
`AGASA` [1]	Akeno, Japan	1990	$> 10^6$	2,5
`Cangaroo` [22]	Woomera, Australia	1992	0,1 - 10	0,2
`CAT` [23]	Thémis, France	1996	0,25 - 20	1,0
`CELESTE` [24]	Thémis, France	1999	0,03 - 0,5	0,1
`Durham` [25]	Narrabri, Australia	1986	0,15 - 30	0,2
`GRAAL` [26]	Almeria, Spain	1999	0,1 - 1	0,2
`HEGRA` [27]	La Palma, Canary Islands	1996	0,5 - 50	$< 0,1$
`HESS` [28]	Gamsberg, Namibia	2001	0,08 - 50	0,1
`MAGIC` [29]	La Palma, Canary Islands	2002	0,01 - 1	$< 0,1$
`MILAGRO` [30]	New Mexico, USA	1999	3 - 50	1,0
`VERITAS` [31]	Mt.Hopkins, Arizona	2001	0,05 - 50	$< 0,1$
`Whipple` [32]	Mt.Hopkins, Arizona	1989	0,1 - 10	0,3

TAB. 1.2: *Expériences en cours dans l'astronomie des rayons gamma du TeV : nom, lieu, début de prise de données, sensibilité en énergie et résolution angulaire.*

Parmi les nombreux objets vus en rayons gamma de haute énergie par ces expériences, il y a probablement aussi quelques sources de neutrinos. Cetaines sources ponctuelles intéressantes pour un télescope à neutrinos sont présentées dans les tableaux 1.3 (sources galactiques) et 1.4 (sources extra-galactiques). Elles ont été sélectionnées en respectant les deux critères suivants [33] :

- la source a été détectée en rayons gamma de l'ordre d'une centaine de GeV ou du TeV[30] ;
- la source est connue et, selon les modèles décrits, elle pourrait être un candidat de rayonnement en neutrinos.

[30]Dans la communauté des astrophysiciens, les critéres pour une détection sont encore discutés, voir par exemple [34]. Pour la sélection présentée ici, nous avons ignoré ces incertitudes.

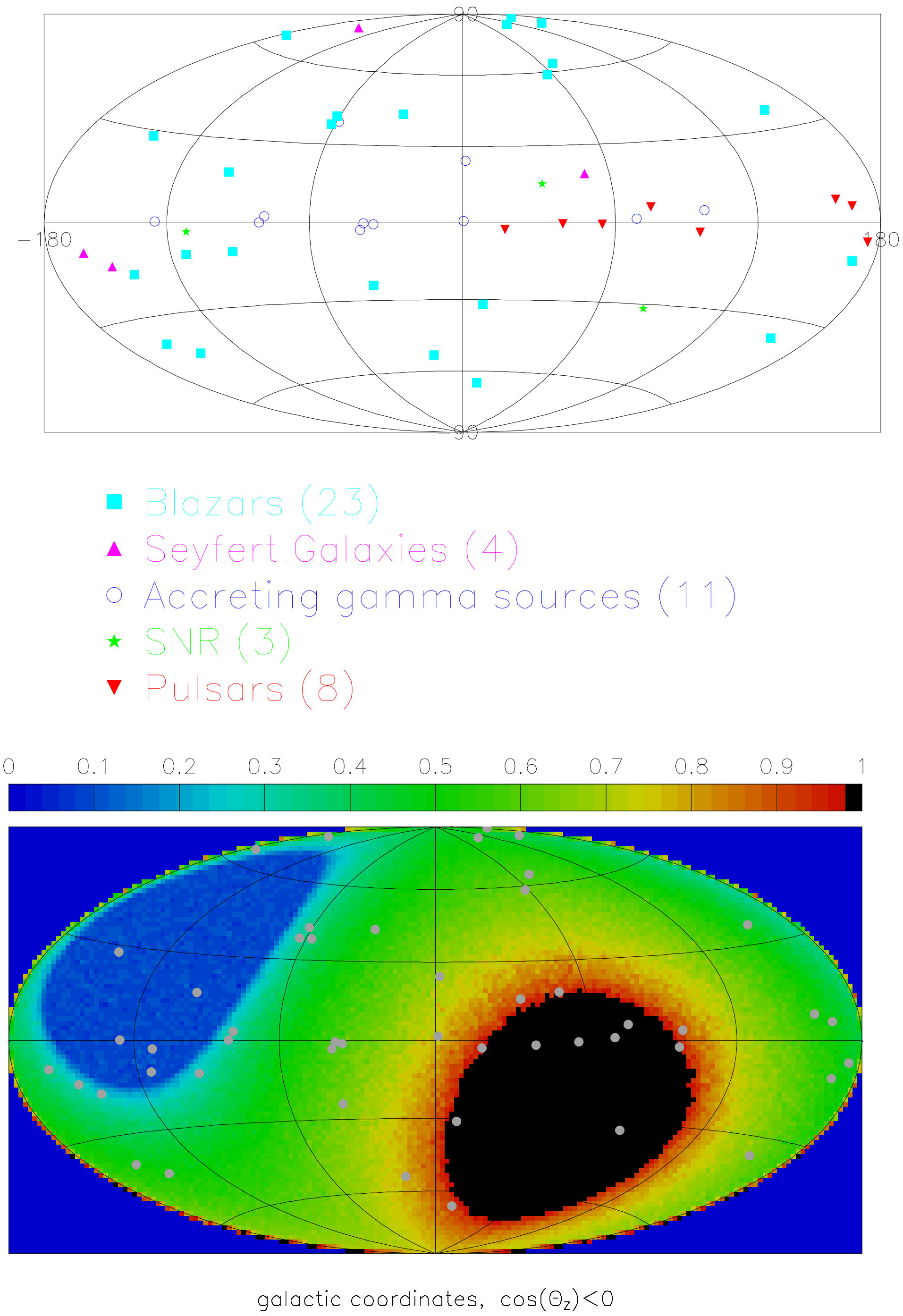


FIG. 1.9: *En haut : sources ponctuelles sélectionnées en coordonnées galactiques. Les symboles différents indiquent les classes de sources présentées au cours de ce chapitre. En bas : carte du ciel observable avec le télescope à neutrinos* ANTARES *en coordonnées galactiques. Selon l'échelle, les bandes de couleurs différentes correspondent aux temps de visibilité. La position de toutes les sources sélectionnées est indiquée par les points blancs.*

La figure 1.9 montre le ciel observable en coordonnées galactiques. Les sources sélectionnées y sont indiquées. Le ciel observable avec le détecteur **ANTARES** est également montré.
Parmi les sources sélectionnées, la nébuleuse du *Crabe* est certainement une des sources les plus intéressantes. Elle a été observée de façon exhaustive dans le radio et le visible (montré sur la figure 1.3), en rayons X et gamma[31]. À cause de son émission continue en rayons gamma, elle est l'étalon de l'astronomie gamma. Cette nébuleuse est le reste de la supernova SN1054 et contient un pulsar au centre des couches de gaz en expansion, qui stimule l'émission de photons de toutes les longueurs d'onde par ce gaz.
Les seuls objets détectés en rayons gamma du TeV sont des objets proches avec $z \leq 0.1$. Une explication possible de cette limitation des grands télescopes terrestres est l'absorption des rayons gamma de haute énergie : selon les calculs, des rayons gamma de 1 TeV sont absorbés, si la distance de la source est supérieure à $z > 0.1$ et pour $z \approx 0.3$ plus de 90% des rayons gamma du TeV sont absorbés [35]).

1.5 Conclusion : les neutrinos pour nous aider

D'origine galactique ou extra-galactique, les rayons cosmiques pourraient nous apporter des informations importants sur le passé de l'Univers et la physique de très haute énergie encore largement méconnue. Les sources du rayonnement cosmique, qui viennent d'être mentionnées, sont diverses et les modèles proposés montrent des différences importantes. Afin d'améliorer la compréhension des origines du rayonnement cosmique de haute énergie, il est nécessaire d'observer le ciel de haute énergie sous différents aspects. Les neutrinos peuvent nous aider à trouver les bons modèles et à resoudre l'énigme de l'origine des rayons cosmiques de haute énergie. De plus, avec les télescopes à neutrinos il est possible de sonder plus profondément l'Univers. Comment ? Le chapitre suivant va le montrer.

[31] L'émission en rayons gamma a été confirmée jusqu'à 20 TeV.

Nom(s)	Position RA	DEC	Distance (kpc)	Observations en rayons gamma de haute énergie
Pulsars				
Crab PSR B0531+21	83.52	22.19	2	$E \approx 20$ TeV (HEGRA) $E > 7$ TeV (Cangaroo)
Geminga	98.48	17.77	0.25	$E > 500$ GeV (Whipple)
Vela Pulsar PSR B0833-45	128.84	-45.18	0.5	$E > 2.5$ TeV (Cangaroo)
PSR B1259-63	195.70	-63.84	1.8	$E > 1$ TeV (Cangaroo)
PSR B1509-58 Cir Pulsar	228.48	-59.14	4.2	$E > 1.5$ TeV (Cangaroo)
PSR B1706-44 GX 346-7	257.39	-44.52	1.8	$E > 2$ TeV (Cangaroo)
SS433	287.96	4.98	4.85	$E > 550$ GeV (Whipple)
Restes de supernovae				
SN1987A	83.87	-69.27	51.1	$E > 400$ GeV (Durham)
SN1006 PKS 1459-41	225.	-41.7	1.8	$E > 3$ TeV (Cangaroo)
RX J1713.7-3946 G 346.6-0	258.5	-39.8	?	$E > 1.8$ TeV (Cangaroo)
CasA 3C461	350.80	58.81	2.8	$E > 1$ TeV (HEGRA)
Sources de rayons γ avec accrétion				
Vela X-1	135.28	-40.55	2	$E > 300$ GeV (Durham)
Cas Gamma-1 4U 0115+63	169.63	63.74	2.5	$E > 400$ GeV (Whipple)
Cen X-3	170.31	-60.62	8	$E > 400$ GeV (Durham)
Sco X-1	244.98	-15.64	1.3	$E > 750$ GeV (Whipple)
Her X-1	254.46	35.34	5	$E > 480$ GeV (Whipple)
Cyg X-3	308.11	40.96	10.5	$E > 400$ GeV (Whipple)

TAB. 1.3: *Sources galactiques sélectionnées.*

Nom(s)	Position RA	DEC	Distance z	Observations en rayons gamma de haute énergie
		Galaxies Seyfert		
NGC 1275 PerA	49.95	41.51	0.018	$E > 500$ GeV (`Whipple`)
3C111 4U0407+37	64.59	38.03	0.049	$E > 450$ GeV (`Whipple`)
NGC 4151	182.64	39.41	0.003	$E > 300$ GeV (`Whipple`)
CenA NGC 5128	201.37	-43.02	0.0018	$E > 300$ GeV (`Durham`)
		Blazars		
QSO 0202+149	31.21	15.24	0.833	$E > 350$ GeV (`Whipple`)
PKS 0235+164	39.66	16.61	0.94	$E > 350$ GeV (`Whipple`)
PKS 0528+134	82.73	13.53	2.06	$E > 300$ GeV (`Whipple`)
QSO 0716+714	110.47	71.34	0.30	$E > 350$ GeV (`Whipple`)
PKS 0851+202 OJ 287	133.7	20.11	0.31	$E > 300$ GeV (`Whipple`)
Mrk421	166.11	38.21	0.031	$E > 1$ TeV (`HEGRA`)
QSO 1156+295	179.88	29.25	0.729	$E > 300$ GeV (`Whipple`)
QSO 1219+285 W Comae, ON 231	185.38	28.23	0.102	$E > 300$ GeV (`Whipple`)
QSO 1222+216	186.23	21.38	0.435	$E > 300$ GeV (`Whipple`)
3C273	187.28	2.05	0.1575	$E > 480$ GeV (`Whipple`)
3C279	194.05	-5.79	0.5362	$E > 300$ GeV (`Whipple`)
QSO 1604+159 4C 15.54	241.78	15.86	0.357	$E > 300$ GeV (`Whipple`)
QSO 1633+382	248.81	38.13	1.81	$E > 500$ GeV (`Whipple`)
Mrk501	253.47	39.76	0.033	$E > 1.5$ TeV (`HEGRA`)
QSO 2022-077	306.42	-7.59	0.697	$E > 350$ GeV (`Whipple`)
PKS 2155-304	329.72	-30.22	0.116	$E > 1.5$ TeV (`Durham`)
QSO 2200+420 BL Lacertae	330.68	42.28	0.069	$E > 350$ GeV (`Whipple`)
1ES 2344+514	356.77	51.5	0.044	$E > 350$ GeV (`Whipple`) $E \approx 1$ TeV (`Whipple`)

TAB. 1.4: *Sources extra-galactiques sélectionnées.*

Chapitre 2

Astrophysique des neutrinos de haute énergie

Les neutrinos de haute énergie sont supposés être produits dans des interactions inélastiques de protons énergétiques avec une cible [20], comme nous l'avons vu dans le paragraphe 1.3.3. Ce mécanisme, appélé *astrophysical beam dump*, produit des mésons énergiques, qui se désintègrent en cascades en donnant entre autres des neutrinos selon la formule 1.15. Cela n'est possible que dans un environnement avec un champ magnétique fort (afin de confiner les particules chargées et d'accélérer les protons) et avec suffisament de gaz local, qui peut servir de cible. Dans ce chapitre nous décrivons en détail les sources de neutrinos dans lesquelles ces conditions sont remplies et donc le processus de production de neutrinos de haute énergie est théoriquement possible. Les paragraphes suivants résument les processus physiques d'interaction et de détection des neutrinos et présentent des expériences en cours. L'expérience ANTARES sera décrit dans le chapitre 3.

2.1 Sources de neutrinos

L'ensemble des sources possibles de neutrinos de haute énergie est grand. Il peut être divisé en deux sous-ensembles : les *sources galactiques* et les *sources extra-galactiques.*
Quelques sources astrophysiques sont connues comme émetteurs de neutrinos, d'autres sont prédites par la théorie. Les sources de neutrinos de haute énergie n'ont pas encore été observées directement, mais leur existence peut être déduite des propriétés des rayons cosmiques. Certainement, avec l'ouverture d'une nouvelle fenêtre sur l'Univers, des sources inattendues vont être découvertes. Dans la suite, un bref résumé sur toutes les sources possibles – proches et lointaines – est donné. Les flux[1] attendus sont montrés sur la figure 2.1.

[1] Sauf indication contraire, la notation Φ_ν signifie dans la suite toujours $\Phi_{(\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu)}$.

La majorité des sources extra-galactiques décrites ici produit un signal difficile à détecter (quelques muons par an, voir tableau 2.2). Pourtant, le résultat de la somme de toutes les sources est un flux isotrope et diffus plus important que le flux des neutrinos atmosphériques. Dans les modèles optimistes, il devient la source dominante de neutrinos sur Terre à partir de 10 ou 100 TeV (combiné avec un flux de rayonnement diffus de neutrinos de haute énergie provenant des interactions de rayons cosmiques avec le milieu inter-stellaire).

2.1.1 Neutrinos atmosphériques

L'atmosphère terrestre constitue une source naturelle de neutrinos. Les rayons cosmiques interagissent avec les noyaux de l'atmosphère et produisent des mésons, qui se désintègrent en donnant des neutrinos électroniques et muoniques selon la formule 1.15. Le spectre des neutrinos muoniques s'étend du MeV jusqu'au TeV, comme le montre la figure 2.1. Il suit le spectre des rayons cosmiques jusqu'à 100 GeV avec un index de puissance $\alpha = 2,7$. Au-dessus de 100 GeV les muons provenant de la désintégration des mésons atteignent la surface de la Terre où ils s'arrêtent avant de se désintégrer. C'est pourquoi le spectre des neutrinos decroît plus rapidement. Au-delà de 1 TeV, le flux moyenné sur tous les angles est donné par [36] :

$$\frac{d\Phi_{(\nu_{ATM})}}{dE_\nu d\Omega} = 4,9 \cdot \left(\frac{E_\nu}{GeV}\right)^{-3,6} cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}GeV^{-1} \ . \tag{2.1}$$

La position de ce changement du spectre augmente avec l'angle zénithal, ce qui engendre une distribution angulaire caractéristique uniforme, mais pas isotrope (voir figure 5.11).
Les calculs détaillés du spectre considèrent non seulement la composition et le spectre exact des rayons cosmiques, mais aussi les effets du champ magnétique de la Terre et (à de très hautes énergies > 100 TeV) la désintégration des mésons charmés[2].
Le flux des neutrinos atmosphériques de haute énergie (au-delà du TeV) constitue une source d'étalonnage pour les télescopes à neutrinos. En revanche, la vérification expérimentale des prédictions théoriques des flux des deux saveurs (électronique et muonique) et leurs distributions angulaires montre une différence à basses énergies (MeV–GeV), indication forte d'oscillations de neutrinos muoniques (voir par exemple [37]).

2.1.2 Neutrinos solaires

Le soleil est une source connue de neutrinos. La fusion nucléaire à l'intérieur du soleil produit des neutrinos par la réaction

[2] Leur désintégration spontanée cause des neutrinos instantanés.

$$4p \rightarrow {}^4He + 2e^+ + 2\nu_e + 27 \text{ MeV} \tag{2.2}$$

Les neutrinos solaires ont une énergie très basse, inférieure à 20 MeV et leur détection est difficile. Néanmoins, depuis 1968, les neutrinos solaires ont été détectés dans des réservoirs d'eau et de gallium. Des mesures de flux ont mis en évidence un manque de plus de 50% des neutrinos prédits par la théorie. Ce problème, encore non résolu, peut être expliqué par l'hypothèse d'oscillation des neutrinos électroniques produits. Le soleil produit aussi un flux de neutrinos muoniques de haute énergie (TeV) par interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère solaire. Celle est plus dense que l'atmosphère terrestre, ce qui se reflète dans le spectre, qui est plus raide que le spectre des neutrinos atmospheriques [38]. Le flux, montré sur la figure 2.2, est donné par la formule [38]

$$\frac{d\Phi_{(\nu_{SOL})}}{dE_\nu} = \begin{cases} 1,3 \cdot 10^{-5} \frac{E_\nu^{-2,98}}{1+AE_\nu} cm^{-2}s^{-1}GeV^{-1} & E < 3 \cdot 10^6 \text{GeV} \\ 5,1 \cdot 10^{-3} \frac{E_\nu^{-3,38}}{1+AE_\nu} cm^{-2}s^{-1}GeV^{-1} & E > 3 \cdot 10^6 \text{GeV} \end{cases} , \tag{2.3}$$

avec $A = 8,5 \cdot 10^{-6}$. Il dépasse le flux de neutrinos atmosphériques d'un facteur 2 (resp. 3) à 10 GeV (resp. 1 TeV).

2.1.3 Neutrinos du plan galactique

Les rayons cosmiques ne peuvent pas interagir uniquement avec l'atmosphère de la Terre. Déjà, sur leur chemin, ils rencontrent des nuages de poussière, qui peuvent servir de cible. Par exemple, dans le plan galactique, des interactions avec la matière du plan galactique peuvent engendrer un flux de neutrinos détectable, qui suit le spectre des rayons cosmiques jusqu'aux plus hautes énergies, car les mésons ne sont pas absorbés. Le flux de neutrinos muoniques peut être parametrisé par [39] :

$$\frac{d\Phi_{\nu_{GAL}}}{dE_\nu d\Omega} = 7,2 \cdot 10^{-4} \left(\frac{E_\nu}{GeV}\right)^{-2,73} cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}GeV^{-1} . \tag{2.4}$$

Le flux dépend de la densité du gaz inter-stellaire. Ici, une densité de $0,2$ gcm^{-2}, comme suggérée dans [39], a été prise en compte.
Le centre de notre galaxie, qui abrite probablement un trou noir massif de 10^6 $m_\odot$, émet un rayonnement intense et représente une source éventuelle de neutrinos [40]. Le flux calculé de cette source ponctuelle est de

$$\frac{d\Phi_{\nu_{CGA}}}{dE_\nu} = 1,4 \cdot 10^{-7} \left(\frac{E_\nu}{GeV}\right)^{-2,4} cm^{-2}s^{-1}GeV^{-1} . \tag{2.5}$$

Il est montré sur la figure 2.2.

2.1.4 Neutrinos d'étoiles binaires

Dans les systèmes binaires composés d'un objet compact (étoile à neutrons, trou noir) et d'une géante rouge, un disque d'accrétion peut se former autour de l'objet compact (paragraphe 1.2.2). Des rayons cosmiques de très hautes énergies peuvent être produits par accélération stochastique (paragraphe 1.3.1) dans le disque d'accrétion et interagir avec la matière de l'étoile compagnon. Ce processus, décrit par l'équation 1.15, produit des neutrinos de haute énergie.

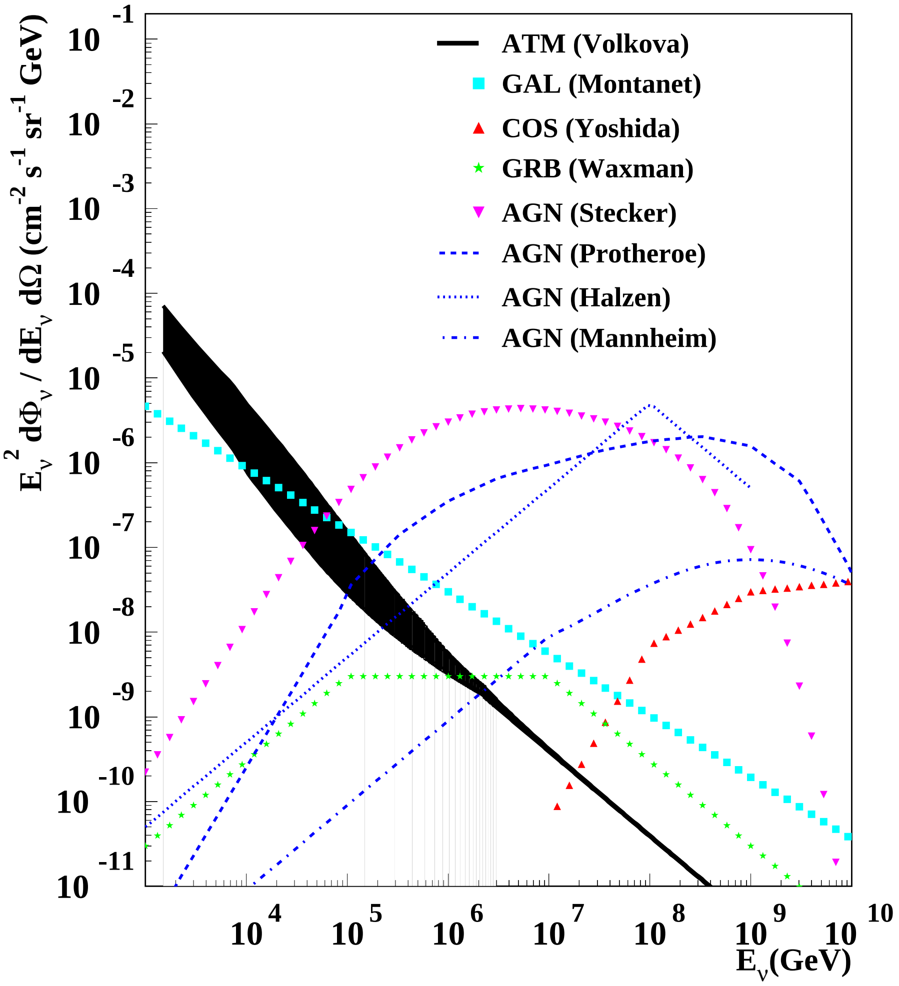


FIG. 2.1: *Flux diffus de neutrinos de haute énergie : neutrinos atmosphériques (ATM [41]), neutrinos du plan galactique (GAL [39]), neutrinos cosmologiques (COS [42]), neutrinos de sursauts gamma (GRB [43]), neutrinos des noyaux actifs de galaxies (AGN [44, 45, 46, 47]).*

2.1.5 Neutrinos des restes de supernovae

Les supernovae sont des émetteurs connus de neutrinos de basse énergie (de quelques dizaines de MeV). Les neutrinos de la supernova SN1987A ont été détectés par plusieurs expériences [48]. Mais les supernovae et les restes de supernovae peuvent aussi être des sources de neutrinos de haute énergie. En effet, les rayons cosmiques de haute énergie produits dans la supernova (paragraphe 1.2.1) peuvent interagir avec la matière interstellaire ou la matière de l'enveloppe de la supernova et engendrer des rayons gamma et des neutrinos. Par exemple, des rayons gamma avec une énergie supérieure à 1,7 TeV ont été détectés dans les restes de la supernova SN1006 par l'expérience CANGAROO. C'est pourquoi les restes de supernovae sont aussi des candidats pour l'émission de neutrinos d'une telle énergie. Par exemple, le flux prédit de neutrinos de reste de la supernova SN1054 (la nébuleuse de Crabe) est donné par [49] :

$$\frac{d\Phi_{\nu_{Crabe}}}{dE_\nu} = 3,3 \cdot 10^{-9} \left(\frac{E_\nu}{GeV}\right)^{-2,2} cm^{-2}s^{-1}GeV^{-1} \ . \tag{2.6}$$

Dans certains autres modèles[3], des noyaux de fer peuvent être extraits de la surface de l'étoile à neutrons fraichement formée. Ils sont accélérés à hautes énergies dans le champ magnétique et interagissent avec le champ de radiation aux pôles de l'étoile à neutrons. De leur photo-désintègration résultent des neutrons énergetiques, qui quittent le reste de la supernova. Sur leur chemin à l'extérieur, ils interagissent avec la matière dans l'enveloppe de la supernova en produisant des neutrinos et gammas. Ceux qui passent l'enveloppe sans interaction se désintégrent en protons rélativistes, qui contribuent aux rayons cosmiques d'origine galactique. Le résultat est un flux de neutrinos de haute énergie (jusquà 1 PeV), qui (selon la distance de la supernova à l'observateur) peut excéder le flux de neutrinos atmosphériques pendant la première année après la supernova.
Même si (dans les modèles optimistes) les restes de supernovae donnent des flux observables de neutrinos pendant plusieurs années après la supernova, un problème grave subsiste cependant : les supernovae sont des événements rares. Seulement 1 à 3 sont attendues par 100 ans dans une galaxie comme la notre. De plus, pour être observable à des grandes distances (par exemple le rayon de notre galaxie) leur luminosité doit être assez grande.

2.1.6 Neutrinos des noyaux actifs de galaxies

Les noyaux actifs de galaxies, décrit dans le chapitre 1.2.3, sont sûrement un des phénomènes les plus violents dans l'Univers et peuvent être la source de neutrinos de

[3] Ce sont des modèles de pulsars avec un champ magnétique $B \sim 10^{12}$ G et une période de rotation d'environ 5 ms [50]

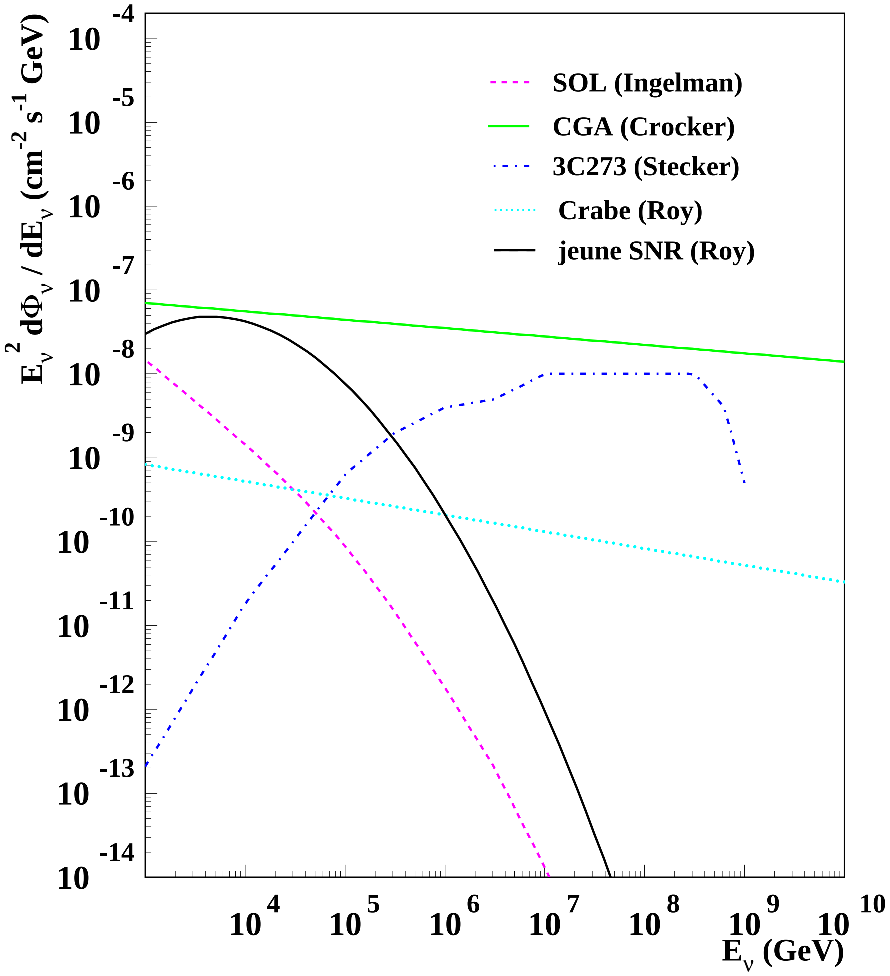


FIG. 2.2: *Flux de neutrinos de quelques sources ponctuelles : le soleil (SOL [38]), le centre galactique (CGA [40]), la galaxie active 3C273 (3C273 [51]), la nebuleuse du Crabe (Crabe [49]) et le reste d'une jeune supernova (jeune SNR [49]).*

très haute énergie. Il y a beaucoup de modèles différents pour expliquer, comment des neutrinos de haute énergie peuvent être produits par ce phénomène. En conséquence les flux prévus peuvent diverger beaucoup, mais ils sont plutôt à interpréter comme limites supérieures des flux à attendre[4].
Pour la production de neutrinos de haute énergie deux classes de modèles existent : les *modèles génériques* et les *modèles de jets*. Ils sont expliqués dans l'annexe A. La figure 2.1 montre les flux diffus calculés dans un modèle générique (Stecker [44]) et

[4]voir aussi la discussion dans l'annexe A

les flux résultants de trois modèles de jets différents (Protheroe [45], Mannheim [47] et Halzen [46]). Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 1.2.3, l'énergie maximale des neutrinos est de l'ordre de $E_\nu^{max} \approx 10^9$ GeV.
Pour les sources ponctuelles, on ne trouve que peu de prédictions pour le flux de neutrinos dans la littérature. Or, si on suit les arguments développés dans [51], on peut transformer les flux de rayons gamma prédits (par exemple dans [52]) en flux de neutrinos. Les flux ainsi prédits sont montrés dans le tableau 2.1. La figure 2.2 montre entre autre le flux calculé pour la source 3C273 [51], un blazar.

Source	z	$\Phi_\nu(E_\nu > 1\text{TeV})\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Mkn421	0.031	$1.8 \cdot 10^{-12}$
Mkn501	0.034	$1.6 \cdot 10^{-12}$
1ES 2344+514	0.044	$4.0 \cdot 10^{-13}$
1ES 1959+650	0.048	$1.1 \cdot 10^{-12}$
PKS 2005-489	0.071	$4.2 \cdot 10^{-13}$
PKS 2155-304	0.116	$4.4 \cdot 10^{-13}$
3C273	0.158	10^{-14} (disque) + 10^{-13} (jet)
3C279	0.536	10^{-13} (disque) + 10^{-10} (jet)

TAB. 2.1: *Prédictions de flux détectables de neutrinos au-dessus de 1 TeV pour quelques sources ponctuelles [51, 52].*

2.1.7 Neutrinos de sursauts gamma

Les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, provenant de collisions diverses corrélées avec les sursauts gamma, peuvent interagir sur leur trajectoire dans l'espace, en donnant des neutrinos d'énergie $E_\nu \approx 10^5$ GeV [15].
Des neutrinos de plus haute énergie peuvent être produits par les interactions des rayons cosmiques (accélérés dans la source du sursaut gamma) avec le champ de photons dans cette source. Ils arrivent en même temps que les rayons cosmiques provenant de ce sursaut gamma. C'est particulièrement intéressant parce que les rayons cosmiques de très haute énergie n'arrivent probablement pas très nombreux sur Terre, à cause de l'*effet GZK*. La détection de neutrinos de sursauts gamma avec des énergies supérieures à 10^5 GeV confirmera donc leur production.
Le modèle de Waxman et Bahcall [43] prédit un flux de neutrinos donné par

$$\frac{d\Phi_{\nu_{GRB}}}{dE_\nu d\Omega} = \begin{cases} 3 \cdot 10^{-14} \left(\frac{E_\nu}{GeV}\right)^{-1} cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}GeV^{-1} & E < E_b \\ 3 \cdot 10^{-9} \left(\frac{E_\nu}{GeV}\right)^{-2} cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}GeV^{-1} & E_b < E < 10^7\text{GeV} \\ 3 \cdot 10^{-2} \left(\frac{E_\nu}{GeV}\right)^{-3} cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}GeV^{-1} & E > 10^7\text{GeV} \quad , \end{cases} \tag{2.7}$$

où $E_b = 500$ à 700 TeV pour $\Gamma \approx 300$. Cette prédiction est valable pour un sursaut gamma "standard", qui peut être décrit par le modèle présenté dans le paragraphe 1.2.4. Or, il est plus probable de détecter l'émission de neutrinos d'un seul sursaut avec des propriétés favorables, plutôt que beaucoup de sursauts "standards".
Avec moins d'un événement par an, le taux d'événements attendus est très petit (voir plus loin le tableau 2.2). Pourtant l'observation de neutrinos des sursauts gamma est faisable. Il faut seulement se mettre en coïncidence avec d'autres expériences qui observent le phénomène (par exemple dans l'optique). Avec une fenêtre définie en temps et la connaissance de la direction il est possible de réduire à la fois l'énergie de seuil et le bruit de fond.

2.1.8 WIMPs

Les WIMPs[5] sont une source possible de neutrinos. S'ils existent, les WIMPs s'accumulent dans les centres de la Terre, du Soleil et de la galaxie par capture gravitationelle. La détection et l'identification de ces vestiges cosmologiques serait d'une importance immense pour la cosmologie et la théorie des particules.
La densité de ces particules aux centres du Soleil et de la Terre permet des annihilations de WIMPs via les processus de la formule 2.8. Les densités critiques sont dépendantes des paramètres des théories[6].

$$
\begin{array}{lll}
\chi + \chi \rightarrow & b\bar{b} & m_\chi < m_W \\
\chi + \chi \rightarrow & W^+W^- & m_\chi > m_W \\
 & \ldots &
\end{array}
\qquad (2.8)
$$

Par la désintégration des quarks ou bosons-vecteur lourds, des neutrinos de haute énergie sont créés. Leur énergie est d'autant plus grande que la masse des neutralinos est grande. La direction des neutrinos provenant de neutralinos pointe toujours vers le centre de la Terre ou du Soleil, ce qui facilite leur détection avec un télescope à neutrinos comme `ANTARES`.

2.1.9 Autres sources

Les interactions des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie avec le rayonnement fossile des photons peuvent produire des neutrinos d'une énergie supérieure à 10^9 GeV. Le flux de ces derniers d'après un modèle de Yoshida [42] est indiqué sur la figure 2.1.
Les neutrinos les plus énergétiques sont hypothétiques : dans les modèles exotiques de défauts topologiques (voir paragraphe 1.2.5), des neutrinos d'une énergie jusqu'à

[5] Weakly Interacting Massive Particles = particules massives d'interaction faible

[6] Les modèles les plus à la mode sont les modèles supersymétriques où la particule la plus légère est le neutralino. Cette particule stable serait un candidat par excellence pour un WIMP.

10^{15} GeV peuvent être produits. Ces modèles hypothétiques ne sont pas considérés dans ce mémoire de thèse. Cependant, n'étant expliquable par aucun autre modèle, la détection de neutrinos d'une telle énergie confirmera ces modèles exotiques.

2.2 Détection des neutrinos

Les neutrinos n'interagissent que par interaction faible avec la matière, c'est pourquoi leur longueur d'interaction est immense. Cela explique que la majorité d'entre eux ne subisse aucune influence lorsqu'ils traversent la terre[7]. Et pourtant, leurs rares interactions sont le seul moyen de les mettre en évidence, même si cela nécessite des détecteurs avec un très grand volume. Mais ce désavantage est attenué, si on se concentre seulement sur les neutrinos muoniques : un muon produit dans une interaction loin du détecteur peut se propager sur des grandes distances et arriver jusqu'au détecteur. Le volume effectif de détection est accru par le parcours du muon et devient assez vaste. Cela est montré sur la figure 2.3. C'est la raison pour laquellle dans les chapitres suivants la majorité des descriptions portera sur la saveur muonique.

2.2.1 Interaction des neutrinos avec la matière

Les interactions de neutrinos pertinentes sont des interactions profondément inélastiques avec un nucléon N par courant chargé, parce qu'elles donnent (en plus d'une gerbe hadronique X) un lepton chargé qui peut être détecté [36] :

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \mu^-(\mu^+) + X \; . \tag{2.9}$$

La section efficace de cette réaction est

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{2G_F^2 m_N E_\nu}{\pi}\left(\frac{M_W^2}{Q^2+M_W^2}\right)^2\left[xq(x,Q^2) + x\bar{q}(x,Q^2)(1-y)^2\right] \tag{2.10}$$

avec les variables d'échelle de Bjorken $x = \frac{Q^2}{2m_n(E_\nu - E_\mu)}$ et $y = \frac{(E_\nu - E_\mu)}{E_\nu}$, la masse du nucléon de la cible m_N, la masse du boson W M_W, la constante de Fermi G_F, et le carré de la quadri-impulsion transférée entre le neutrino et le muon $-Q^2$. $q(x,Q^2)$ et $\bar{q}(x,Q^2)$ sont les fonctions de distribution des différents quarks (quarks de valence et quarks de la mer). Les sections efficaces pour le modèle CTEQ4-DIS sont montrées sur la figure 2.4.

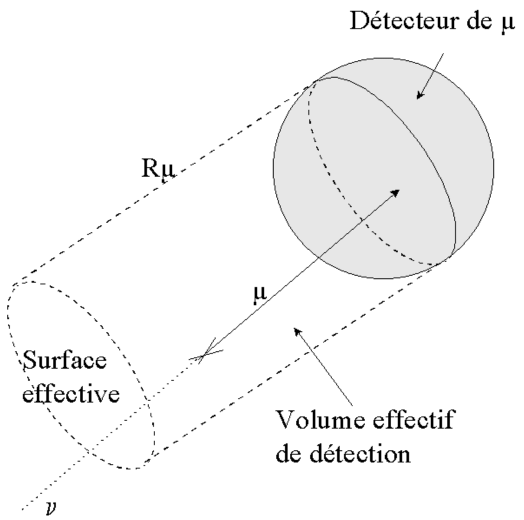


FIG. 2.3: *Augmentation du volume effectif de détection par rapport au volume géométrique du détecteur grâce aux grandes distances R_μ parcourues par les muons de haute énergie.*

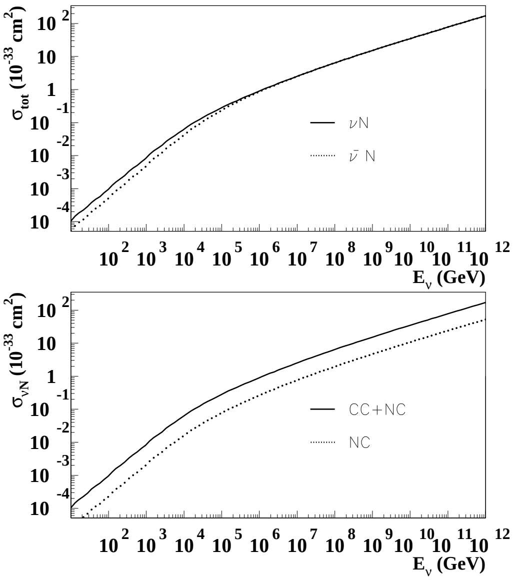


FIG. 2.4: *Sections efficaces des courants neutres et chargés pour neutrinos et antineutrinos.*

Absorption dans la Terre

La section efficace d'interaction des neutrinos avec la matière est minuscule pour des énergies basses[8]. Mais elle augmente avec l'énergie (voir figure 2.4) et arrive à 10^{-33}cm^2 à 10 PeV. Cet effet se reflète dans la longueur d'interaction, qui baisse (figure 2.7) :

$$\mathcal{L}_{int}(E_\nu) = \frac{1}{\sigma_{\nu N}^{total}(E_\nu) N_A} \;, \tag{2.11}$$

où N_A est le nombre d'Avogadro (en g^{-1}). La probabilité d'interaction du neutrino augmente ainsi. Un neutrino ascendant avec un angle d'incidence θ au-dessus du nadir[9] rencontre donc une certaine densité-colonne z de terre (figure 2.6), qui doit être comparée à la longueur d'interaction $\mathcal{L}_{int}$. On peut définir le coefficient de

[7]Pour les énergies supérieures à 10 TeV ce n'est plus valable, comme nous le verrons dans le paragraphe 2.2.1.

[8]Par exemple elle est de $\sigma_{\nu N}^{total} \approx 10^{-37}\text{cm}^2$ à 10 GeV.

[9]Dans la suite, nous appelons cet angle l'*angle zénithal* θ.

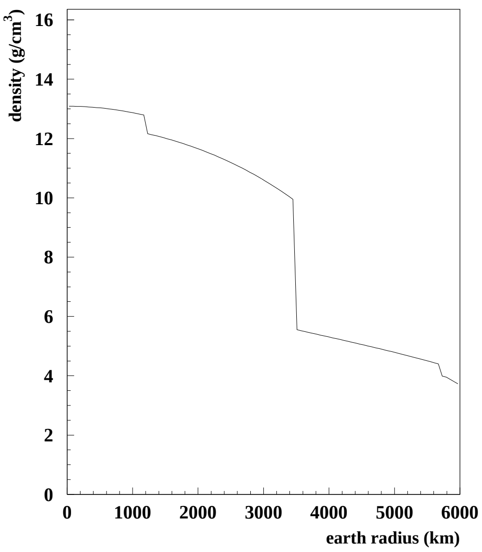


FIG. 2.5: *Profil de la densité selon le modèle standard de la Terre.*

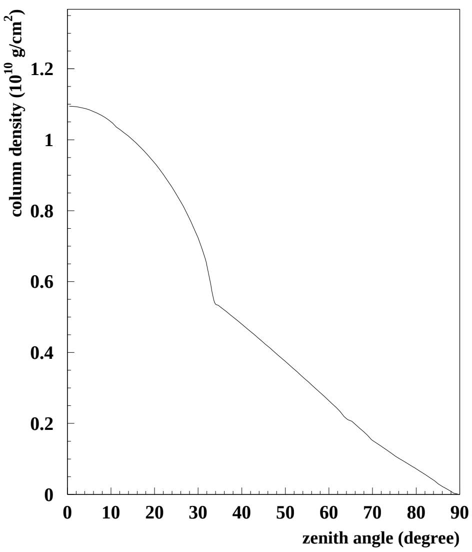


FIG. 2.6: *Densité de colonne vue par un neutrino ascendant en fonction de son angle d'incidence.*

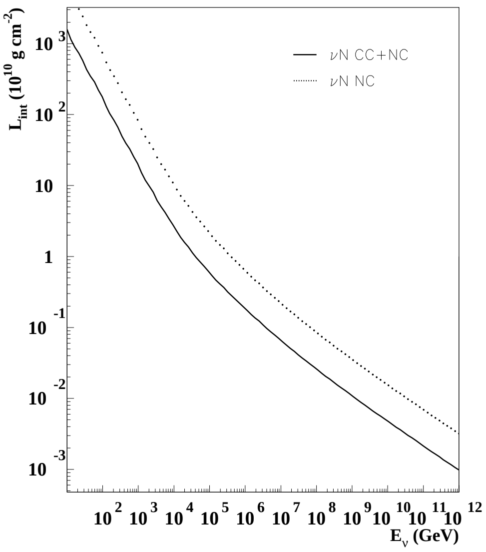


FIG. 2.7: *Longueur d'interaction d'un neutrino en fonction de son énergie (en g/cm^2).*

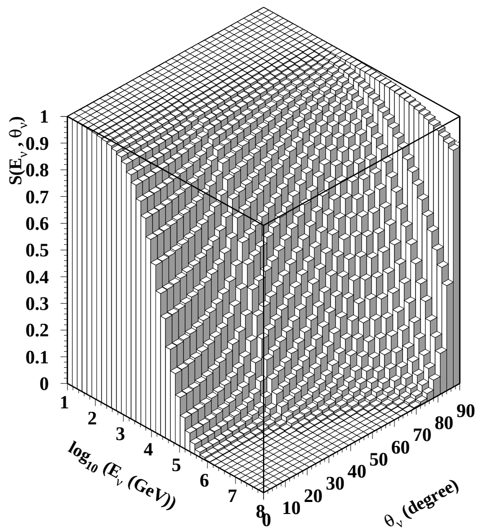


FIG. 2.8: *Coefficient de transmission de la Terre.*

transmission de la Terre (figure 2.8) :

$$S(E_\nu) = \frac{1}{2\pi} \int S(E_\nu, \theta) \Psi(E_\nu, \theta) d\Omega \ , \qquad (2.12)$$

avec

$$S(E_\nu, \theta) = \exp\left(\frac{-z(\theta)}{\mathcal{L}_{int}(E_\nu)}\right) \ . \qquad (2.13)$$

Le facteur $\Psi(E_\nu, \theta)$ considère la régénération des neutrinos par les interactions par courant neutre [54], qui n'est pas pris en compte dans la suite.
L'absorption dans la Terre est négligeable pour des neutrinos horizontaux ($\theta \sim 90°$, voir figure 2.8). À l'inverse, le flux isotrope de neutrinos ascendants est réduit de 36% (resp. 70%) au-delà de $E_\nu \approx 100$ TeV (resp. 1 PeV).
Cette argumentation n'est valable que pour les neutrinos électroniques et muoniques, car les électrons et muons produits dans la réaction sont absorbés après un parcours plus (dans le cas du muon) ou moins (pour l'électron) long. Les neutrinos tauiques, au contraire, sont régénérés après leur interaction, parce que le tau se désintègre avant d'être absorbé dans la terre, donnant un nouveau neutrino tauique d'une énergie plus basse. Ce dernier parcourt la Terre jusqu'à ce qu'il interagisse de nouveau – donnant encore un nouveau neutrino tauique d'une énergie encore plus basse. Ce processus se termine seulement quand le neutrino a une énergie suffisement basse pour ne pas interagir de nouveau, c'est-à-dire $E_{\nu_\tau} < 100$ TeV.

Angle entre muon et neutrino

Le muon suit presque exactement la direction du neutrino et la déviation du muon sur son chemin est largement dominée par la diffusion multiple[10] de Coulomb. Suivant la formule 2.10, l'angle entre les directions du neutrino et du muon peut être approché par :

$$\sqrt{\left\langle \theta_{\mu\nu}^2 \right\rangle} \sim \sqrt{\frac{m_N}{E_\nu}} (rad) = \left\{ \begin{array}{lll} 5.7° & E_\nu = & 100 \text{ GeV} \\ 1.8° & E_\nu = & 1 \text{ TeV} \end{array} \right. \qquad (2.14)$$

pour des énergies inférieures à 3 TeV. La figure 2.9 montre la distribution de $\theta_{\mu\nu}$ au moment de la production du muon et au niveau du détecteur. La courbe des muons arrivant jusqu'au détecteur (points ouverts) est décrite par la formule suivante :

$$\langle \theta_{\mu\nu} \rangle \approx \left\{ \begin{array}{ll} \frac{0{,}65°}{(E_\nu/TeV)^{0{,}48}} & E_\nu < 100\text{TeV} \\ \frac{0{,}33°}{(E_\nu/TeV)^{0{,}32}} & E_\nu > 100\text{TeV} \end{array} \right. \qquad (2.15)$$

[10] en anglais : *multiple scattering*

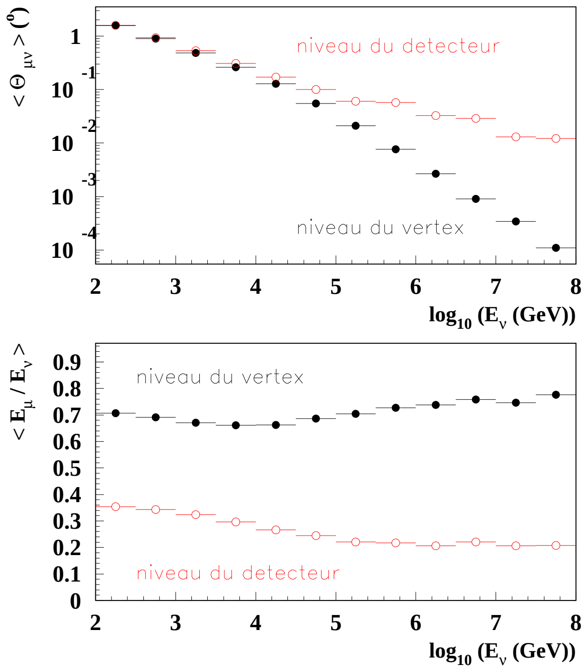


FIG. 2.9: *Angle moyen entre le neutrino d'énergie E_ν et le muon produit dans l'interaction par courant chargé (en haut) et fraction moyenne de l'énergie du neutrino emportée par le muon (en bas). Les deux courbes montrent le cas à la production (points pleins) et le cas des muons arrivant jusqu'au détecteur (points ouverts).*

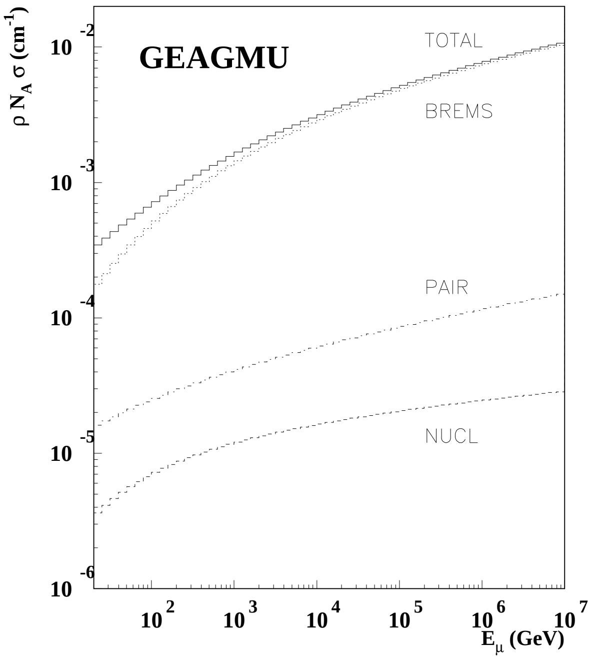


FIG. 2.10: *Sections efficaces pour un muon d'énergie E_μ dans l'eau comme elles sont utilisées dans les simulations. La figure montre la section efficace totale ('TOTAL'), et les sections efficaces des processus de bremsstrahlung ('BREMS'), de production de paires ('PAIR') et des interactions nucléaires ('NUCL').*

2.2.2 Propagation des muons

Des muons de haute énergie [55, 36] c'est-à-dire au-dessus de 1 TeV, ne sont plus des particules d'ionisation minimale[11]. Au contraire, les processus rayonnants causent des fluctuations importantes pour la perte d'énergie. Au-dessus de 10^6 TeV, les incertitudes dans les sections efficaces du muon du point de vue théorique augmentent tellement qu'elles permettent seulement de calculer l'ordre de grandeur des pertes d'énergie.

Les processus principaux de perte d'énergie des muons de 1 TeV sont

- ionisation ($\alpha_I \sim \log \mathrm{E}$),
- bremsstrahlung ($\beta_B \sim E$),

[11] en anglais : *Minimal Ionizing Particle* = MIP

- production de paires e^+e^- ($\beta_P \sim E$),
- interactions nucléaires ($\beta_N \sim \log\mathrm{E}$).

La figure 2.10 montre leurs sections efficaces en fonction de l'énergie du muon, comme elles sont utilisées dans le programme de simulation décrit dans le paragraphe 4.2. La perte moyenne peut être écrite sous la forme :

$$-\left\langle \frac{dE(E_\mu)}{dX} \right\rangle = \alpha + \beta E_\mu \tag{2.16}$$

où $\alpha = \alpha_I$ représente l'ionisation, et $\beta = \beta_B + \beta_P + \beta_N$ la somme des pertes fractionnelles. Un muon qui parcourt une couche mince ΔX pert une énergie

$$\langle \Delta E_\mu \rangle = \left\langle \frac{dE(E_\mu)}{dX} \right\rangle \cdot \Delta X \quad . \tag{2.17}$$

Le parcours correspondant à la perte moyenne d'un muon d'énergie E_0 est donc

$$R_{\langle \Delta E \rangle}(E_0) = \int_0^{E_0} \frac{dE_\mu}{\left\langle \frac{dE(E_\mu)}{dX} \right\rangle} = \frac{1}{\beta} ln \left(1 + \frac{E_0}{\epsilon}\right), \tag{2.18}$$

à condition que α et β soient indépendants de l'énergie. C'est une bonne approximation pour les muons d'énergie au-dessous de l'énergie critique

$$\epsilon = \frac{\alpha}{\beta}, \tag{2.19}$$

où les pertes de rayonnement sont moins importantes que l'ionisation. L'énergie critique ϵ est définie comme l'énergie où les pertes de rayonnement deviennent égales aux pertes d'ionisation ; elle est d'environ 600 GeV. Au-delà le rayonnement est plus important et il faut prendre en compte la dépendance en énergie des paramètres α et β. À cause des fluctuations, le parcours du muon $R_{\langle \Delta E \rangle}$ passe à une distribution $R_{eff}(\alpha(logE), \beta(E, logE))$, avec $\langle R_{eff} \rangle < R_{\langle \Delta E \rangle}$, qui ne peut plus être calculée analytiquement ; il faut une simulation Monte Carlo pour faire des prédictions exactes[12]. Figure 2.11 montre le résultat d'une telle simulation.

Contrairement aux fluctuations de rayonnement qui sont très importantes, les fluctuations d'ionisation sont relativement petites, ce qui permet de les traiter comme continues. À l'inverse, les fluctuations de rayonnement avec participation de photons

[12] Effectivement, il faut simuler un spectre de muons d'énergie initial E_0 pour arriver, après une distance parcourue X, à une probabilité de survie $P^\mu_{surv}(E_0, E_{min}, X)$, qui donne à la fin

$$R_{eff}(E_\mu, E_\mu^{min}) = \int_0^\infty P^\mu_{surv}(E_\mu, E_\mu^{min}, X) dX.$$

réels ou virtuels, sont décrites complètement par les sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma_{rad}(\nu,E)}{d\nu}$:

$$\left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle_{rad} (E) = \frac{N}{A} E_\mu \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} d\nu \nu \frac{d\sigma_{rad}(\nu, E)}{d\nu} , \tag{2.20}$$

avec la fraction d'énergie du muon E_μ transférée au photon :

$$\nu = \frac{E_\mu - E'_\mu}{E_\mu} = \frac{E_{\gamma(virt)}}{E_\mu} . \tag{2.21}$$

Pour les processus de bremsstrahlung et de production de paires, les sections efficaces différentielles deviennent asymptotiquement indépendantes de l'énergie, ce qui donne

$$\beta_{rad}(E) = -\frac{1}{E} \left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle_{rad} = \frac{N}{A} \int_0^1 d\nu \nu \frac{d\sigma_{rad}(\nu, E)}{d\nu} . \tag{2.22}$$

Pour les interactions nucléaires, les sections efficaces différentielles sont proportionelles à $\log(E)$ et théoriquement mal contrôlées.

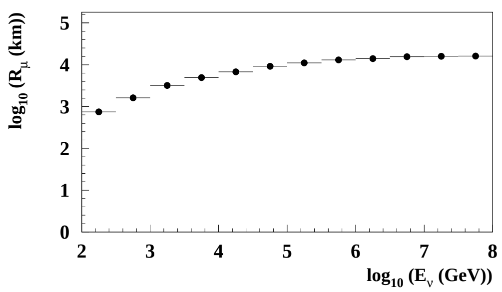


FIG. 2.11: *Parcours dans la roche d'un muon, produit dans l'interaction d'un neutrino d'énergie E_ν.*

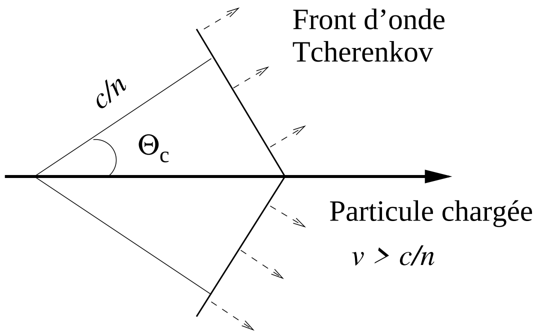


FIG. 2.12: *Effet Tcherenkov.*

2.2.3 Effet Tcherenkov

Le principe de détection des grands détecteurs à neutrinos est fondé sur l'effet Tcherenkov et montré sur la figure 2.12. Les muons produits dans les interactions des neutrinos traversent un milieu avec un index de réfraction n[13], avec une vitesse v supérieure à celle de la lumière dans ce milieu $c' = c/n$. Cela définit le *seuil Tcherenkov*, $\beta = \frac{v}{c} \geq \frac{1}{n}$. Les muons d'une énergie supérieure à 10 GeV, comme

[13] Pour l'eau de mer à 2200 m de profondeur (site ANTARES) $n = 1.35$.

c'est le cas dans ANTARES, sont ultra-relativistes ($\beta = \frac{p}{E} \sim 1$) et leur énergie est supérieure à l'énergie de seuil

$$E_{seuil} = \frac{m_\mu}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} . \tag{2.23}$$

En conséquence, ils émettent un rayonnement caractéristique, appelé *rayonnement Tcherenkov*. La particularité de ce rayonnement est que tous les photons sont émis avec un angle fixe dans un cône autour de la trace du muon. Pour $\beta = 1$, cet angle, défini par

$$\cos \theta_c = \frac{c'}{v} = \frac{1}{\beta n} \approx 42^\circ , \tag{2.24}$$

ne dépend plus de l'énergie du muon. Le spectre des photons suit la formule suivante :

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c . \tag{2.25}$$

Pour détecter des photons, il suffit d'installer une matrice tridimensionnelle de détecteurs de lumière (photomultiplicateurs) dans le milieu.
L'intégration de la formule 2.25 donne le nombre des photons émis par unité de longueur :

$$\frac{dN_\gamma}{dx} = 2\pi\alpha \sin^2 \theta_c \int_{300nm}^{600nm} \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \approx 350\ \gamma/\mathrm{cm}. \tag{2.26}$$

La fenêtre d'intégration est déterminée par les propriétés des détecteurs optiques utilisés, ce qui implique que la majorité des photons détectés est dans le bleu.

2.2.4 Propagation des photons Tcherenkov

Pour qu'un photon, émis par un muon, arrive sur un tel photomultiplicateur, il doit se propager dans le milieu environnant (l'eau) et risque d'être absorbé ou diffusé selon les lois correspondantes (formules B.1 et B.2). Le nombre des photons Tcherenkov par unité de longueur d'onde après une distance d, est donné par

$$\frac{dN'_\gamma}{d\lambda} \sim \frac{1}{4\pi d L_{eff}} \frac{1}{\lambda^2} \exp\left(-\frac{d}{\frac{1}{3}\sqrt{L_{abs} L_{eff}}}\right) . \tag{2.27}$$

La longueur d'absorption L_{abs} et la longueur effective de diffusion L_{eff} sont expliquées dans la section 3.1.2.

2.2.5 Taux d'événements attendus

Afin d'évaluer les flux attendus de muons dans le détecteur, induits par les neutrinos venant de différentes origines, une simulation complète de la propagation des neutrinos et muons (décrit dans les sections précédents) est inévitable [55, 36]. Le flux des muons est analytiquement donné par

$$\frac{d\Phi_\mu}{dE_\mu d\Omega} = \frac{d\Phi_\nu(E_\nu,\theta)}{dE_\nu d\Omega}\frac{dS(E_\nu)}{d\Omega}P(E_\nu, E_\mu^{min}) \ . \tag{2.28}$$

Ici, Φ_ν est le flux des neutrinos et $S(E_\nu)$ est défini par la formule 2.12. $P(E_\nu, E_\mu^{min})$ représente la probabilité qu'un neutrino d'énergie E_ν donne un muon dans le détecteur au-dessus du seuil d'énergie du dernier E_μ^{min}. Elle prend en compte le parcours du muon $R_{eff}(E_\mu, E_\mu^{min}) \sim \ln(E_\mu)$, qui - comme nous l'avons déjà souligné - est soumis à de fortes fluctuations :

$$P(E_\nu, E_\mu^{min}) = N_A \sigma_{\nu N}^{CC}(E_\nu)\left\langle R_{eff}(E_\mu, E_\mu^{min})\right\rangle \ . \tag{2.29}$$

	$N_\mu(E_\mu > E_\mu^{min})$		
Modèle	$E_\mu^{min} = 1$ TeV	$E_\mu^{min} = 10$ TeV	$E_\mu^{min} = 100$ TeV
ATM (Volkova) [41]	1040	44	0,71
ATM (moyenné) [36]	1010	32	0,39
AGN (Protheroe) [45]	40	32	17,9
AGN (Mannheim) [47]	0,130	0,106	0,066
AGN (Halzen) [46]	7,2	5,9	3,7
AGN (Stecker) [44]	401	306	146
GRB (Waxman) [43]	1,10	1	0,191
COS (Yoshida) [42]	0,0	0,0	0,0
GAL (Montanet) [39]	310	50	3,4
SOL (Ingelman) [38]	0,041	0,003	0,0
CGA (Crocker) [40]	2,49	0,99	0,188
Crabe (Roy) [49]	0,021	0,007	0,001
jeune SNR (Roy) [49]	1,02	0,202	0,006
3C273 (Stecker) [51]	0,043	0,033	0,016

TAB. 2.2: *Nombre N_μ de muons ascendants reconstructibles induits par an par des neutrinos de différentes sources au-dessus d'un seuil d'énergie du muon E_μ^{min}.*

Le nombre de muons dans le détecteur est ainsi

$$N_\mu(E_\mu > E_\mu^{min}) = \int_{E_\mu^{min}} S_{eff}(E_\mu)\frac{d\Phi_\mu}{dE_\mu d\Omega}dE_\mu d\Omega \ , \tag{2.30}$$

avec la surface effective du détecteur S_{eff} (voir section 5.1.1). Le tableau 2.2 résume les taux calculés d'événements, qui pourraient être reconstruits[14].

Remarques :

1. Pour des raisons techniques, seuls les événements non-contenus sont engendrés (voir paragraphe 4.1). Les événements contenus ne sont donc pas pris en compte dans le calcul des taux d'événements attendus. Pourtant, à basse énergie (en-dessous de quelques TeV) ils peuvent représenter une partie importante du taux attendu (cela dépend de l'indice spectral). Dans le modèle ATM, par exemple, le taux d'événements augmente de $\sim 30\%$, si on prend en compte les événements contenus.
2. L'énergie des événements engendrés n'étant pas simulée au-delà de 10^6 GeV, pour des raisons techniques, la partie la plus énergétique des spectres (voir figure 2.1) n'est pas prise en compte dans nos calculs. Dans le modèle AGN de Mannheim, par exemple, le taux d'événements attendus montré dans le tableau 2.2 pourrait être multiplié par un facteur ~ 3 [56], à cause de la contribution haute-énergétique importante.
3. Le flux de neutrinos et en conséquence le taux d'événements attendus peut être diminué d'un facteur d'environ 2, si on prend en compte l'effet d'oscillations de neutrinos [57].

2.2.6 Bruit de fond

Le bruit de fond se compose du bruit physique (muons d'origines diverses), du bruit optique (potassium, bioluminescence, décrit dans le paragraphe 3.1.4), et du bruit électronique. Ici seulement le bruit physique est discuté.
Tous les muons qui arrivent dans le détecteur ne sont pas induits par les neutrinos de sources astrophysiques (qui représentent le signal). Il y a deux sources principales de muons de bruit de fond :

- Des muons de cascades d'interactions de rayons cosmiques, les *muons atmosphériques*, ne peuvent pas traverser la Terre et arrivent en conséquence seulement du haut. En revanche, ils peuvent arriver en groupes (*multi-muons* = muons parallèles provenant de la même cascade initiale), ce qui complique leur identification. Le flux des muons atmosphériques au niveau de la mer a une énergie moyenne de 2 GeV. L'énergie moyenne monte avec la profondeur, parce que les muons moins énergétiques sont absorbés. Par exemple, à une profondeur supérieure à quelques 100 m, elle est d'environ 300 GeV. Le spectre différentiel tombe en E^{-2} jusqu'à quelques TeV. La distribution angulaire est

[14] Ces événements ont remplis les *conditions minimales* nécessaire pour rendre possible une reconstruction de trace (voir paragraphe 4.3)

proportionelle à $\cos^2\theta$. Dans une profondeur de 2200 m (site d'ANTARES), le flux des muons verticalement descendants est de $5,4$ $(0,4) \cdot 10^{-8}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}$ au-delà de 50 GeV (1 TeV).

- Des muons de neutrinos atmosphériques arrivent de toutes les directions, mais ils ont une distribution angulaire caractéristique et leur flux tombe fortement avec l'énergie (voir paragraphe 2.1.1).

Un muon montant représente une signature claire pour l'induction par un neutrino. Un détecteur de muons, qui permet leur sélection, est donc un télescope à neutrinos. Afin de ne pas reconstruire des muons descendants comme ascendants (voir le paragraphe 5.1.4), une bonne résolution angulaire est indispensable. De plus, comme les neutrinos astrophysiques venant de toutes directions ont un spectre dur, une bonne reconstruction d'énergie aide à les séparer du signal. La résolution angulaire d'ANTARES et les possibilités de reconstruction d'énergie sont décrites dans le chapitre 5.

2.3 Expériences en cours

La faible section efficace des neutrinos nécessite une statégie spéciale pour l'accumulation d'un nombre suffisant d'événements : les détecteurs à neutrinos doivent avoir à la fois une grande masse et la capacité d'identifier le lepton chargé (électron ou muon) pour distinguer les réactions de type *courant chargé* et *courant neutre*. C'est pourquoi le milieu de détection sert en même temps de cible. Avec ce milieu, des mesures d'énergie et d'angle de ce lepton, comme la détermination de l'énergie totale des hadrons impliqués dans l'événement doivent aussi être possibles. Le tableau 2.3 compare quelques détecteurs à neutrinos de la première génération et de la génération prochaine.

Des exemples de détection de neutrinos cosmiques existent : des neutrinos solaires et atmosphériques et les neutrinos de la supernova SN1987A ont été détectés, comme nous l'avons déjà mentionné au cours du paragraphe 2.1. Dans les années 70 et 80, des neutrinos ont été mesurés par la première génération de détecteurs sous-terrains. Actuellement, les meilleurs résultats en physique des neutrinos sont obtenus avec des expériences comme SuperKamiokande [37] et MACRO [59]. Malgré leurs petites surfaces leurs performances sont excellentes. Néanmoins, dans le futur proche, les expériences de grande surface vont conquérir l'intérêt général. C'est pourquoi, dans les paragraphes suivants, seules ces expériences à neutrinos de la prochaine génération seront présentées.
Plusieurs groupes de scientifiques ont soutenu des efforts et développé des technologies différentes pour la construction de télescopes à neutrinos. Le travail de pionnier a certainement été fait par la collaboration DUMAND [64], une expérience près de Hawaï,

nom de l'expérience	type du détecteur	profondeur (mwe)	masse (kt)	seuil en énergie (GeV)	résolution angulaire (°)
LVD [58]	calorimètres avec	3000	1,84	0,003	< 1
MACRO [59]	identification	3700	0,6	~ 1	0,9
Soudan2 [60]	des traces	2090	0,963	0,005	0,29
SuperKamiokande [37]	détecteurs	2700	50	0,005	3
BAIKAL NT-200 [61]	Tcherenkov	1000	163	10	≤ 6
AMANDA II [66]	à eau	1750	15700	50	2,5
ANTARES [63]		2200	14700	20	0,5

TAB. 2.3: *Performances des différents détecteurs à neutrinos.*

arrêtée à cause de problèmes financiers. Deux télescopes de première génération, **BAIKAL** [61] et **AMANDA** [62], prennent déjà des données, deux autres, **NESTOR** [65] et **ANTARES** [63], sont en phase de R&D. Les paragraphes suivants résument brièvement leurs états actuels. L'expérience **ANTARES** est présentée plus en détail dans le chapitre suivant.

2.3.1 BAIKAL

BAIKAL [61], l'expérience dans le lac Baïkal en Sibérie, a été le premier télescope à neutrinos en fonction. Le détecteur est placé à 3.6 km de la côte du lac et le déploiement se fait en hiver, profitant de la couche de glace qui sert de plate-forme de travail.
En 1993, après presque 10 ans d'études préliminaires, les 3 premières lignes avec 36 modules optiques (OM) ont été déployées à une profondeur de 1100 m. Depuis, le détecteur a été agrandi d'année en année. Le détecteur final avec 192 OM à 8 lignes *NT-200* a pu être complété en 1998. *NT-200* est le prototype pour un télescope de grande échelle avec une surface géométrique de l'ordre de 3000 m^2.
La figure 2.13 montre le schéma du détecteur. Les modules optiques, équipés d'un photomultiplicateur *QUASAR* de 37 cm et d'électronique, sont groupés deux par deux le long de la ligne. Afin de diminuer le bruit de fond (qui est d'environ 50 kHz par OM, mais qui peut, en automne, atteindre jusqu'à 250 kHz), ils forment des coïncidences locales (*paires*). Le déclenchement des événements de type 'muon' est basé sur au moins 3 paires. Pour qu'une reconstruction de la trace du muon soit possible, 5 paires réparties sur au moins 3 lignes sont demandées.
Le système électronique du détecteur est strictement hiérarchique : les signaux des photomultiplicateurs sont envoyés du module électronique du OM vers le module électronique du détecteur via le module électronique de la ligne. En cas de

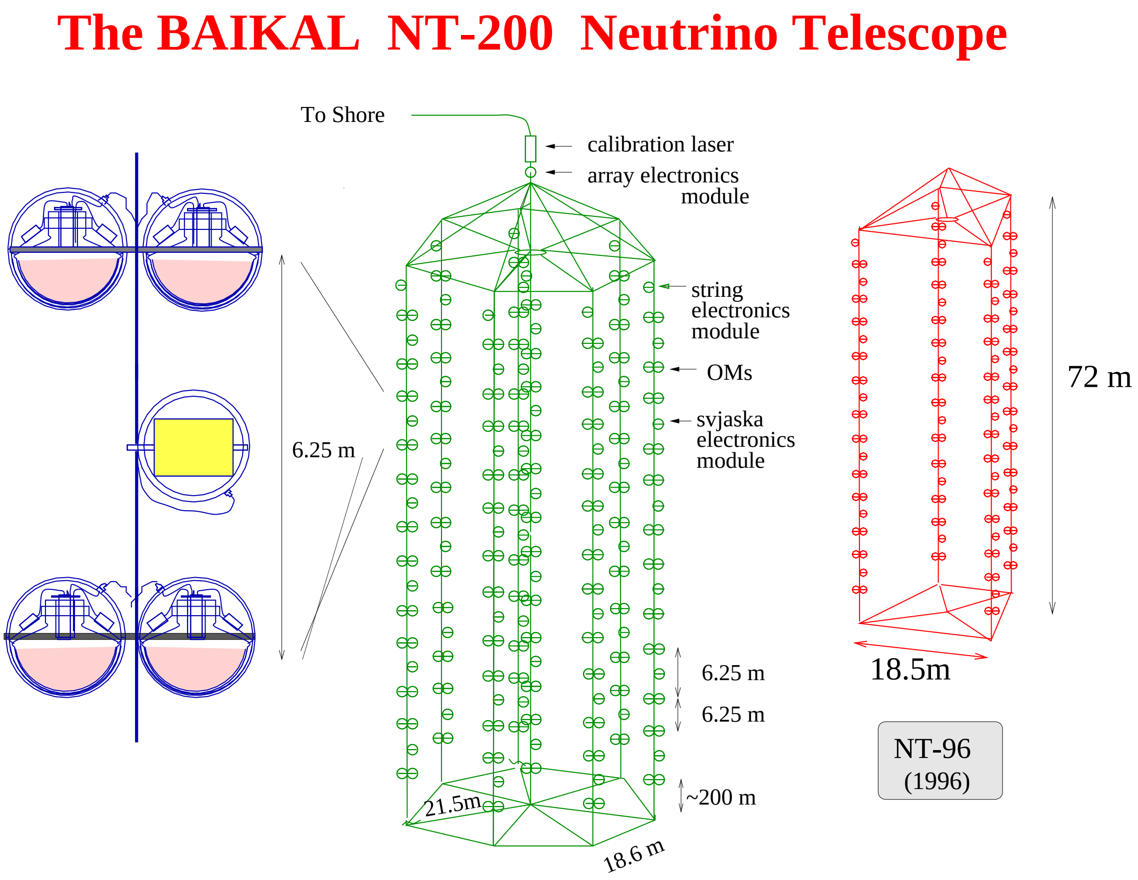


FIG. 2.13: *Schéma de l'expérience* BAIKAL *: les modules optiques, le détecteur final* NT-200 *et l'ancienne configuration* NT-96.

déclenchement les données sont envoyées à la côte.
Afin de surveiller les paramètres optiques de l'eau, qui sont soumis à des variations saisonnières jusqu'à 20%, une ligne supplémentaire est placée près du détecteur. Les résultats des mesures des paramètres optiques sont résumés dans le tableau 2.4. Le positionnement, utilisant un système d'ultrason, atteint une précision de 20 cm. L'étalonnage temporel se fait avec deux lasers, qui sont placés au-dessus et en-dessous du détecteur.
Des candidats d'interaction de neutrinos ont été trouvés, premières preuves qu'un télescope à neutrinos a fonctionné. Leur nombre – environ 1 par jour après coupures – est conforme aux prévisions des muons ascendants induits par des neutrinos atmosphériques, ce qui permet de donner des limites sur le flux des neutrinos provenant d'annihilation des neutralinos au centre de la terre. Des études de muons provenant des neutrinos de très haute énergie (> 10 TeV) ont également commencées.
Les performances du détecteur actuellement en place sont données dans le tableau 2.3. La détermination de la résolution angulaire se fait avec un réseau de détecteurs Tcherenkov (**SMECA**) sur la couche de glace, qui a une résolution inférieur à 1^o.

expérience	BAIKAL	AMANDA	ANTARES
milieu de détection	eau du lac	glace	eau de mer
longueur d'absorption L_{abs}	22 m	95 m	60 m
longueur de diffusion L_{diff}	24-48 m	$\approx$ 5 m	$\approx$ 60 m
angle moyen de diffusion $< cos\theta >$	0,9-0,95	0,85	0,77

TAB. 2.4: *Propriétés optiques des milieux de détection des expériences* BAIKAL, AMANDA *et* ANTARES.

2.3.2 AMANDA

L'expérience **AMANDA** [62] est située au pôle Sud. Elle utilise comme milieu d'interaction et de détection la couche de glace de l'Antarctique, qui a une épaisseur de 3 km. La glace, un milieu stérile, a un avantage pour l'information de déclenchement et la reconstruction des traces : un taux de bruit de fond de seulement 1 kHz par photomultiplicateur a été observé.
Le déploiement des lignes est une procédure assez compliquée : à l'aide d'eau chaude un trou est foré dans la glace, qui accueille la ligne. Après la recongélation elle reste fixée. Les modules optiques groupés sur les lignes congelées sont très résistants à la pression. Ils contiennent des photomultiplicateurs d'un diamètre de 20 cm, qui regardent presque tous vers le bas.

La structure du détecteur est non-hierarchique : chaque module optique a son propre câble pour l'alimentation électrique et la transmission des signaux. Toute l'acquisition des données est faite dans un bâtiment à la surface.
En 1993/94, les premières lignes (**AMANDA-A**) ont été déployées à une profondeur d'environ 1 km. Vues les propriétés optiques de la glace[15], une reconstruction des traces de muons était impossible. C'est pourquoi, en été antarctique 1995/96, le détecteur suivant a été installé à une plus grande profondeur de 1,5-2 km. Le déploiement des 86 OM sur 4 lignes a été suivi de l'installation des 6 autres lignes avec 216 OM en 1996/97. L'ensemble s'appelle **AMANDA-B10**. En 1997/98, 3 nouvelles lignes ont été posées, encore plus profondément – un premier pas vers la réalisation d'**AMANDA-II**, le détecteur final avec 676 OM sur 19 lignes (voir figure 2.14). Les lignes étant distribuées sur un rayon d'environ 200 m, la surface géométrique de ce détecteur est de l'ordre de 0,84 km^2. Son déploiement a été terminé en février 2000 [66].
Pour la vérification du taux des muons descendants et de la résolution angulaire, comme pour l'étalonnage, **AMANDA** profite d'une collaboration avec les expériences **SPASE** (un réseau de détecteurs de gerbes atmosphériques et de détecteurs Tcherenkov à eau [67]) et **GASP** (un télescope à imagerie gamma) qui sont positionnés à la

[15] A cette profondeur la concentration de bulles d'air est très forte, occassionant une large diffusion de la lumière.

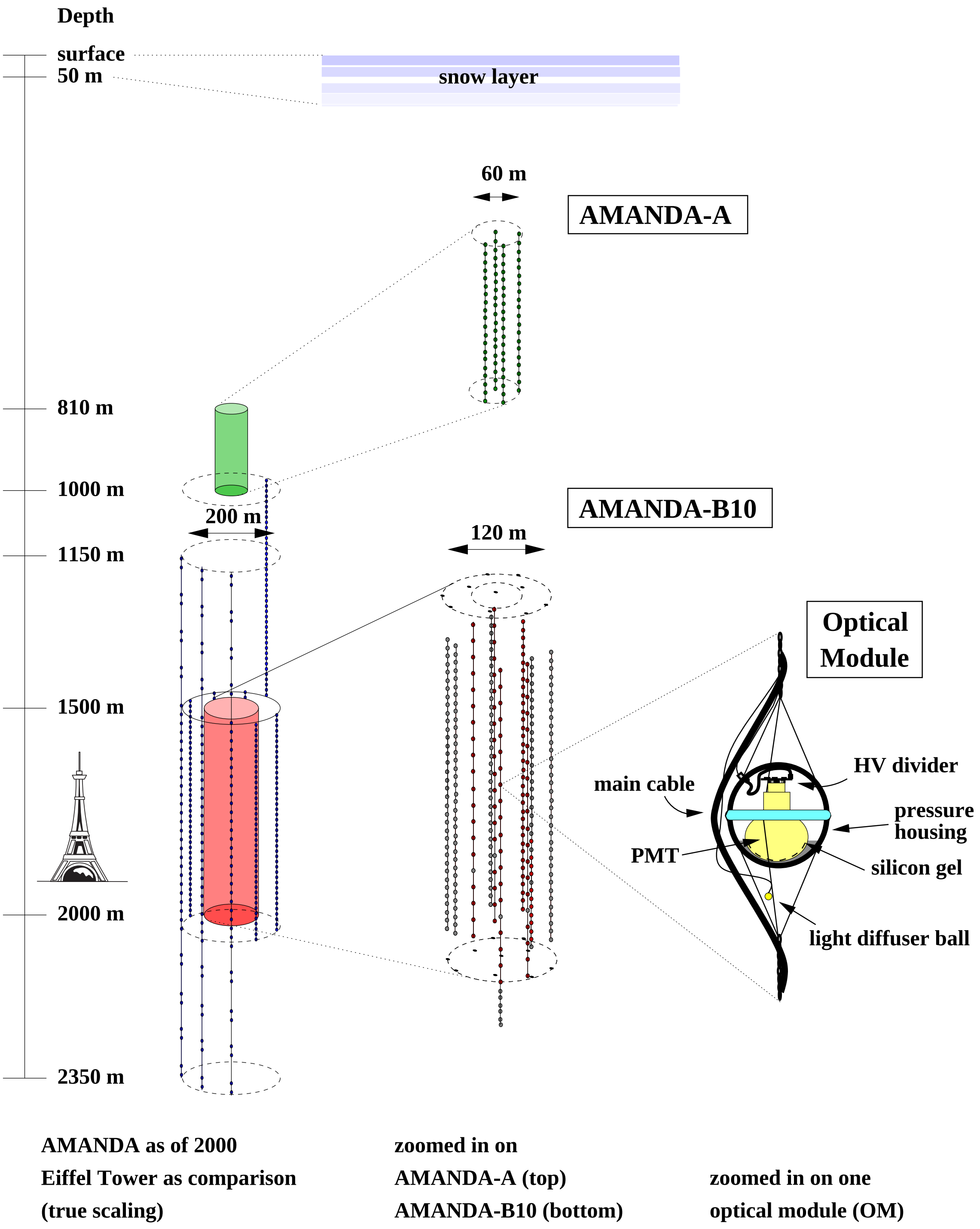


FIG. 2.14: *Représentation schématique de l'expérience* AMANDA *: la configuration actuelle se compose de* AMANDA-A *et* AMANDA-B10 *(voir le texte). À droite le schéma d'un module optique.*

surface de la glace. De plus, pour l'étalonnage du détecteur, un système complexe de lasers et de LEDs a été installé. Une précision de positionnement inférieure à 1 m et d'étalonnage en temps de 5 ns a pu être atteinte.
Déjà maintenant, les résultats de `AMANDA` sont parmi les meilleurs du monde en ce qui concerne la physique de neutrinos exploitable (par exemple [53]). Le programme de physique inclut, en outre, l'analyse des muons ascendants provenant des neutrinos atmosphériques et l'étude des muons atmosphériques descendants. Un système séparé, comprenant `AMANDA-A`, surveille les taux des photomultiplicateurs et sert comme détecteur de supernovae, qui peuvent s'annoncer par un taux élevé sur plusieurs secondes. La recherche des sources ponctuelles de neutrinos est aussi prévue, mais le nombre des événements attendu dans le détecteur est cependant limité par la surface géométrique du détecteur. C'est pourquoi le but ultime de la collaboration à long terme est la construction d'un détecteur de 1 km^3, `ICECUBE`.

2.3.3 NESTOR

L'expérience NESTOR [65], actuellement en phase d'études et de tests préliminaires, va être situé dans le sud-ouest de Grèce, dans une profondeur de 3800 m.
La première phase sera la construction et le déploiement d'une structure hexagonale de 168 modules optiques, suivi de 6 autres structures identiques. Une structure contient 12 étages à une distance de 30 m les unes des autres. Les photomultiplicateurs, groupés par deux, sont placés au centre et à chaque coin de l'hexagone à 16 m du centre. Dans chaque paire de photomultiplicateurs il y en a un qui regarde vers le haut, et l'autre, posé au-dessous, regarde vers le bas, ce qui implique une symétrie haut-bas complète du détecteur. Chaque étage a son propre câble de fibres optiques, étant ainsi absolument indépendant des autres. La transmission des données comme l'alimentation de puissance seront garanties par un câble de connection avec la station à la côte de 30 km.
Le détecteur proposé aura une surface efficace de 20000m^2 pour des neutrinos d'énergies supérieures au TeV. Les études environnementales ont trouvé une longueur d'absorption maximale de 55 m et un taux du bruit de fond optique d'environ 75 kHz par photomultiplicateur. Des tests plus détaillés sont en cours.

Chapitre 3

Le télescope à neutrinos ANTARES

3.1 Environnement sous-marin

La mer profonde, choisie comme endroit d'installation du détecteur ANTARES, est un environnement incontrôlable. Afin de garantir le bon fonctionnement d'un détecteur d'une surface de $0,1\ km^2$, il faut un programme intensif d'évaluation des sites et de test de prototypes. Le choix d'un site pour le télescope à neutrinos est lourd de conséquences ; il doit prendre en compte :

- la profondeur, pour protéger le détecteur contre les muons atmosphériques ;
- la puissance des courants sous-marins, qui influence la conception du détecteur ;
- les propriétés optiques de l'eau, la biosalissure des surfaces des modules optiques et le bruit de fond optique ;
- les conditions météorologiques et l'existence d'une infrastructure marine pour un accès facile du site et pour le déploiement des lignes ;
- la proximité d'une côte pour la connexion du détecteur à la station terrestre à un coût raisonnable ;
- ...

Comme lieu de construction du télescope à neutrinos ANTARES, un site à 2400 m de profondeur, au fond de la Méditerranée a été choisi. Il est situé à 40 km de La-Seyne-sur-Mer (France), voir figure 3.1. Ce lieu a été exploré intensivement au cours de la phase de R&D durant laquelle plus de 20 déploiements et récupérations des lignes de tests autonomes ont été réalisés avec succès. Trois lignes génériques existent pour les mesures d'attenuation de la lumière dans l'eau (figure 3.2a), du bruit de fond optique (figure 3.2b) et de la biosalissure (figure 3.2c). La structure générale est toujours la même : une ancre tient la ligne au fond, une bouée la

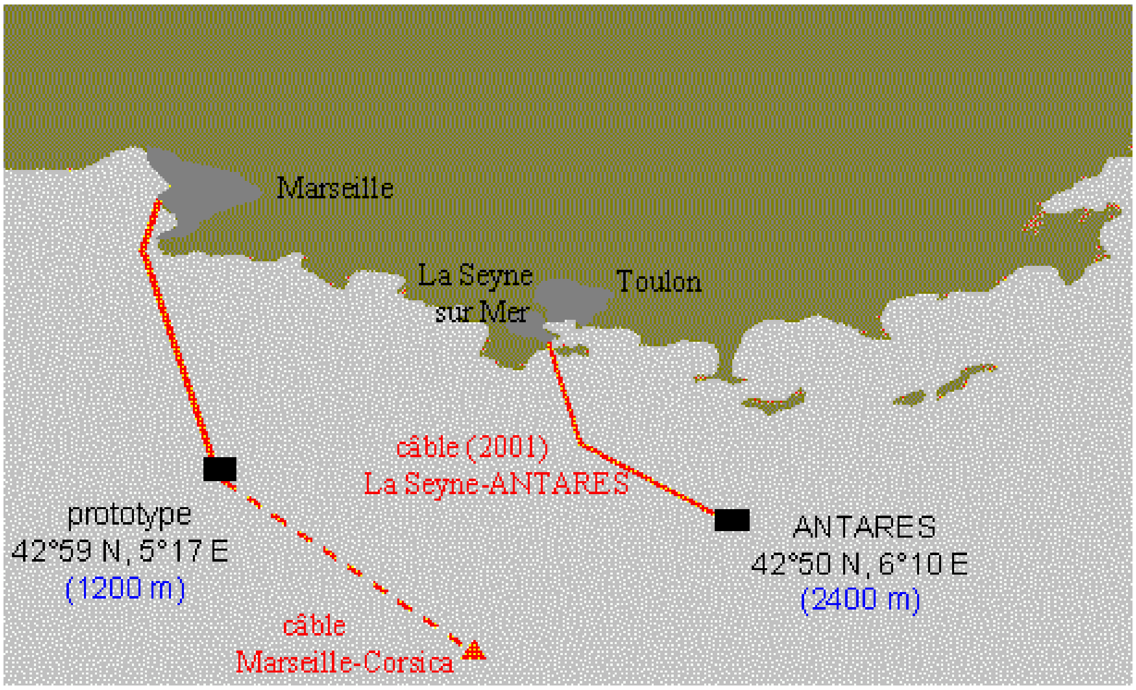


FIG. 3.1: *Plan du site de la ligne prototype au large de Marseille et du site du détecteur final au large de Toulon (d'àprès [63]).*

maintient verticalement. Les instruments de test sont incorporés entre les deux à 100 m au-dessus du fond. Leur alimentation de puissance est assuré pendant une période maximale d'une année par des batteries.

3.1.1 Propriétés générales de l'eau

Des propriétés diverses ont été mesurées *in situ* et surveillées pendant des années de tests. On a obtenue :

- une salinité constante de 38,44 $^o/_{oo}$;
- une température constante de l'eau de $13,1^\circ$ C ;
- une vitesse du courant sous-marin inférieure à 20 cm/s et de 5 cm/s en moyenne.

La connaissance de ces paramètres est importante pour la construction du détecteur : par exemple, la vitesse des courants sous-marin influence la conception des lignes utilisées dans le futur détecteur (déformation des lignes, tension sur les câbles, ...).

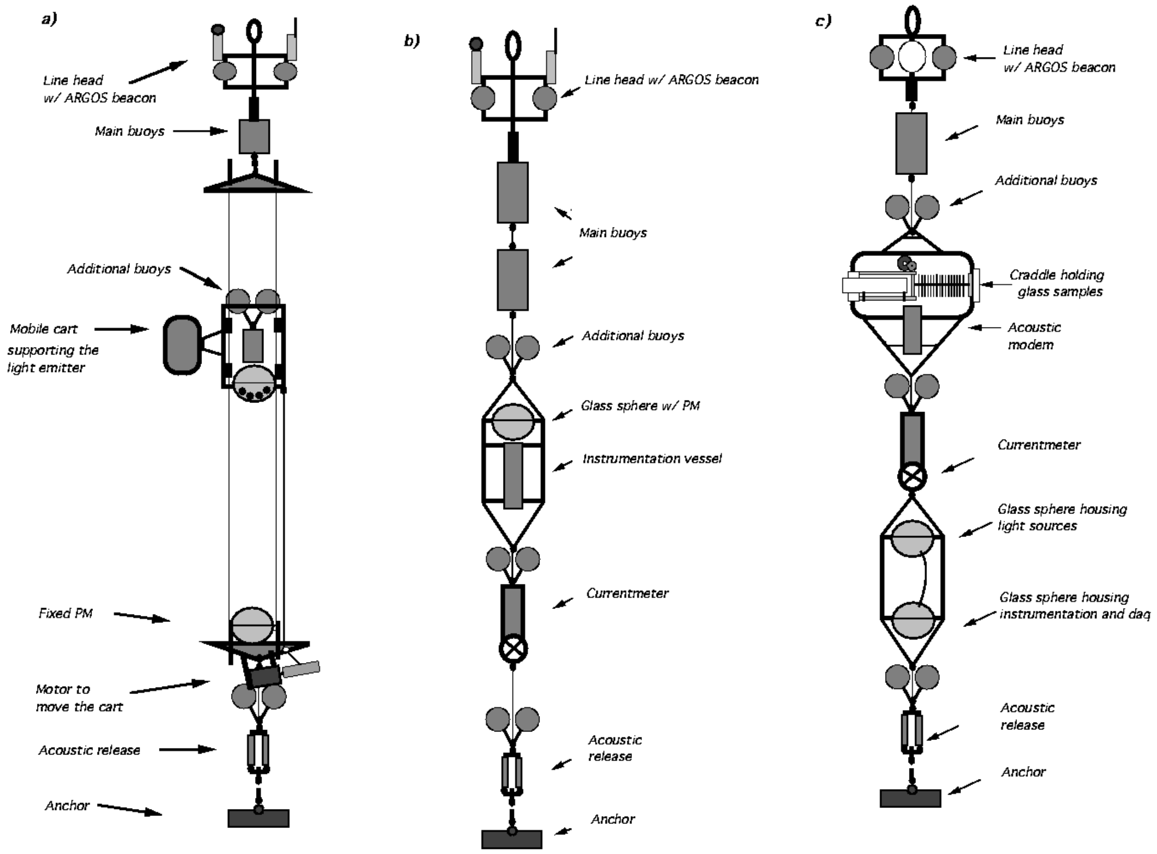


FIG. 3.2: *Lignes de test pour l'étude de : (a) l'atténuation de la lumière dans l'eau, (b) le bruit de fond optique et (c) la biosalissure (de [63]).*

3.1.2 Propriétés optiques de l'eau

La transparence de l'eau influence l'efficacité de détection du muon, et la diffusion de la lumière limite la résolution angulaire du détecteur. L'ensemble de ces deux paramètres est à la base des simulations pour le calcul de la réponse du détecteur et pour sa conception. C'est pourquoi des mesures précises des paramètres optiques de l'eau sont indispensables.
Une description du milieu dans lequel la propagation des photons se fait, dépendant de la longueur d'onde des photons λ, est obtenue par les paramètres suivants :

- la longueur d'absorption $L_{abs}(\lambda)$;
- la longueur de diffusion $L_{diff}(\lambda)$;
- une fonction de phase $f(\theta)$, qui décrit la distribution de l'angle de diffusion θ, souvent caractérisée par $\langle \cos\theta \rangle$.

Les valeurs caractérisant l'eau du lac profond du site de **BAIKAL**, de la glace antarctique du site d'**AMANDA** et de l'eau de mer du site d'**ANTARES** ont été résumées dans le tableau 2.4. Dans le cas d'**ANTARES**, les résultats de mesures plus précises de ces paramètres sont présentées plus loin.

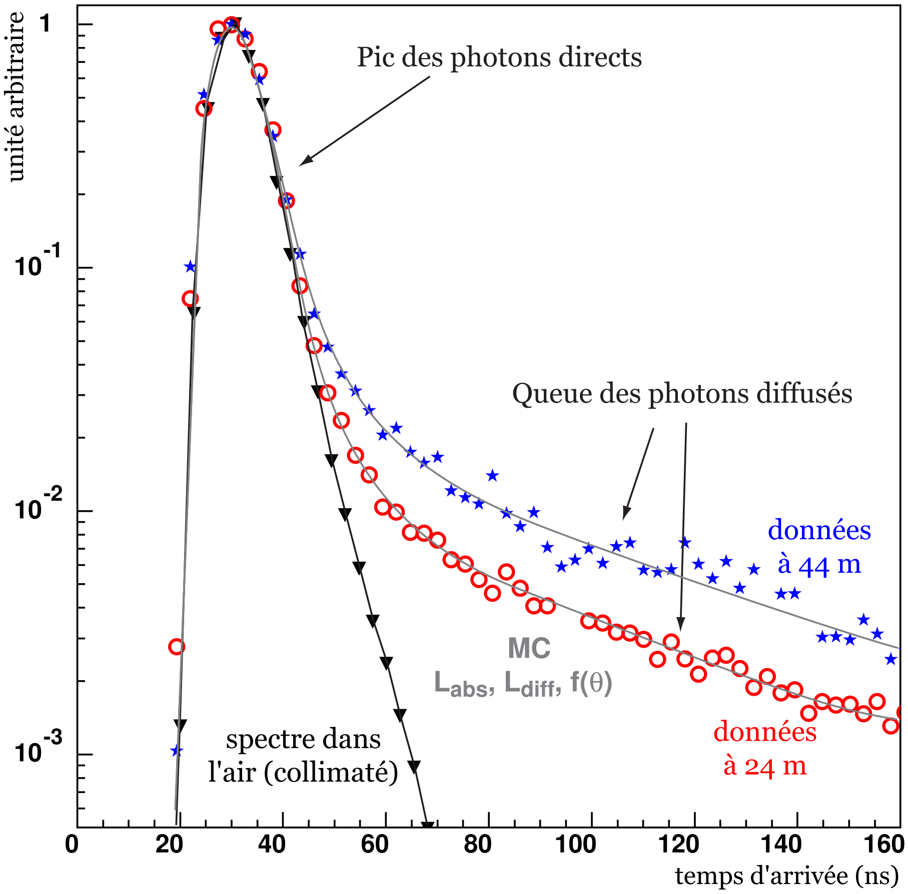


FIG. 3.3: *Distributions du temps d'arrivée des photons émis par une source pulsée sur un photomultiplicateur. Les données ont été prises avec une source émettant à 466 nm sur une distance de 44 m (étoiles) et 24 m (cercles). Le spectre dans l'air (pas de diffusion) est également montré (triangles). Les courbes correspondent au meilleur ajustement à partir duquel les paramètres de l'eau ont été évalués (d'après [68]).*

Une variable caractéristique du milieu facile à mesurer est la longueur effective d'attenuation

$$\frac{1}{L_{att}^{eff}} = \frac{1}{L_{abs}} + \frac{1 - \langle\cos\theta\rangle}{L_{diff}} \, . \tag{3.1}$$

Elle est mesurée *in situ* avec une source de luminosité Φ_{LED} située à une distance variable D d'un module optique. L'intensité I_{OM} détectée par le module optique,

$$I_{OM} = \Phi_{LED}/D^2 \cdot e^{-D/L_{att}^{eff}} , \tag{3.2}$$

permet de mesurer L_{att}^{eff}. Afin de séparer les deux contributions de l'absorption et de la diffusion, des mesures dans le bleu et dans l'UV ont été effectuées par la collaboration ANTARES. Une source pulsée a été placée soit à 24 m, soit à 44 m d'un photomultiplicateur et la distribution des temps d'arrivée des photons a été mesurée[1]. Ces distributions sont présentées sur la figure 3.3. Les queues correspondants aux photons diffusés sont peu importantes : 95% (90%) de photons sont collectés pendant les dix premières nanoseconds à une distance de 24 (44) m. Ainsi, le phénomène de diffusion ne joue pas un grand rôle sur le site d'ANTARES.
En effet, lorsqu'on mesure le temps d'arrivée des photons émis par une source (voir par exemple la figure 3.3), on observe :

- L_{abs} influence le nombre total des photons détectés ;
- L_{diff} modifie le rapport des niveaux direct (pic) et indirect (queue) ;
- $f(\theta)$ change la pente de la queue de la distribution des temps d'arrivée.

Or, chacun de ces paramètres n'influençant que très peu la distribution temporelle, la longueur effective de diffusion, définie par la formule B.11, a été trouvé être le paramètre le plus important. En conséquence, elle est souvent utilisée pour la comparaison de sites choisis par des différentes expériences pour l'installation d'un télescope à neutrinos.
Les résultats des tests effectués sont montrés dans le tableau 3.1. Dans le bleu, ils sont cohérents avec

- une longueur d'absorption maximale d'environ 60 m ;
- une longueur de diffusion du même ordre[2] ;
- un $\langle \cos\theta \rangle$ de 0,77 .

Le phénomène de diffusion est plus significatif dans l'UV que dans le bleu, ce qui est attendu dans le modèle de diffusion (annexe B) de Kopelevich [69], voir la figure B.2.

Malheureusement, les données ne permettent pas la vérification complète du modèle de diffusion, parce que la construction de l'appareil de mesures enregistre seulement des photons diffusés avec un angle $\theta > 30^o$. Des futures mesures sont donc importantes. À l'inverse, les mesures déjà effectuées ont montrées que les propriétés optiques sont constantes sur toute la hauteur des lignes du futur détecteur ($\sim$ 400

[1]Une description détaillée se trouve dans [68].
[2]ce que l'on attend du modèle de diffusion décrit dans l'annexe B

λ_{source}	date	L_{att}^{eff} (m)	L_{abs} (m)	L_{diff}^{eff} (m)	$\langle\cos\theta\rangle$
473 nm	07/98	60,0±0,4	69,3±1,3	272± 4	0,71
(bleu)	03/99	52,2±0,7	60,7±0,7	231±11	0,77
	06/00	45,5±1,9	48,4±0,3	305±31	0,74
375 nm	07/99	20,8±0,8	22,0±0,1	102±16	0,78
(UV)	09/99	22,3±0,3	25,4±0,2	108± 3	0,75
	06/00	25,0±0,5	28,0±0,1	124± 3	0,63

TAB. 3.1: *Mesures des paramètres optiques de l'eau sur le site d'*ANTARES *(de [68]).*

m) et qu'elles varient légèrement en fonction des saisons[3]. Les valeurs obtenues de la longueur d'absorption et de diffusion sont proches des paramètres attendus pour l'eau pure.

3.1.3 Biosalissure

La biosalissure réduit la transparence des sphères de verre dans lesquelles les photomultiplicateurs sont enfermés. Deux effets contribuent à la perte de transparence :

- la *sédimentation* se dépose sur les surfaces supérieures des objets immergés ;
- les *bactéries* forment des colonies sur la surface entière des sphères, indépendemment de son orientation. Ces biofilms sont normalement transparents, mais ils forment des surfaces collantes qui piégent la sédimentation. La transparence est alors dégradée par leur présence.

Des mesures de la transparence des sphères de verre ont été effectuées avec une source bleue (LED) enfermée dans une sphère. Dans une autre sphère, l'intensité de la lumière recueillie par des récepteurs (photodiodes), placés à des angles différents par rapport à l'axe vertical, a été mesurée. La figure 3.4 montre les résultats après 8 mois d'exposition dans l'eau profonde sur le site ANTARES. Dans les premiers jours après le déploiement, une rapide dégradation de la transparence des sphères a été observée, puis elle reste plus ou moins constante. Cet effet est expliqué par une saturation de la biosalissure. La transparence s'améliore dans des phases d'activité des courants sous-marins, qui nettoient les surfaces des sphères de verre. Pour les récepteurs horizontaux, les pertes de transparence mesurées représentent le double des pertes vraies, puisque la lumière traverse deux sphères dont la transparence se dégrade. Une dégradation de 1,2% a ainsi été observée après 8 mois d'immersion. Dans le détecteur final, des pertes encore moins importantes sont attendues, puisque les modules optiques sont orientés vers le bas (à un angle de 45 degrés par rapport à l'axe vertical).

[3]cette variation a aussi été mesurée par la collaboration BAIKAL

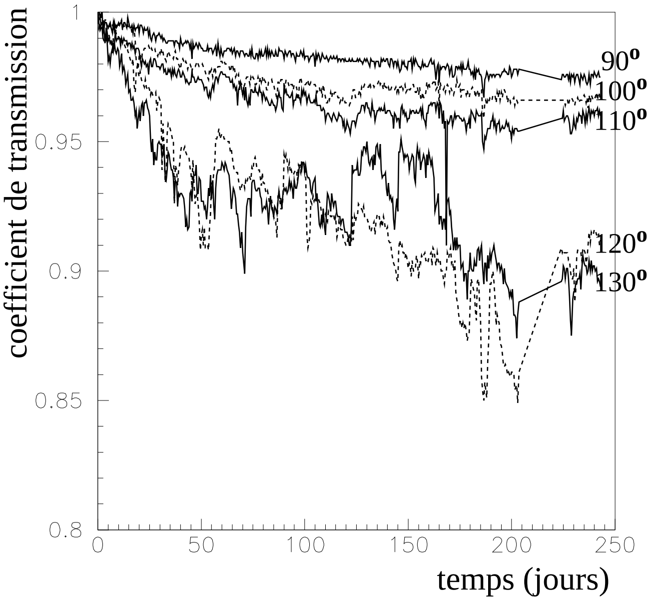


FIG. 3.4: *Mesures in situ de la transparence des sphères de verre à l'aide d'une LED : la figure montre l'intensité de lumière recueillie par des photodiodes placées à des angles différents (90° = horizontal; montant vers le haut avec l'angle croissant) en fonction du temps (de [63]).*

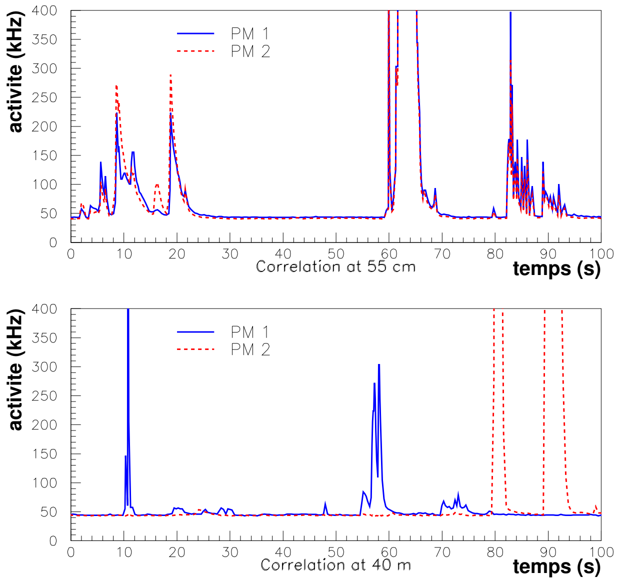


FIG. 3.5: *Taux de comptage enregistrés par deux modules optiques distants de 0.5 mètres (en haut) et de 40 mètres (en bas). La composante continue est toujours la même. Les pics d'activité importante ne sont vus simultanément que par les deux modules optiques proches (de [70]).*

3.1.4 Bruit de fond optique

Le taux du bruit de fond optique influence d'une part la logique du déclenchement, d'autre part l'électronique associée aux modules optiques. C'est pourquoi les distributions temporelles et spatiales de ce bruit de fond, et même leur corrélation avec les courants sous-marins, ont été étudiées. Une description détaillée de ces études se trouve dans [70]. Les derniers résultats de mesures sont décrits dans [71].

Des modules optiques équipés de photomultiplicateurs de 8 et 10 pouces ont été immergés pour des périodes allant de quelques heures à plusieurs mois. La figure 3.5 présente le taux de comptage enregistrés pour ces modules optiques en fonction de temps. On observe un bruit constant à un niveau inférieur à 40 kHz et quelques sursauts brefs d'activité importante jusqu'à plusieurs MHz. Le niveau constant varie entre 17 et 47 kHz durant des périodes de quelques heures. Cette variation est vue simultanement même par des photomultiplicateurs distants de 40 m. La contribution principale ($\sim$ 20 kHz, voir le paragraphe 4.2.3) provient de la désintégration du ^{40}K, qui existe naturellement dans le sel de la mer. Or la salinité de l'eau étant

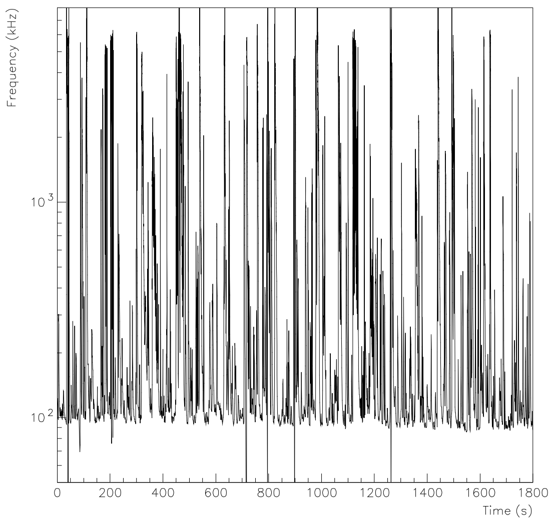


FIG. 3.6: *Taux de comptage enregistré dans une phase d'activité importante de bioluminescence (de [71]).*

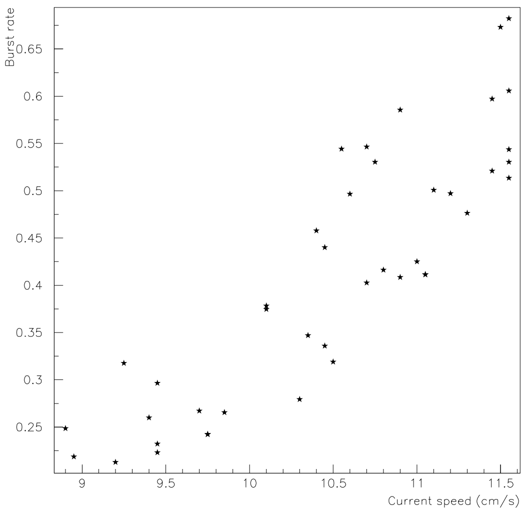


FIG. 3.7: *Corrélation entre l'activité de bioluminescence et la vitesse des courants sous-marins (de [71]).*

constante, on s'attend à un taux de bruit de fond stable. Les variations observées sur des périodes de quelques heures avec un taux de comptage d'une vingtaine de kHz sont attribuées à des colonies de bactéries. Les moments d'activité importante sont expliqués par la bioluminescence organique : des petits organismes qui, exités par le courant sous-marin passant autour des lignes, émettent de la lumière. Cette hypothèse est renforcée par la corrélation observée avec la vitesse des courants, montrée sur la figure 3.7. Au cours des dernières mesures, une phase de très haute activité de bioluminescence, accompagné des courants d'une vitesse moyenne de 7 cm/s, a été observée. La figure 3.6 montre le taux de comptage enregistré. À cause de la fréquence élévée des sursauts, le niveau constant de 50 kHz n'est plus atteint : les valeurs les plus basses sont comprises entre 100 et 150 kHz. Les sursauts de bioluminescence ne sont vus simultanement que par les photomultiplicateurs proches (distants de moins de 20 m). La durée des phases de grande activité est de 0,1 à 10 secondes et leur intensité peut monter jusqu'à 10^{11} photons. Leur taux varie aussi avec la saison. Afin de mieux comprendre tous les effets, des études plus approfondies sont encore en cours.

3.1.5 Ligne prototype

Une ligne prototype complète a été immergée en novembre 1999 à une profondeur de 1200 m au large de Marseille [72]. Pour la première fois, la connexion à une station cotière par un câble de transmission de puissance et de données a été réalisée. Le but principal de ce déploiement a été la vérification des procédures de déploiement d'une ligne et le test du système de positionnement acoustique.

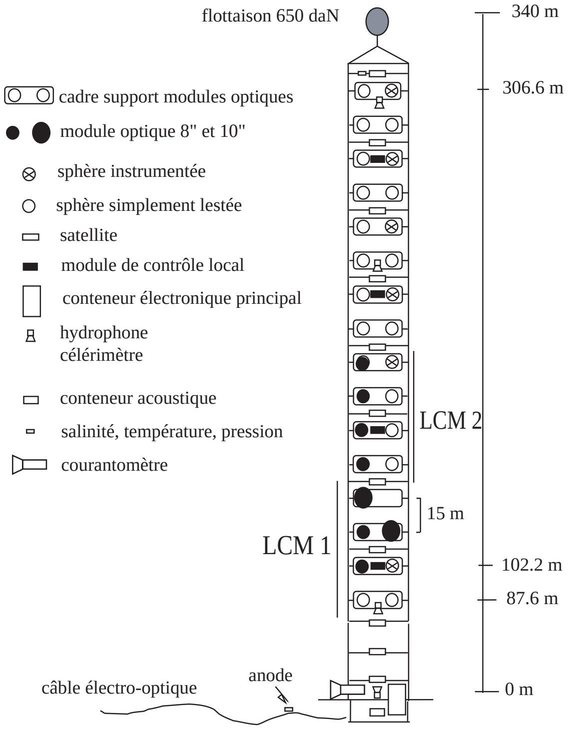


FIG. 3.8: *Schéma de la ligne démonstrateur (de [73]).*

Le prototype contenait plusieurs éléments de l'équipement final : les inclinomètres et compas pour étudier la forme de la ligne, le système de positionnement acoustique à l'aide d'émetteurs-récepteurs acoustiques de haute fréquence (distancemètres, transpondeurs) placés sur et autour de la ligne, ...
La ligne se composait de 16 étages, avec une distance de 14,6 m entre les étages. Chaque étage contenait deux sphères de verre, éloignées l'une de l'autre de 1,5 m. Huit de ces sphères étaient équipées de modules optiques, 6 autres d'instruments de positionnement, les 18 autres étaient vides. Leurs positions, ainsi que les autres éléments de la ligne, sont présentés sur la figure 3.8. Les 4 LCMs[4] contenaient l'électronique nécessaire pour contrôler 4 étages. Ils étaient connectés au conteneur d'électronique principal qui lui-même était connecté à la station côtière à l'aide d'un câble électro-optique de 37 km de longueur.

Les 8 photomultiplicateurs constituent un détecteur sensible d'environ 100 m

[4]en anglais : *Local Control Modules* = modules de contrôle local

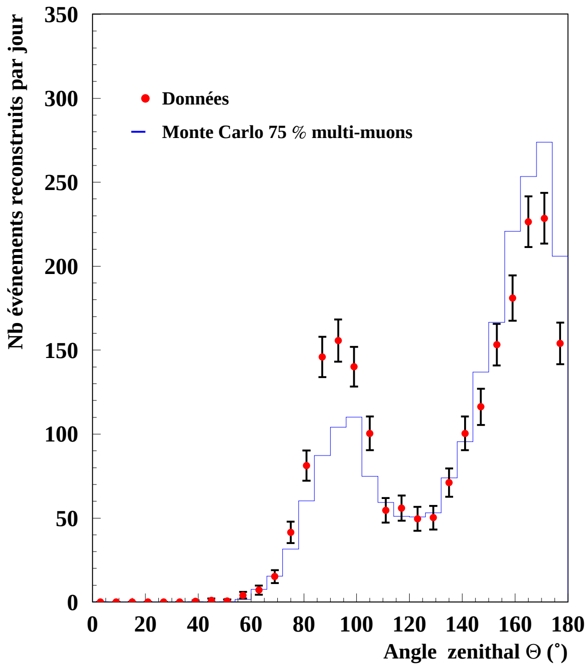


FIG. 3.9: *Distribution de l'angle zénithal des muons atmosphériques reconstruits avec la ligne prototype (points) et simulés (histogramme) (de [73]). L'accord entre les données et la simulation est relativement bonne.*

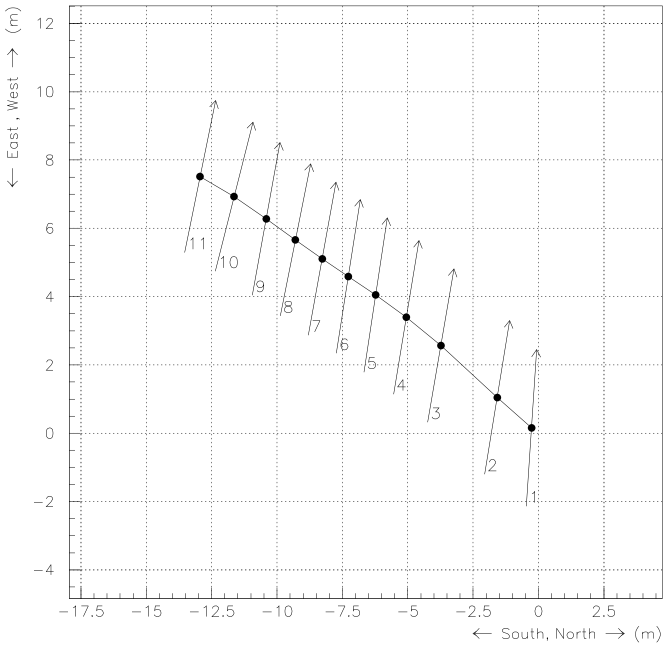


FIG. 3.10: *Vue de dessus de la ligne prototype reconstruite. Les points noirs montrent la position des inclinomètres reconstruits, les flèches indiquent la direction du champ magnétique mesuré (de [72]).*

de long. Leurs signaux sont envoyés vers LCM1 et LCM2, où ils sont multiplexés. Ensuite, les signaux analogiques (un par LCM) sont envoyés au conteneur d'électronique principal par un câble coaxial, et de là (par deux fibres optiques distinctes) à la station côtière. Les données ainsi obtenues permettent l'analyse des muons atmosphériques descendants (mono-muons et multi-muons). Les résultats, dont la distribution de l'angle zénithal des événements reconstruits qui est montrée sur la figure 3.9, sont présentés dans [73].
La surveillance de la déformation de la ligne était possible grâce aux inclinomètres et aux compas. La figure 3.10 montre un exemple de la reconstruction de l'inclinaison de la ligne. La précision de cette reconstruction est estimée inférieure à quelques dizaines de cm. La ligne apparaît peu déformée et stable, une information très importante pour le taux d'acquisition du contrôle de l'état du détecteur final.
Le déploiement de la ligne prototype a conclu la phase de R&D du projet ANTARES avec succès. Une nouvelle phase, celle de la construction du détecteur multi-ligne, a commencé. Dans la suite nous présenterons ce détecteur.

3.2 Détecteur proposé

L'environnement décrit au paragraphe 3.1 nécessite une attention particulière pour augmenter au maximum la fiabilité du détecteur. En effet, la réparation des composants sous-marins est très difficile en terme de temps et de coût. Afin d'éviter qu'ils tombent en panne, tous les éléments du détecteur doivent avoir un temps de vie supérieur à 10 ans. La conception du détecteur est alors contrainte par une réduction au minimum des composants actifs au fond de la mer, et par une limitation de la consommation en énergie de tous les composants.
Le détecteur proposé, montré sur la figure 3.11, est une matrice tri-dimensionelle de 1170 photomultiplicateurs, qui sont distribués sur treize lignes verticales. L'espace horizontal entre les lignes est de 60-80 m, selon la précision du contrôle de la pose des lignes qui sera finalement possible. Sur un rayon d'environ 0,1 km, les lignes sont arrangées dans une spirale, afin d'éviter une symétrie au cours de la reconstruction[5] [76]. Ce schéma est montré sur la figure 5.19.

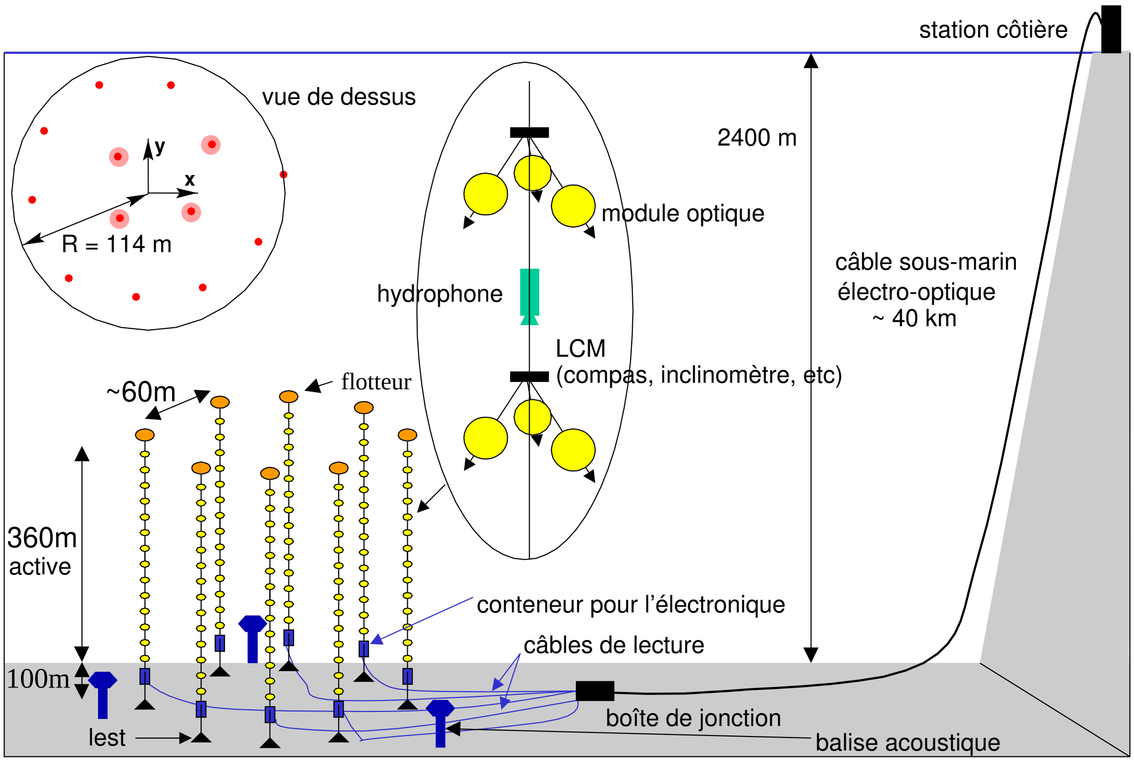


FIG. 3.11: *Schéma du détecteur proposé (de [75]).*

[5]Selon les dernières études, qui prennent en compte les déformations des lignes et les erreurs de positionnement, une symétrie de reconstruction est très improbable [74]. En conséquence, une géométrie qui simplifie le déploiment des lignes a été recommandée (voir le paragraphe 5.2.5).

La connexion des lignes indépendantes avec la boîte de jonction par un câble électro-optique est effectuée en utilisant un sous-marin. La boîte de jonction renferme des convertisseurs de puissance dans un bain d'huile pour distribuer une tension de 1000 V vers chaque ligne. De plus, elle contient de l'électronique pour le système de déclenchement et pour le multiplexage du réseau de transfert des données, du contrôle de l'état du détecteur et de la distribution d'horloge. La boîte de jonction est connectée à la station à terre par un câble électro-optique standard de télécommunication à 48 fibres optiques.
Les composants du détecteur sont décrits en détail dans les paragraphes suivants.

3.2.1 Les lignes

Les treize lignes du détecteur sont identiques. Chaque ligne est tenue au fond par une ancre, constituée d'une partie instrumentée récupérable et d'un socle perdable. Au pied de la ligne se trouve le système de connexion électronique entre la ligne et la boîte de jonction, l'émetteur pour le positionnement acoustique et le conteneur du module de contrôle de la ligne.
Une ligne se compose d'un câble électro-mécanique (un câble mécanique porteur équipé de câbles électriques et des fibre optiques), long d'environ 450 m, qui sert à l'inter-connexion électrique entre les étages et assure le support mécanique aux équipements. La ligne est équipée de trente étages à trois modules optiques. L'espace vertical entre les étages est de 12 m. La longueur de la partie équipée d'une ligne est donc de 348 m.
Un étage est equipé de trois modules optiques, un module de contrôle local et un inclinomètre-compas (pour le positionnement, paragraphe 3.2.6). Ils sont tenus dans un cadre en titane. Un conteneur abrite l'électronique lié à l'équipement acoustique, la lecture des photomultiplicateurs, le déclenchement, la distribution de puissance et d'horloge de référence, la ré-initialisation des signaux de l'électronique de façade, etc. ...
Une bouée située en haut assure la tension nécessaire pour tenir la ligne verticale. En cas de récupération de la ligne, celle-ci garantit une vitesse ascensionnelle d'environ 1 m/s.

3.2.2 Les modules optiques

L'unité principale du détecteur est le module optique (OM). Les OMs sont les 'yeux' du télescope, destinés à détecter la lumière Tcherenkov. La figure 3.12 en montre une vue schématique.

Un OM est équipé d'un photomultiplicateur (PM) et de l'électronique associée. L'ensemble est placé dans une sphère de verre afin de le protéger contre la pression

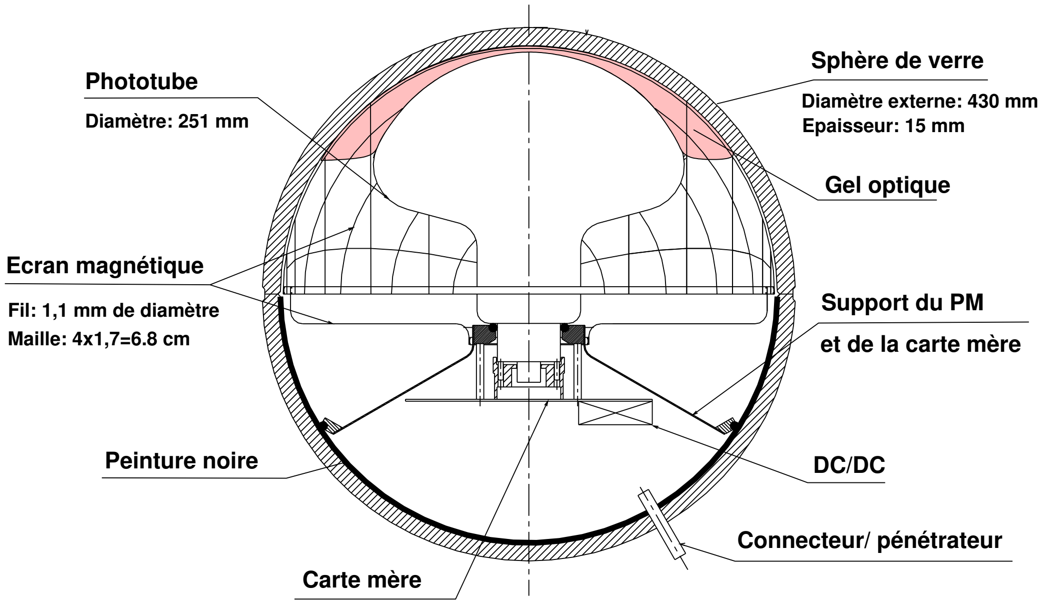


FIG. 3.12: *Schéma du module optique (de [75]).*

ambiante à 2400 m de profondeur. Le verre est très transparent, l'atténuation de la lumière bleue est inférieure à 2%. Chaque sphère protectrice d'un diamètre de 43 cm et d'une épaisseur de 15 mm est constituée en deux hémisphères. La surface intérieure de l'hémisphère à l'arrière du PM est couverte par une peinture noire. Cette peinture absorbe les photons Tcherenkov et permet ainsi de conserver la directionnalité de la lumière.
Un gel optique de silicone maintient en position le PM et assure un couplage optique avec le verre. Par le choix des matériaux, la réflexion de lumière à l'extérieur du OM est minimisée, puisque les indices de réfraction sont tels que $n_{eau} < n_{gel} < n_{verre}$.
Une cage métallique de fils minces de grande perméabilité permet le blindage du tube contre le champ magnétique terrestre. Sa forme assure une grande uniformité de la réponse du PM et son indépendance par rapport au pôle nord magnétique. De plus, elle minimise la fraction de lumière perdue par l'ombre de la cage.
Les photomultiplicateurs sont orientés vers le bas, à un angle de 45 degrés par rapport à la verticale. Il est prévu d'utiliser des PM d'un diamètre de 10 pouces[6] de *Hamamatsu*. Les paramètres, qui caractérisent un tel PM, sont les suivants :

- L'aire effective de la photocathode, $\mathcal{A}_{eff}$. C'est le produit de l'aire de détection par l'efficacité de collection, mesurée avec une LED bleue[7] collimée. L'aire

[6] 25 cm
[7] La longueur d'onde étant fixée, l'efficacité quantique est aussi fixée.

effective de la photocathode d'un PM de 10 pouces de *Hamamatsu* est de 440 cm^2.

- L'amplification des signaux de photoélectrons simples est caractérisée par le gain G. Un gain de $G > 5 \cdot 10^7$ est nécessaire en raison du bruit électronique, un gain maximal d'environ 10^9 a été mesuré.
- Le rapport entre pic et vallée, P/V, calculé à partir du spectre de charge observé pour des signaux de photoélectrons simples. Un exemple d'un tel spectre est visible sur la figure 3.13. Les PM de 10 pouces de *Hamamatsu* ont $P/V = 3 - 3,5$.
- La résolution temporelle du PM est caractérisée par la dispersion de temps de transit des photoélectrons, TTS. À cause d'imperfections de l'optique d'électrons, le temps de transit des photoélectrons entre la photocathode et la première dynode a une largeur mesurable. En considérant une distribution gaussienne, un écart-type $\sigma_{TTS} = 1{,}3$ ns pour les PM utilisés dans le détecteur final a été mesuré.

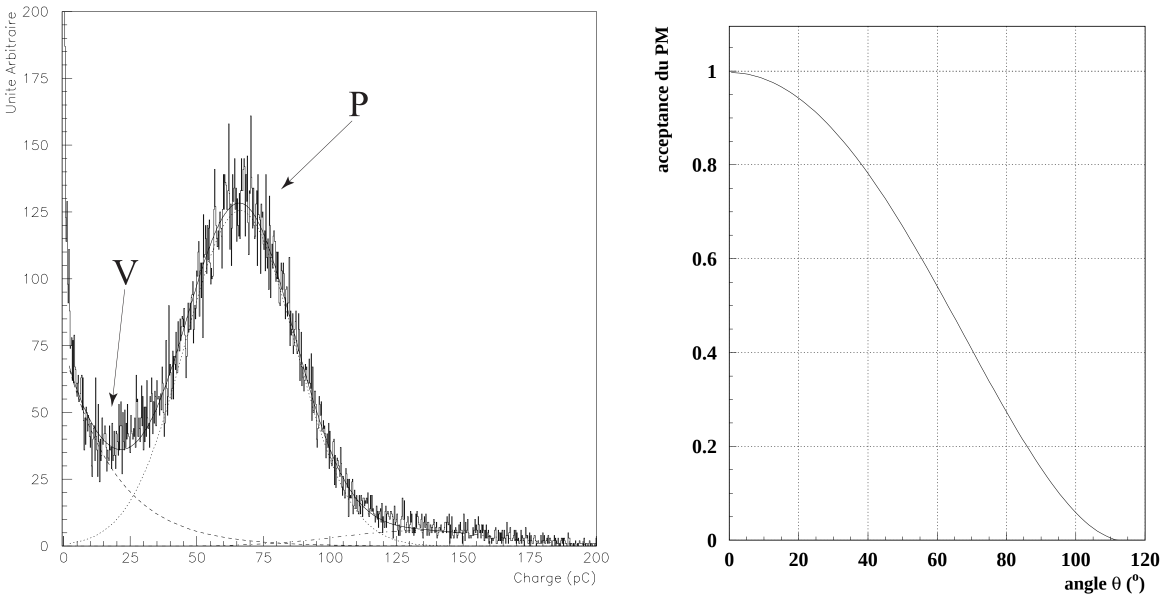


FIG. 3.13: *Spectre mesuré de photoélectrons simples (à gauche) et acceptance angulaire (à droite) d'un PM de 10 pouces de* Hamamatsu.

Le spectre de charge mesuré d'un PM (figure 3.13 à gauche) montre un pic clair du signal de 1 photoélectron à $\sim$ 65 pC (indiqué avec P). La valeur de la vallée V, le premier minimum de la distribution à $\sim$ 20 pC, correspond à 0,3 photoélectrons. Elle permet une séparation du bruit d'électronique du signal à 1 photoélectron. cette valeur est utilisée comme seuil du déclenchement, comme nous le verrons plus tard

(paragraphe 3.2.4).
L'acceptance angulaire d'un PM de 10 pouces est illustrée dans la figure 3.13 à droite. L'angle des PM indique que le détecteur proposé peut détecter la lumière provenant de l'hémisphère inférieur avec une grande efficacité et qu'une partie de la lumière provenant de l'hémisphère supérieur est détectée. Dans l'hémisphère inférieur, un recouvrement des régions visibles par chaque PM d'un étage permet l'application d'un déclenchement à base de coïncidences locales.

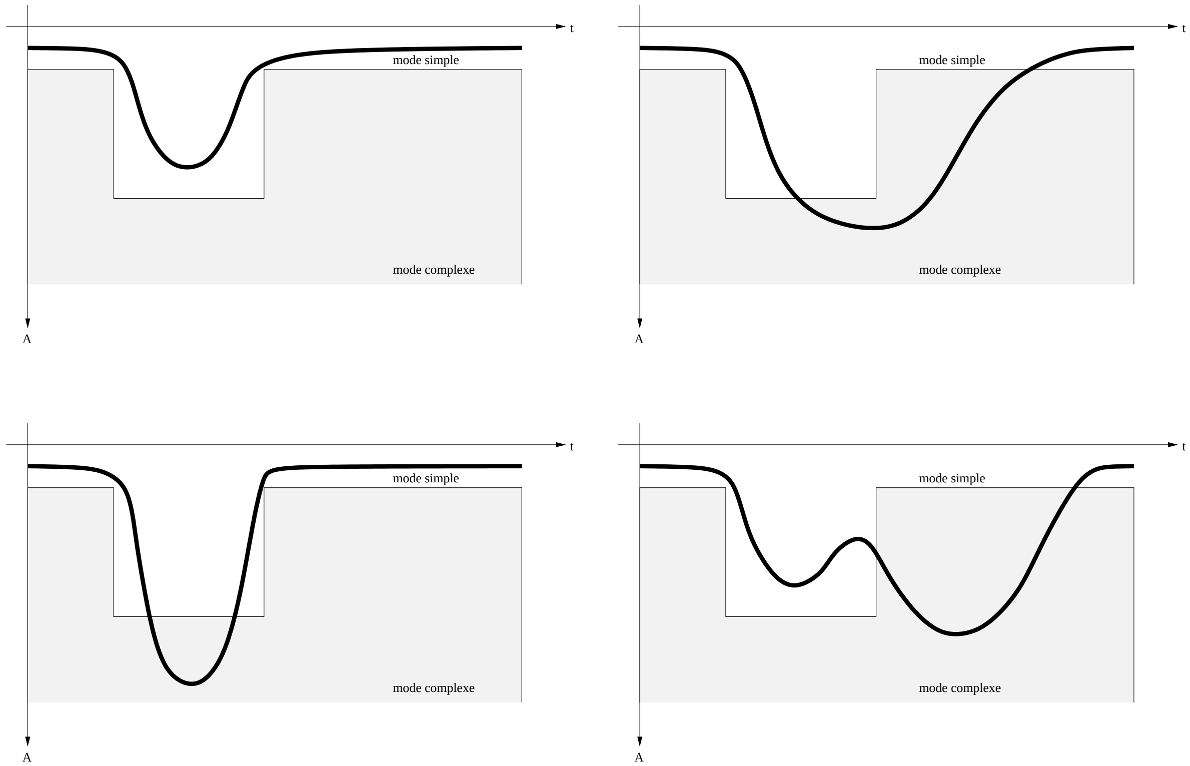


FIG. 3.14: *Discriminateur de la forme des signaux à l'aide d'un gabarit en temps t et en amplitude A (montré en gris). Si le signal est à l'intérieur du gabarit, il est traité en mode simple (en haut à gauche). Si le temps d'impulsion est très large (en haut à droite), l'amplitude est très grande (en bas à gauche) ou des impulsions multipes existent (en bas à droite), il est traité en mode complexe.*

3.2.3 Lecture des photomultiplicateurs

L'électronique associée à chaque PM est placée sur la carte mère dans le LCM. C'est la raison pour laquelle cette structure doit être petite et consommer peu de

puissance. Tous les besoins sont réalisés avec l'ARS[8], un circuit qui permet le traitement analogique des signaux des photomultiplicateurs et leur numérisation. Pour une description détaillée voir [77].
La fonction la plus importante de l'ARS est l'enregistrement du temps d'arrivée des impulsions le plus précis possible : la résolution temporelle demandée est inférieure à 0,5 ns. L'enregistrement du temps est basé sur la période de l'horloge générale du détecteur, qui est de 20 MHz. Un signal analogique numérisé (TVC[9]) donne le temps précis entre deux coups d'horloge (étiquetage, figure 3.15). Avec le passage du seuil en amplitude du signal d'anode, cet étiquetage est enregistré et le traitement des données commence. Toutes les impulsions au-dessus de ce seuil pré-défini (déclenchement niveau *L0*) sont gardées dans une mémoire tampon, dite *pipeline*, et passées au système d'acquisition des données après réception d'un second signal de déclenchement (niveau *L1* ou *L2*, voir le paragraphe suivant).

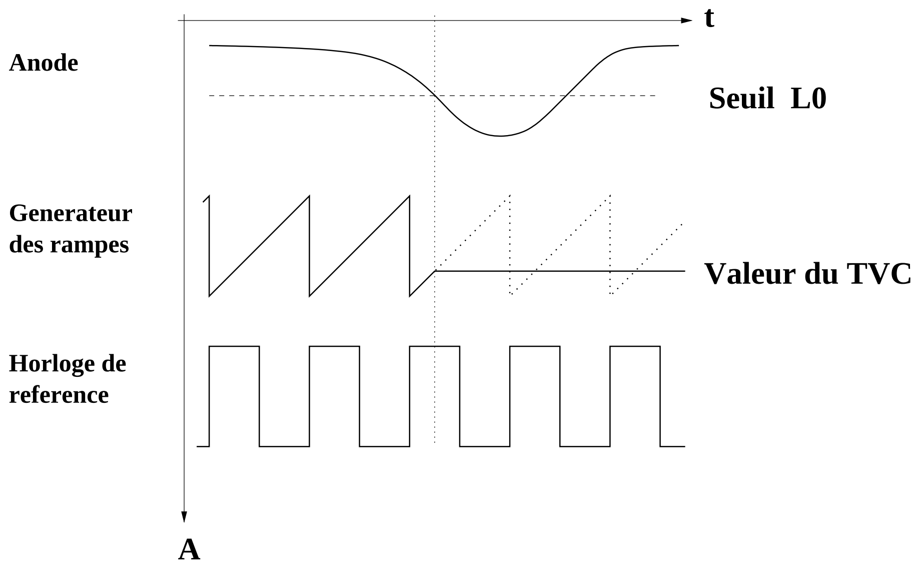


FIG. 3.15: *Principe de l'étiquetage à l'aide d'un TVC (d'après [77]).*

Il y a deux types de signaux différents. La plupart sont des simples photoélectrons produit par des désintégrations de potassium, dont la forme de l'impulsion est bien connue. Dans ce cas, seuls le temps d'arrivée et la charge sont enregistrés. Ce traitement rapide ($\sim 3,5\ \mu s$) ne produit que peu de données. Dans moins de 2% des cas, les signaux sont plus complexes[10] et, pour ne pas perdre d'informations, toute la forme du signal doit être numérisée. Dans ce cas, le temps de lecture est d'environ

[8] Analog Ring Sampler = circuit d'échantillonnage analogique
[9] Time Voltage Converter = convertisseur temps tension
[10] $\sim$ 50% des cas d'un muon traversant le détecteur

$\sim 250\ \mu s$. Les signaux complexes sont reconnus par le discriminateur PSD[11] qui applique sur chaque impulsion un gabarit en temps et en amplitude (figure 3.14). À l'intérieur du gabarit, les événements sont traités en mode simple et à l'extérieur, en mode complexe. Ces derniers événements sont échantillonnés avec une fréquence modulable entre 300 MHz et 1 GHz, et leur échantillonnage analogique est gardé dans 128 condensateurs (figure 3.16). Les 128 échantillons sont convertis individuellement en valeurs numériques.

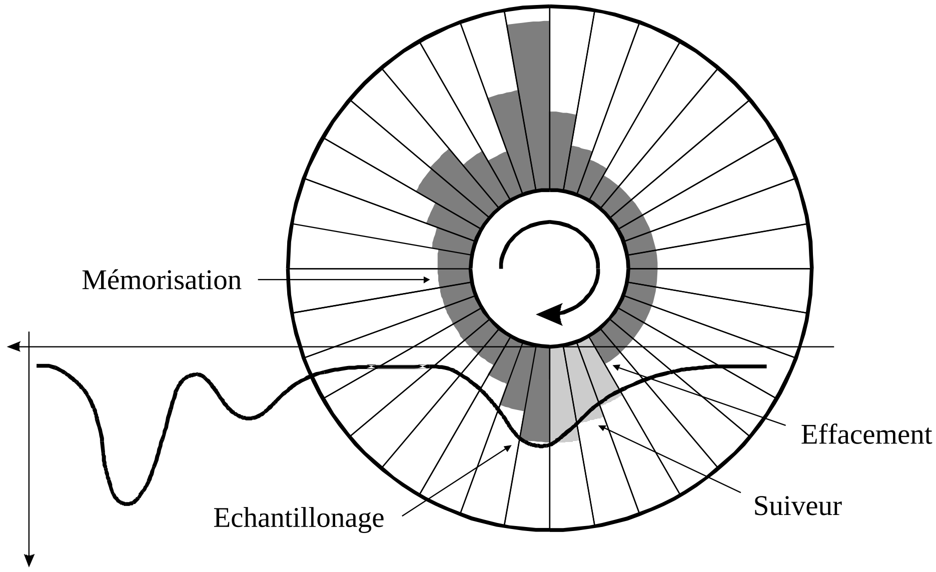


FIG. 3.16: *Illustration et exemple d'échantillonnage en anneau (de [77]).*

3.2.4 Déclenchement et Acquisition des données

Le déclenchement sert à sélectionner des événements intéressants, qui sont ensuite numérisés et transmis à la station à terre. L'objectif du système de déclenchement et d'acquisition des données d'ANTARES est de transmettre un maximum d'informations à la station cotière, où des traitements plus complexes peuvent éviter toute perte d'information physique. Un maximum de données utilisables garantit une haute efficacité d'analyse des signaux physiques. Elle assure également une analyse plus complète du bruit de fond et des effets systématiques. C'est pourquoi on souhaite un déclenchement flexible avec des exigences minimales pour la lecture du détecteur entier. L'utilisation de processeurs multifonction dans le conteneur

[11] Pulse Shape Discriminator = discriminateur de forme d'impulsion

électronique de chaque étage assure un système programmable et modifiable. Par exemple, les amplitudes des seuils du déclenchement peuvent ainsi être changées depuis la station côtière.

Le déclenchement proposé pour le détecteur ANTARES est un système local. Il est basé sur des conditions qui sont satisfaites par le passage d'une particule intéressante (le plus souvent un muon) quelque part le long de sa trace. Les éléments du déclenchement sont :

- des coups simples d'une amplitude supérieure à 0,3 photoélectrons[12] = SPE ;
- des coups simples de grande amplitude, par exemple supérieure à 1,5 photoélectrons[13] ;
- des *coïncidences* locales (deux sur trois PMs d'un étage sont touchés dans une fenêtre temporelle de 20 ns).

Des études de différentes possibilités de déclenchement ont été effectuées. Elles sont décrites dans l'annexe C. Le système de déclenchement final est basé sur trois niveaux différents (*L0, L1, L2*). Les SPE forment le niveau le plus bas (*L0*). Le niveau *L1* est formé à partir des coïncidences locales *ou* des coups simples de grande amplitude et provoque une demande de lecture de l'étage. Le niveau *L2* est construit de deux *L1* dans deux étages voisins et provoque la lecture intégrale du détecteur. La figure 3.17 montre le schéma de la logique du système de déclenchement.
Le volume des données à transmettre dépend du taux de déclenchement, du bruit de fond et de la proportion des événements complexes. Les flux attendus de données et les taux de système de déclenchement décrit ci-dessus sont résumés dans le tableau 3.2.

Taux de niveau L0 (par PM)	70 kHz
Taux de niveau L1 (par LCM)	14 kHz
Taux de niveau L2 (détecteur entier)	55 kHz
Taux total du déclenchement	69 kHz
Fraction d'événements complexes	1,4 %
Volume total des données par PM	1,4 Mb/s

TAB. 3.2: *Taux du système de déclenchement et volume des données pour un détecteur à 13 lignes avec des photomultiplicateurs de 10 pouces.*

[12] La valeur est choisie à partir du spectre des photomultiplicateurs utilisés (figure 3.13) : il correspond à la vallée V. Un seuil de valeur V permet un bon rejet du bruit d'électronique et l'intégration d'une grande partie du signal à 1 photoélectron.

[13] Cette valeur assure le rejet presque complet du signal à 1 photoélectron et permet en même temps l'intégration de la majeure partie du signal à ≥ 2 photoélectrons.

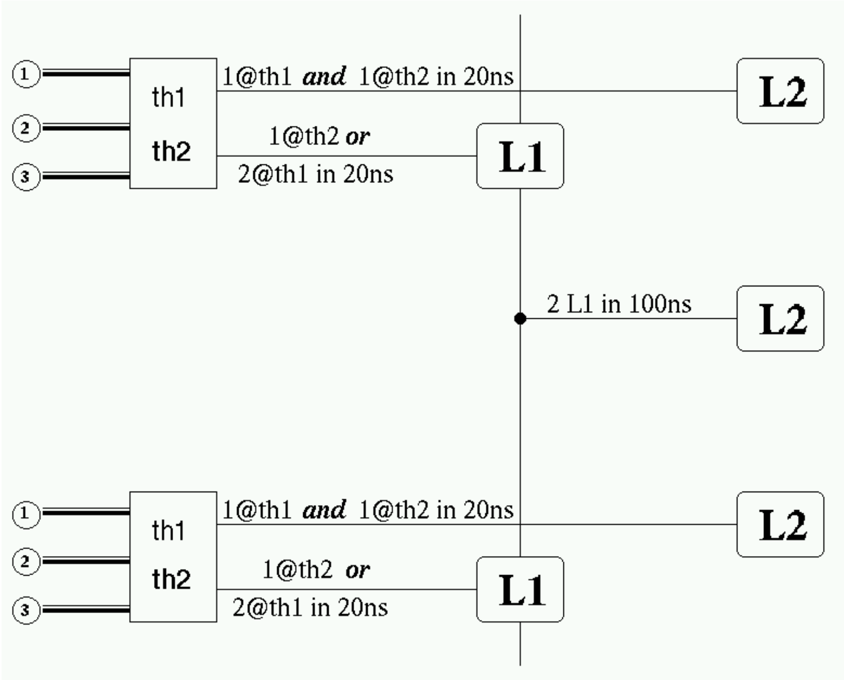


FIG. 3.17: *Schéma du déclenchement final, utilisant deux seuils en amplitude ($th1$ et $th2$).*

Un câble électro-optique d'une longueur de 40 kilomètres assure l'alimentation électrique du détecteur et la transmission des données à la station côtière. Les données arrivant par le câble sont filtrées afin de réduire la masse des données à une quantité raisonnable (quelques Hz) pour l'écriture sur bande et la construction des événements (event-building). L'application des filtres (un déclenchement *L3*) se fera à l'aide d'une ferme d'ordinateurs travaillant en parallèle, en testant l'accord des données avec différentes hypothèses de physique. Ainsi, les critères pour le déclenchement du niveau *L3* doivent être choisis de manière à permettre l'étude du spectre entier de la physique en question. Cela inclut, par exemple, la reconstruction des traces de muons d'un coté et des particules lentes (monopôles, ...) d'un autre. La possibilité d'un signal de déclenchement provenant de l'extérieur (d'un satellite, par exemple) pour la recherche de supernovae ou de sursauts gamma [73] est aussi étudiée.

3.2.5 Contrôle de l'état du détecteur

L'environnement sous-marin d'`ANTARES` nécessite un contrôle continu des paramètres du détecteur et de son étalonnage. Le contrôle de l'état du détecteur est prévu pour assurer :

– le contrôle de tous les sous-éléments du détecteur (modules optiques, dis-

tribution de puissance, instruments d'étalonnage, système d'acquisition des données, ...) ;
- la surveillance des paramètres du détecteur (tension, température, vitesse du courant, orientation des lignes, ...) ;
- la transmission des commandes de paramétrisation aux appareils programmables et l'exécution de ces commandes (par exemple la paramétrisation des ARS) ;
- la gestion de la base de données pour la configuration, l'enregistrement des erreurs et des données d'étalonnage ;
- ...

3.2.6 Les systèmes d'étalonnage temporel et de positionnement

Une bonne connaissance de la résolution temporelle σ_t du détecteur est très importante pour la précision angulaire d'ANTARES. La résolution en temps dépend du positionnement du détecteur et de l'étalonnage temporel :

$$\sigma_t^2 = \sigma_{posi}^2 + \sigma_{temp}^2 + \sigma_{TTS}^2 \,. \tag{3.3}$$

Les paragraphes suivants sont donc dédiés à la description des systèmes d'étalonnage temporel et de positionnement.

Positionnement

Le positionnement géométrique des éléments du détecteur, σ_{posi}, est basé sur des mesures acoustiques, des inclinomètres et des compas. Le positionnement permet ainsi d'obtenir une précision sur la position des photomultiplicateurs inférieure à 10 cm (correspondant à 0,5 ns).
Pour le positionnement relatif, chaque étage d'une ligne est équipé de deux inclinomètres et d'un compas. Ils permettent la reconstruction de la forme de la ligne, qui est déformée par les courants sous-marins, et de l'orientation des modules optiques. Un exemple de l'application de cette méthode à la reconstruction de la ligne prototype a été montré sur la figure 3.10.
De plus, un émetteur d'ondes acoustiques est installé au pied de chaque ligne, 4–5 m au-dessus du sol, et six récepteurs (hydrophones) sont rèpartis sur la ligne. Les hydrophones sont orientés vers le bas et reçoivent les signaux acoustiques des émetteurs des autres lignes. Le temps d'arrivée du signal de différents émetteurs permet de reconstruire la position des hydrophones par triangulation avec une précision d'environ 3 cm. La figure 3.18 montre un exemple des distances mesurées entre la ligne prototype et deux émetteurs diamétralement opposés ancrés à côté de la ligne.

Le positionnement absolu du détecteur est fait par triangulation de balises acoustiques fixées sur les pieds des lignes depuis un bateau équipé d'un récepteur DGPS[14]. Les pieds des lignes étant fixes, il suffit de le faire une seule fois après le déploiement des lignes. Une bonne connaissance du profil de la vitesse du son dans l'eau est, en revanche, nécessaire pour arriver à une précision de l'ordre du mètre.

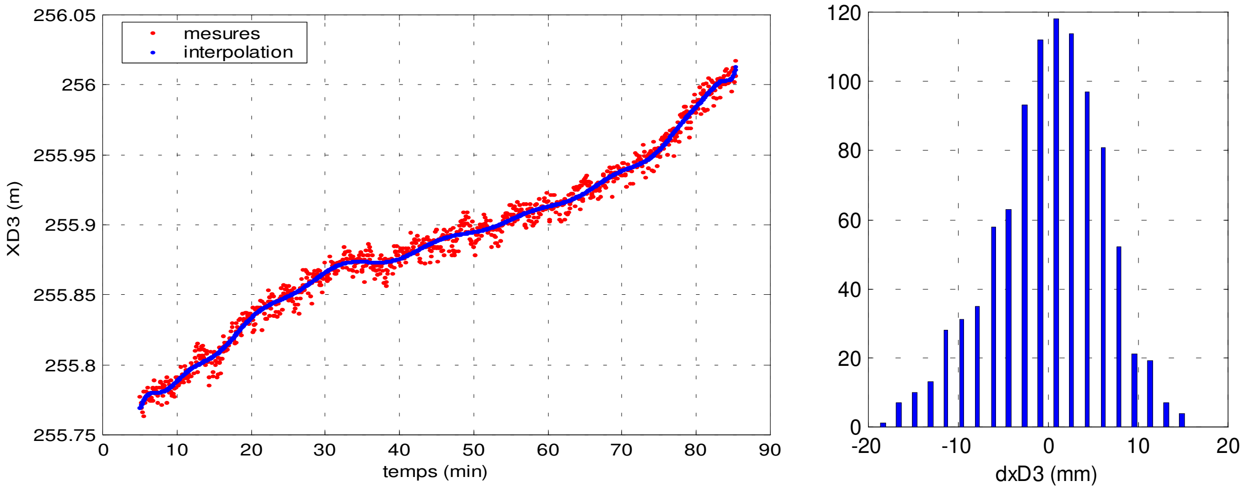


FIG. 3.18: *Exemple du positionnement acoustique : distances (à gauche) et résidus (à droite) mesurées entre des balises fixes et un hydrophone sur la ligne prototype (de [78]).*

Etalonnage en temps

L'étalonnage en temps des modules optiques, σ_{temp}, est obtenu par des mesures avec des sources pulsées de lumière intense. Ces sources, dites *balises optiques*, sont des cylindres de verres équipés d'une trentaine de LEDs bleues. Les impulsions de lumière intense provenant de chacune des quatres balises disposées le long de chaque ligne peuvent illuminer simultanément plusieurs étages de leurs lignes voisines. Les impulsions lumineuses ont une largeur de 4 ns et peuvent être reglées en intensité.
Le temps de transit du signal dans le module optique est calibré à l'aide d'une LED pulsée, installée dans chaque module optique, qui envoie une impulsion de lumière sur son propre photomultiplicateur. Le temps de l'impulsion est daté par l'horloge locale interne du détecteur, qui est synchronisée sur une horloge de référence[15]. Cette dernière est générée dans la station de contrôle et datée sur le Temps Universel par

[14]en anglais : *Differential Global Positioning System* = système différentiel de positionnement global
[15]en anglais : *on-shore Master Clock*

un récepteur GPS[16].
Le signal de l'horloge de référence est distribué à l'ensemble du détecteur. En mesurant le temps de propagation de l'horloge de référence entre la station terrestre et chaque module de contrôle local (LCM), les phases relatives de toutes les horloges locales du détecteur seront également étalonnées. Une précision inférieure à 0,5 ns peut ainsi être obtenue.
La précision de l'étalonnage peut être améliorée par la connaissance des paramètres océanographiques (la vitesse du son, la température et la salinité de l'eau, la direction et la vitesse des courants sous-marins), qui seront mesurés avec des appareils supplémentaires. Ceux-ci seront principalement installés sur une ligne d'instrumentation spécifique. Les balises optiques, ainsi qu'un laser vert fixé au fond de la ligne d'instrumentation, seront utilisés aussi pour d'autres mesures : des changements dans l'atténuation de lumière dans l'eau peuvent être détectés, puisqu'ils influencent la distribution des temps d'arrivée des photons Tcherenkov sur les modules optiques. Une surveillance à long terme permet aussi la détection d'un changement de l'efficacité des modules optiques à l'aide des balises optiques.

3.3 Installation du détecteur

Depuis l'été 1996, la collaboration ANTARES étudie la faisabilité de construction d'un télescope à neutrinos dans les profondeurs de la Méditerranée au large de Toulon. Dans la première phase de ce projet, les paramètres environnementaux ont été mesurés (voir paragraphe 3.1) et les technologies nécessaires pour la réussite d'un telle entreprise ont été developpées. Cette phase est maintenant terminée; l'étape suivante est la construction du détecteur décrit dans le paragraphe 3.2.
L'installation du détecteur sous-marin commencera avec les déploiements du câble électro-optique et de la boîte de jonction en 2001. Suivront, en 2002, la ligne d'instrumentation et une ligne-secteur prototype. Cette dernière, équipée de tous les instruments, mais contenant seulement 5 étages à la place de 30, servira à la vérification des concepts techniques du détecteur dans l'environnement final. Elle peut également aider à découvrir des problèmes avant la production en serie du détecteur entier. De plus, les procédures de déploiement et de récupération seront testées avec cette ligne-secteur. Après avoir démontré que tous les systèmes (distribution de puissance, prise de données, étalonnage et positionnement, contrôle lent, ...) fonctionnent comme prévu, la ligne-secteur sera récupérée et la construction du détecteur final commencera.
Les deux premières lignes du détecteur final seront installées en 2003, suivies de 8 autres lignes jusqu'à la fin de 2004. À présent, l'installation de 4 lignes supplémentaires est envisagée. La configuration finale se composera donc d'environ 1000

[16]en anglais : *Global Positioning System* = système de positionnement global

photomultiplicateurs répartis sur au moins 10 lignes, et d'une ligne d'instrumentation. Les premières données prises avec cette configuration sont attendues à partir de 2005.

Deuxième partie

La résolution angulaire d'ANTARES

Chapitre 4

Les Outils de simulation

Afin d'évaluer et optimiser les performances que l'on peut atteindre avec un télescope à neutrinos, des simulations informatiques divers sont necessaires. Un autre objectif des simulations est de développer les algorithmes de reconstruction et de sélection. Pour cela il est inévitable de simuler un grand nombre d'événements physiques en reproduisant le plus fidèlement les flux et spectres attendus, les interactions des particules sur leur chemin vers le détecteur, les caractéristiques du détecteur et les effets de l'électronique, du déclenchement et de l'acquisition des données.
Au cours de ce chapitre nous présenterons les outils de simulation développés pour l'expérience ANTARES dans le cadre de différents thèmes de physique. Afin de toujours inclure les toutes dernières mesures, corrections et améliorations informatiques, ces outils sont en développement permanent. Pour conséquent, la déscription suivante ne peut que donner une vue instantanée de l'état de développement au moment de l'écriture de ce manuscript de thèse.

4.1 Génération des événements

Différents générateurs existent pour la simulation de la vérité Monte-Carlo des divers processus physiques. Pour les hautes énergies considérées ici, des événements non-contenus sont engendrés sur la surface d'une canette cylindrique, qui entoure le détecteur, comme le montre la figure 4.1. Afin de ne pas biaiser le déclenchement et la reconstruction de muons (de préférence de haute énergie), qui, bien que passant loin du détecteur, donnent des coups dans le détecteur, ses dimensions ont été choisies suffisamment grandes : toutes ses extensions dépassent celles du détecteur de 140 m, ce qui correspond à $2.5L_{abs}$.
Les interactions profondément inélastiques par courant chargé de neutrinos ont été simulées avec GEMINI [79]. Ce programme engendre les distributions cinématiques de l'interaction du neutrino et prend en compte l'absorption dans la Terre et les

pertes d'énergie du muon. Les événements sont engendrés avec des distributions plates en logarithme d'énergie et en cosinus de l'angle d'incidence.
Pour les signaux (les neutrinos ascendants de sources astrophysiques) des poids selon les flux théoriques prédits ont été appliqués. Pour le bruit de fond principal (provenant des neutrinos atmosphériques, produits par interaction des rayons cosmiques dans l'atmosphère) un poids selon le flux de Volkova [41] a été pris en compte.
Les muons descendants (mono-muons), provenant aussi des interactions des rayons cosmiques, sont engendrés avec GENTRA [80] sur la surface de la canette. Puis, un poids correspondant au flux d'Okada [81] a été appliqué. Le programme GEM [82] inclut déjà le flux d'Okada et présente une alternative à l'utilisation de GENTRA.

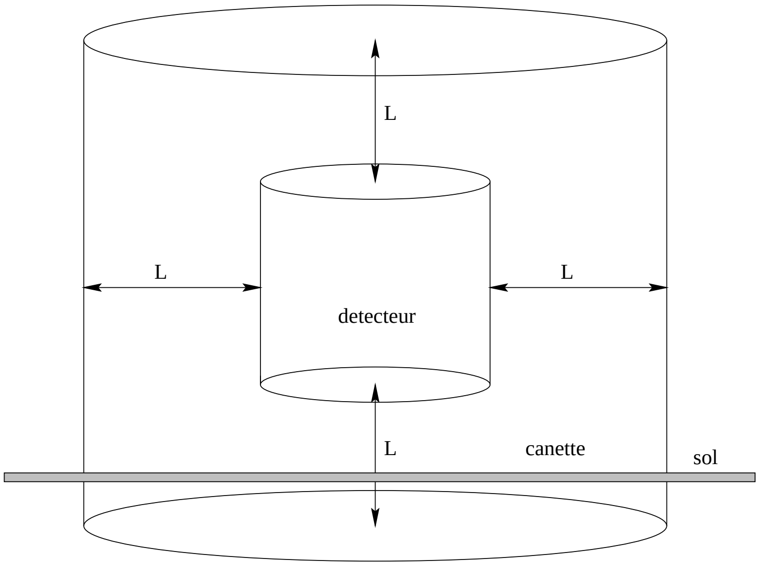


FIG. 4.1: *Schéma de la canette utilisée pour la génération des événements. La distance L est de* $2.5\, L_{abs} = 140$ *m.*

4.2 Simulation du détecteur

La simulation du détecteur inclut :

- la propagation des muons dans le volume actif du détecteur ;
- la génération et le transport de la lumière Tcherenkov jusqu'à la photocathode du photomultiplicateur ;
- la simulation de l'électronique depuis la photocathode jusqu'au niveau de la numérisation.

Pour la simulation de la réponse du détecteur aux différents types de physique, deux[1] programmes distincts existent : GEAGMU [83] (une version pour haute énergie de GEASIM [84]) et KM3 [85]. Les différences principales entre ces deux programmes sont résumées dans le tableau 4.1. Les études (voir l'annexe D) ont montré que les deux programmes donnent à peu près les mêmes résultats, même si la façon de simuler la lumière Tcherenkov est différente.
Les paragraphes suivants décrivent en détail les techniques de simulation utilisées.

	KM3	GEAGMU
Diffusion de lumière	+	−
Paramétrisation du champ de photons	+	−
Simulation des hadrons	−	+
Paramétrisation des gerbes	−	+
Corrections des sections efficaces pour très hautes énergies	−	+

TAB. 4.1: *Différences entre les programmes de simulation du détecteur KM3 et GEAGMU (+ : existe ; - : n'existe pas).*

4.2.1 Détecteur utilisé

Le détecteur utilisé pour les études suivantes a été décrit dans le chapitre 3.2. Il a un volume cylindrique d'un rayon de 115 m et une hauteur de 350 m. Sa masse est de 14400 kt et sa surface géométrique de 0,077 km^2. Il a été engendré avec GENDET [86]. Le détecteur est idéal[2], c'est-à-dire que les déformations induites par les courants sous-marins, comme l'extension des lignes due à la tension des câbles et les erreurs d'alignement en temps et en position ne sont pas prises en compte. De plus, un étalonnage temporel parfait au niveau de l'électronique et des câbles a été simulé. Ce n'est qu'au niveau des photomultiplicateurs (d'une taille de 10 pouces avec une aire de 440 cm^2) qu'une dispersion du temps de transit de $\sigma_{TTS} = 1,3$ ns a été introduite[3].

4.2.2 Simulation des muons et de la lumière Tcherenkov

Dans GEAGMU, les muons, qui traversent le détecteur, sont suivis pas à pas avec GEANT 3.21 [87]. La lumière des particules secondaires est paramétrisée pour des

[1] Après une comparaison avec d'autres programmes, qui est décrite dans l'annexe D, ces deux programmes ont été sélectionnés, parce qu'ils semblaient les plus convaincants.

[2] le fichier du détecteur se trouve dans $ANTARES/DETECTOR/d02_c00_s00.det

[3] ce qui correspond à σ_{TTS} mesurée à la tension nominale

énergies au-dessus de 0,5 GeV. Des gerbes hadroniques, qui sont simulées seulement dans GEAGMU, donnent jusqu'à 50% de la lumière, mais les fluctuations sont très grandes. Des particules d'une énergie moins importante sont prises en compte en augmentant la lumière Tcherenkov émise par le muon[4]. Pour la distribution angulaire longitudinale des photons Tcherenkov initiés par des cascades électromagnétiques et hadroniques, la paramétrisation donnée dans [88] est utilisée. Selon la longueur d'onde, les paramètres d'atténuation de l'eau et des photomultiplicateurs changent. Cette dépendance a été considérée (figure 4.3). Les effets d'absorption sont aussi inclus dans GEAGMU.

Dans KM3, la propagation des muons dans l'eau est faite avec une version spéciale de MUSIC [89]. Si les pertes d'énergie du muon par unité de longueur sont supérieures aux pertes d'une particule au minimum d'ionisation[5], une gerbe électromagnétique est créée. La génération de la lumière Tcherenkov est faite avec une simulation complète dans GEANT, qui prend en compte la lumière des particules secondaires. La propagation des photons Tcherenkov, qui tient compte de l'absorption et de la diffusion[6], donne un champ de photons. À partir de ce champ, des distributions de probabilité[7] de l'arrivé des coups directs (non diffusés) et indirects (diffusés) sur les modules optiques sont calculées.

4.2.3 Simulation du bruit de fond optique

Le potassium est un ingrédient du sel de mer. Son isotope instable ^{40}K avec une concentration de 0,0117%, représente environ $0,4$ kg/m^3. Son demi temps de vie est de $1,28 \cdot 10^9$ années et le nombre de désintégrations par mètre-cube (une sorte d'activité) peut être déduite de la salinité S par la relation suivante :

$$A = S \cdot 3,58 \cdot 10^5 \cdot \mathrm{Bq/m^3}\ . \tag{4.1}$$

Pour le site d'**ANTARES**, avec une salinité constante[8] de S=38,44 $^o/_{oo}$, l'activité est donc $A_{\mathtt{ANTARES}} = 13765$ Bq/m^3, ce qui donne un taux de comptage de (26 ± 5) kHz [90] pour des photomultiplicateurs de 10 pouces.

L'isotope ^{40}K a deux canaux de désintégration :

- $^{40}K \rightarrow ^{40} Ca + \beta^- + \nu_e$
- $^{40}K + e^- \rightarrow ^{40} Ar^* + \nu_e$ suivi par $^{40}Ar^* \rightarrow ^{40} Ar + \gamma$

[4]La parametrisation utilisée est : $+18\% + log(E_\mu(\mathrm{GeV}))$.

[5]en anglais : *Minimal Ionising Particule* = MIP

[6]Une modélisation de la diffusion, telle qu'elle est appliquée dans les simulations se trouve dans l'annexe B.

[7]en anglais : *averaged high-statistics optical module hit distributions*

[8]Les mesures n'ont montré aucune variation saisonnière.

La désintégration β^- a une probabilité de 89,3%. Pour 84% de toutes les désintégrations au moins un photon Tcherenkov est produit, la plupart (98%) donnant un signal au niveau de simples photoélectrons (SPE) [91]. L'amplitude est, de toutes façons, toujour inférieure à 3 photoélectrons.
Les sphères de verre protectrices des photomultiplicateurs représentent elles aussi une source de potassium. Avec un poids de 25.4 kg elles contiennent 0.8-1.6 kg potassium, correspondant à une quantité de $2-4$ m^3 d'eau. Pourtant, leur contribution au bruit total ne devient importante qu'à hauts seuils (2-3 photoélectrons) : pour les photomultiplicateurs de 10 pouces, le taux de comptage dû au potassium dans les sphères est inférieure à 2 kHz. Grâce à la disposition des 3 photomultiplicateurs dans le détecteur final, les sphères ne contribuent pas du tout aux taux des coïncidences locales.
Pour les simulations, un taux de bruit de fond optique de 60 kHz a été pris en compte. Cette valeur inclut le taux du bruit optique mesuré ($\sim$ 40 kHz ; voir le paragraphe 3.1.4) et une correction pour la bioluminescence [92].

4.2.4 Simulation des modules optiques

Le temps et l'amplitude des impulsions correspondant à un événement sont simulés pour chaque module optique. Dans la simulation, les coups du bruit de fond optique et le *gain* du photomultiplicateur (décrit dans le paragraphe 3.2.2) sont considérés. Les effets de l'efficacité de collection et d'ombre de la cage métallique sont aussi pris en compte, comme la dépendance en longueur d'onde de la transmissivité des sphères, du gel et de l'eau ainsi que l'efficacité quantique des phototubes (montrée sur la figure 4.3). L'acceptance du photomultiplicateur utilisée dans les simulations a été montrée dans la figure 3.13.

Le temps d'arrivée de la lumière Tcherenkov [9] au module optique est

$$t_i^{Tcherenkov} = t_0 + \frac{1}{c'}(L_i + d_i \tan\theta_c) \ . \tag{4.2}$$

θ_c est l'angle Tcherenkov, t_0 le temps à un point de référence, d_i et L_i sont définis sur la figure 4.2. La précision en $t_i^{Tcherenkov}$ est affectée par la résolution temporelle du photomultiplicateur (σ_{TTS}), les erreurs de positionnement et la diffusion, ce qui donne le temps enregistré t_i de l'impulsion. Les photons des particules secondaires sont détectés avec une distribution de temps d'arrivée diminuant exponentiellement comparée à $t_i^{Tcherenkov}$. Les photons du bruit de fond optique arrivent avec des temps aléatoires. Un exemple d'une telle distribution des temps d'arrivée des photons a été montré sur la figure 3.3.

[9] La version la plus récente, qui n'a pas été utilisée dans ce travail de thèse, inclut l'effet de la vitesse de groupe, qui prend en compte que $c' = v \cdot \cos\theta$ n'est plus valable. La formule 4.2 devient ainsi $t_i^{Tcherenkov} = t_0 + \frac{1}{c'}(L_i - d_i \cot\theta_c) + \frac{d_i}{v \sin\theta}$.

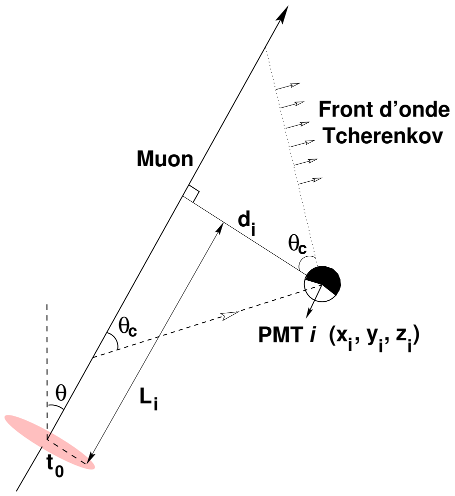


FIG. 4.2: *Définition des notations pour le calcul du temps Tcherenkov.*

Le nombre de photons Tcherenkov émis par un muon par unité de longueur a été calculé dans la formule 2.26. Pour les longueurs d'onde entre 300 et 600 nm, 350 photons sont émis par cm, 50% entre 300 et 400 nm, 30% entre 400 et 500 nm et seulement 20% entre 500 et 600 nm. La fenêtre d'integration est simplement limitée par les propriétés des modules optiques : au-dessous de 300 nm la transmission des sphères de verre utilisées devient trop faible (figure 4.3 (a)), au-dessus de 600 nm l'efficacité quantique des photomultiplicateurs tombe rapidement (figure 4.3 (d)).
Le nombre de photons vus par un photomultiplicateur est calculé par la formule

$$\frac{d^2N_\gamma}{dx d\lambda} = \mathcal{A}_{eff}\ f(\theta) \int N_0(\lambda)\ T(\lambda)\ \epsilon(\lambda)\ \exp\left(-\frac{L}{L_{eff}(\lambda)}\right) d\lambda\ . \tag{4.3}$$

En comparant avec la formule 2.25, quelques facteurs de correction sont appliqués (voir aussi figure 4.3) :

- $\mathcal{A}_{eff} = A_{cathode} \cdot \epsilon_c \cdot s_s$ est la surface effective de la photocathode, qui prend en compte l'efficacité de collection ϵ_c des photoélectrons et l'effet d'ombre s_s de la cage métallique qui entoure le photomultiplicateur ;
- $f(\theta) \sim \theta$ tient compte de l'angle d'incidence du photon ;
- $N_0(\lambda) = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \sin^2\theta_c$;
- $T(\lambda)$ est le coefficient de transmission du verre de la sphère et du gel avec lequel les photomultiplicateurs sont collés dans la sphère ;
- $\epsilon(\lambda)$ est l'efficacité quantique des photomultiplicateurs ;
- le facteur exponentiel tient compte de l'atténuation : L est la distance parcourue par le photon et $L_{eff} = 55$ m est la longueur d'absorption maximale dans l'eau.

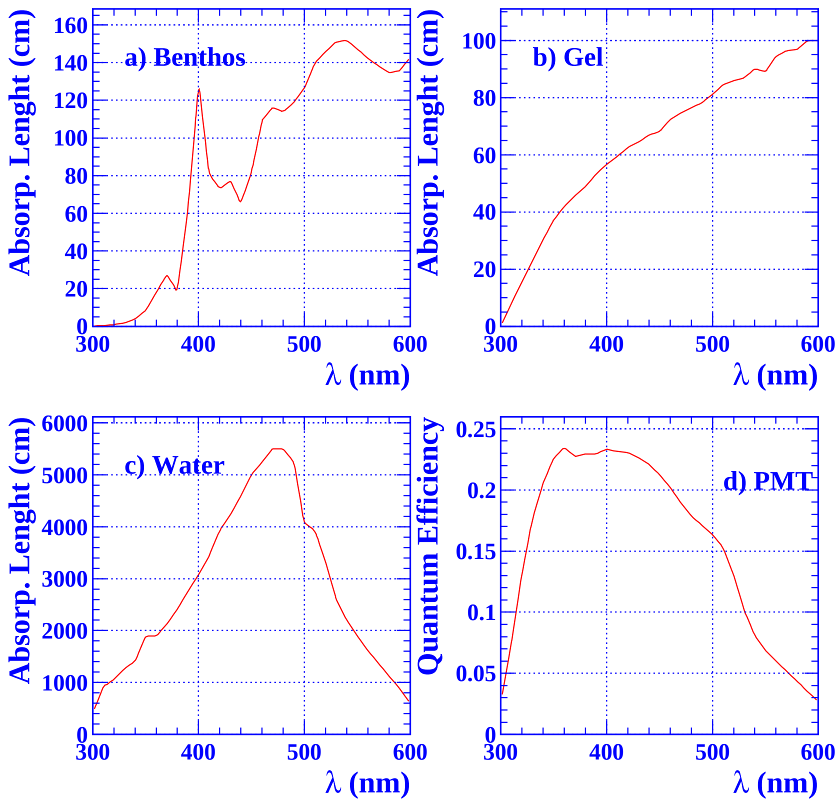


FIG. 4.3: *Longueurs d'atténuation de (a) la sphère de verre, (b) du gel de silicone et (c) de l'eau de mer ; (d) montre l'efficacité quantique des photomultiplicateurs de HAMAMATSU.*

4.2.5 Simulation de l'électronique

L'ARS, décrit au paragraphe 3.2.3, est simulé dans tous les programmes de simulation, mais seul le mode simple est pris en compte. Le mode complexe, encore en phase d'étude, est néanmoins très important parce que d'une part il récupère les informations perdues par l'approximation du mode simple, d'autre part il peut aider à rejeter des événements de multi-muons par enregistrement d'impulsions multiples, qui seraient facilement reconnues dans une analyse ultérieure.

La simulation d'ARS considère deux ARS par photomultiplicateur, chacun avec un temps d'intégration de 25 ns suivi d'un temps mort de 250 ns. Pour un coup arrivant sur un photomultiplicateur, le temps et l'amplitude sont enregistrés, si au moins un des deux ARS n'est pas en temps mort au moment de l'arrivée du coup. L'amplitude de chaque coup arrivant pendant le temps d'intégration d'un ARS est sommée. Si un

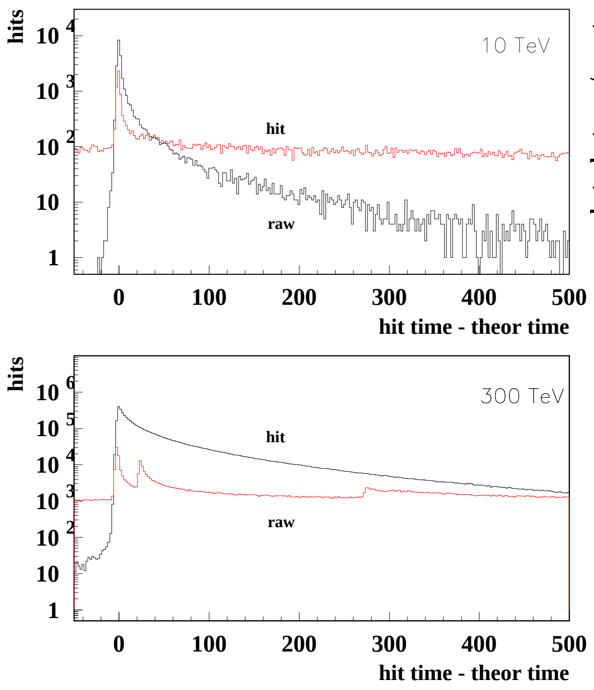


FIG. 4.4: *Temps d'arrivée pour les coups provenant de la trace d'un muon (courbe 'hit') et pour tous les coups (y compris les coups du bruit de fond optique) enrégistré par l'ARS (courbe 'raw') pour deux énergies différentes.*

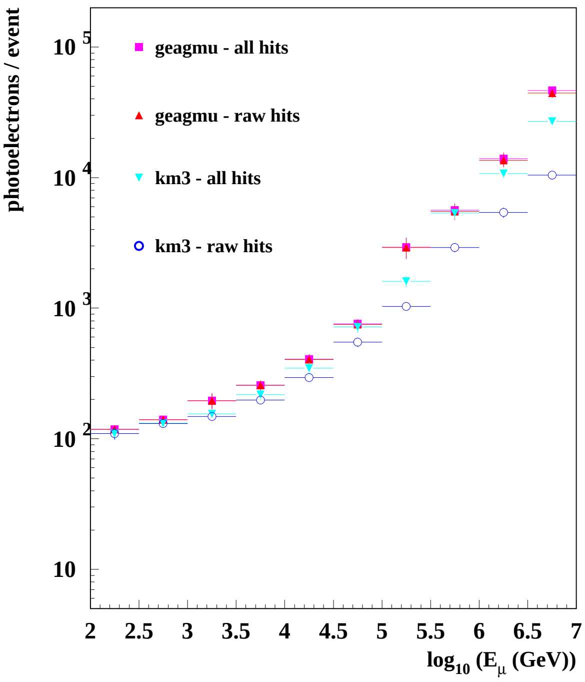


FIG. 4.5: *Quantité de lumière (en photoélectrons) détectée dépendant de l'énergie de muon pour les programmes de simulation GEAGMU et KM3, avec ('raw hits') et sans ('all hits') simulation de l'ARS.*

coup arrive pendant que le premier ARS est en temps mort, il est traité par l'autre ARS. Si celui-ci est aussi en temps mort, le signal est ignoré. La figure 4.4 montre ce mécanisme d'enregistrement :

- Un muon d'une énergie relativement basse donne seulement quelques coups au-dessus du niveau du bruit optique. Un ARS suffit à intégrer tous les coups.
- Un muon d'une énergie plus élévée donne tellement de coups, qu'après le temps d'intégration du premier ARS (premier pic, 0-25 ns) le deuxième commence à intégrer (deuxième pic, 25-50 ns). Ensuite, les deux sont inactifs (niveau constant de 250 ns). Ils recommencent à intégrer (petits pics à 275 ns et 300 ns) jusqu'à ce que le niveau de base du bruit optique soit atteint.

La figure 4.5 montre que la quantité de lumière détectée est presque constante avec ou sans simulation de l'ARS, c'est-à-dire que les pertes dues à l'ARS sont négligeables.

4.2.6 Simulation du système du déclenchement

Une étude du déclenchement est présentée dans l'annexe C. D'autres études sont en cours [92], spécialement en combinaison avec la simulation de l'électronique, qui a été décrite dans le paragraphe précédent. Pour cette raison, une intégration dans la chaîne de simulation standard n'est pas faite pour le moment.

4.3 Reconstruction de la trace

Les événements, auxquels nous nous intéressons, sont les événements non-contenus d'énergies supérieures à quelques centaines de GeV. Afin de reconstruire la trace du muon, une procédure d'ajustement[10] en cinq dimensions a été utilisée [93]. L'ajustement est obtenu par la maximisation d'une fonction de vraisemblance, voir le paragraphe 4.3.3. Un bon point de départ, qui est obtenu par un *pré-ajustement* (décrit dans le paragraphe 4.3.1), est nécessaire pour un résultat satisfaisant. Le pré-ajustement doit être stable et non-biaisé : ses erreurs, définies comme différences des paramètres du pré-ajustement et des paramètres de la trace vraie, doivent être symétriques et centrées autour de zéro. La procédure d'ajustement offre, avec les cinq paramètres de la trace reconstruite, des estimations d'erreurs de paramètres, qui peuvent être utilisées dans une sélection afin de réduire le nombre des événements mal reconstruits.
La reconstruction est compliquée par la présence de coups du bruit de fond optique. Afin de réduire son influence, seules les coïncidences entre modules optiques voisins sont pris en compte dans le pré-ajustement et dans la reconstruction seuls les coups d'une amplitude supérieure à 0,5 photoélectrons sont utilisés. Une description détaillée du programme de reconstruction RECO se trouve dans [94].
Avant qu'un événement soit envoyé à la reconstruction de la trace, on vérifie, si l'événement satisfait des *conditions minimales*, qui rendent possible sa reconstruction. Un muon peut être reconstruit, si au moins cinq coups sur cinq modules optiques différents ont été enregistrés. Nous demandons donc six coups sur cinq modules optiques différents dans ces conditions. De plus, les coups doivent toucher au moins deux lignes différentes, pour qu'une reconstruction en trois dimensions soit possible. Ensuite, l'hypothèse d'un événement sphérique[11] (c'est-à-dire une gerbe sans trace) est testée avec tous les coups. Les trois niveaux de la reconstruction de la trace seront expliqués dans les paragraphes suivants.

[10]en anglais : *track fit*
[11]en anglais : *sphere fit*

4.3.1 Pré-ajustement

Un muon de haute énergie traverse le détecteur entier, parce que son libre parcours moyen est supérieur aux dimensions du détecteur. La distance des coups à la trace est faible par rapport à la longueur de la trace. Les coups sur les photomultiplicateurs sont donc proches de la trace et dans le pré-ajustement, il est considéré, qu'ils sont distribués le long de la trace[12].
Pour un muon, qui passe le point $\vec{x}_0$ au temps t_0, la probabilité χ^2 qu'un photomultiplicateur au point $\vec{x}_i$ ait un coup au temps t_i est

$$\chi_i^2 = (\vec{x}_i - \vec{x}_0 - \vec{v}(t_i - t_0)) \;, \tag{4.4}$$

où la vitesse $\vec{v}$ de la trace est un paramètre libre. La minimisation du χ^2 global de tous les photomultiplicateurs touchés,

$$\chi^2 = \sum_i \chi_i^2 \;, \tag{4.5}$$

un système linéaire, permet la détermination de $\vec{x}_0$ et de la direction de la trace, comme de la vitesse $\vec{v}$. Le pré-ajustement utilise seulement les coups en coïncidence, afin de réduire l'influence du bruit de fond optique au minimum.

4.3.2 Sélection des coups pour l'ajustement

Après le pré-ajustement, tous les coups d'un événement sont testés pour leur compatibilité avec la trace du pré-ajustement. Une compatibilité est assurée, si les conditions suivantes sont satisfaites :

- La différence temporelle Δt entre un coup venant d'un photon Tcherenkov rayonné par la trace pré-ajustée t_{prefit} et le coup enregistré t_i remplit la condition $\Delta t = t_{prefit} - t_i \in [-100\text{ns}, 50\text{ns}]$.
- La distance estimée d d'un photon Tcherenkov, qui a été rayonné par la trace pré-ajustée et donne le coup enrégistré, remplit la condition $d < 100$m.
- Parmi les coups sélectionnés avec les deux conditions précédentes, il y a au moins 5 qui sont en causalité avec les autres[13].
- Les coups sélectionnés avec les trois conditions précédentes passent encore les *conditions minimales* pour la reconstruction.

Cette sélection assure qu'une grande partie du bruit de fond optique est rejeté avant l'ajustement.

[12] en anglais : *mean track approximation*

[13] Un coup 1 est en causalité avec un coup 2 si $|t_1 - t_2| \leq \frac{\Delta r}{v} + t_{int}$. Δr est la distance entre les deux positions des coups, v la vitesse de la lumière dans l'eau et t_{int} une constante, qui a été choisie à 20 ns.

4.3.3 Ajustement

L'information disponible pour la reconstruction des traces se compose d'une collection de coups sélectionnés, chacun associé avec une information spatiale (la position et l'orientation du photomultiplicateur par lequel il a été détecté), un temps et une amplitude. Cette dernière information n'est pas utilisée dans l'ajustement pour le moment[14], parce que les fluctuations pour les muons de haute énergie sont très importantes et introduisent donc des complications dans la reconstruction.
L'information sur la trace d'origine est portée par les photons Tcherenkov, car le cône Tcherenkov est centré autour de la trace du muon. Pour une trace quelconque, le temps d'arrivée des photons Tcherenkov $t_i^{Tcherenkov}$ peut être calculé comme fonction des paramètres de la trace. Une fonction de vraisemblance[15] peut être construite avec la différence entre le temps enregistré et le temps attendu du coup $\delta t = t_i - t_i^{Tcherenkov}$:

$$\mathcal{L} = \prod_i P(\delta t) , \tag{4.6}$$

où P est la fonction de distribution de la probabilité pour le photomultiplicateur i de voir un photon retardé de δt comparé avec le temps d'un photon Tcherenkov provenant de la trace $t_i^{Tcherenkov}$. La maximisation de la fonction $\mathcal{L}$ permet la détermination des cinq paramètres de la trace : x, y, z (ou t), θ et ϕ.
La fonction de distribution de la probabilité $P(\delta t)$ est paramétrisée par l'ajustement d'une distribution comme celle montrée dans la figure 4.4. En fait, elle dépend de l'énergie du muon, mais cette dépendance est négligée pour le moment. C'est pourquoi une parametrisation standard[16] de $P(\delta t)$ est utilisée.

4.4 Reconstruction de l'énergie

La détermination de l'énergie d'un événement est importante pour la séparation des neutrinos atmosphériques (bruit de fond) des neutrinos de sources astrophysiques (signal), comme nous l'avons déjà souligné dans le paragraphe 2.2.6. La reconstruction de l'énergie d'un muon, produit dans l'interaction d'un neutrino par courant chargé, permet d'estimer l'énergie du neutrino : la figure 2.9 montre une corrélation claire entre les énergies du muon et du neutrino.
La reconstruction de l'énergie du muon est fondée sur la méthode décrite dans [76]. Elle a dû être adaptée aux conditions nouvelles [95] : un nouveau détecteur et des outils de simulation différents. Cette méthode prend en compte le fait qu'un muon d'une énergie supérieure à l'énergie critique, définie par la formule 2.19, perd de l'énergie par des processus rayonnants. Les pertes d'énergie augmentent avec l'énergie du

[14] Les amplitudes ne sont utilisées que pour l'estimation de l'erreur sur le temps enrégistré.
[15] en anglais : *Likelihood function*
[16] obtenue à partir d'un ajustement d'un spectre de muons $\frac{1}{E^2}$ entre 1 et 100 TeV

muon, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.2.2. Les amplitudes[17] A_{hit} enregistrées par un photomultiplicateur lors du passage d'un tel muon sont donc élévées par rapport aux amplitudes A_{MIP} d'une particule faiblement ionisante, ce qui est représenté sur la figure 4.6.

La méthode utilise deux régimes d'énergie :
– le *régime de basse énergie*, caractérisé par $0,1 < \frac{A_{hit}}{A_{MIP}} < 100$, et
– le *régime de haute énergie*, caractérisé par $10 < \frac{A_{hit}}{A_{MIP}} < 1000$.
De plus, seuls les coups compatibles avec l'hypothèse d'un rayonnement Tcherenkov provenant de la trace reconstruite sont utilisés. La figure 4.7 montre la fraction des coups par événement qui remplissent la condition du régime de basse énergie en fonction de l'énergie du muon. Jusqu'à une énergie d'environ 300 TeV, cette fraction est supérieure à 10%. L'événement est donc classé dans le régime de basse énergie. Au delà, plus de 90% de coups sont rejetés par les critères du régime de basse énergie. Dans ce cas, l'événement est classé dans le régime de haute énergie.
Un estimateur d'énergie $x \propto E_\mu$ peut être défini par

$$x = n_{hit} \cdot \left(\frac{\sum_i A_{hit}(i)}{\sum_i A_{MIP}(i)} - 1 \right) , \tag{4.7}$$

où la somme est effectuée sur tous les coups satisfaisant aux critères précédents. n_{hit} est le nombre de coups provenant de la trace du muon. Dans une simulation réaliste, les coups provenant de la trace ne sont pas connus à priori. C'est pourquoi les coups sélectionnés dans la reconstruction de la trace (paragraphe 4.3.2) sont utilisés. Sur les figures 4.7, 4.8 et 4.9, les distributions pour les deux ensembles de coups sont représentées. La figure 4.8 montre la distribution des estimateurs de basse énergie (points clairs) et de haute énergie (points foncés). Par un ajustement linéaire de ces distributions (figure 4.9) on obtient une relation entre E_μ et x de la forme

$$\log_{10}(E_\mu) = a + b \cdot \log_{10}(x) , \tag{4.8}$$

où b est proche de 1. Les valeurs pour a et b obtenues des ajustements montrés sur la figure 4.9, sont présentées dans le tableau 4.10. Dans le régime de haute énergie, et si les coups utilisés dans la reconstruction de la trace du muon sont considérés dans l'ajustement, la méthode ne marche plus très bien : la courbe est plutôt plate et en conséquence b n'est plus proche de 1. Ici, la méthode doit encore être modifiée.

Les résultats obtenus avec cet algorithme de reconstruction de l'énergie seront décrits dans le paragraphe 5.1.3. La figure 4.11 montre l'énergie reconstruite E_{rec} en fonction de l'énergie simulée E_{gen} pour les deux ensembles de coups utilisés pour le développement de l'algorithme. L'estimation n'est pas biaisée entre ~ 1 TeV et 1

[17] nombre de photoélectrons par coup

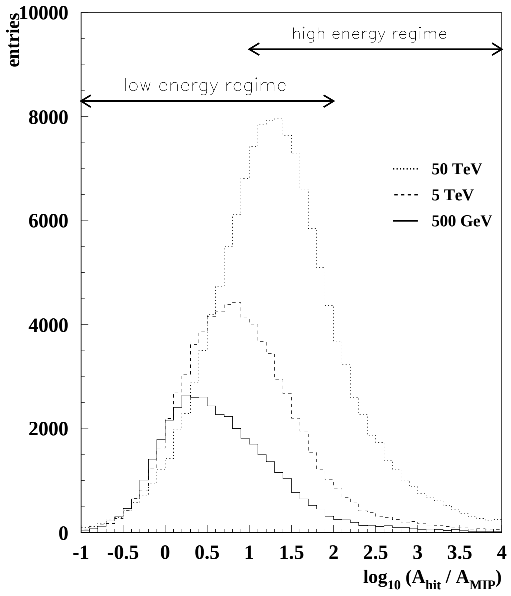


FIG. 4.6: *Rapport des amplitudes d'un muon d'énergie E_μ comparé à l'amplitude d'une particule faiblement ionisante, pour trois énergies différentes.*

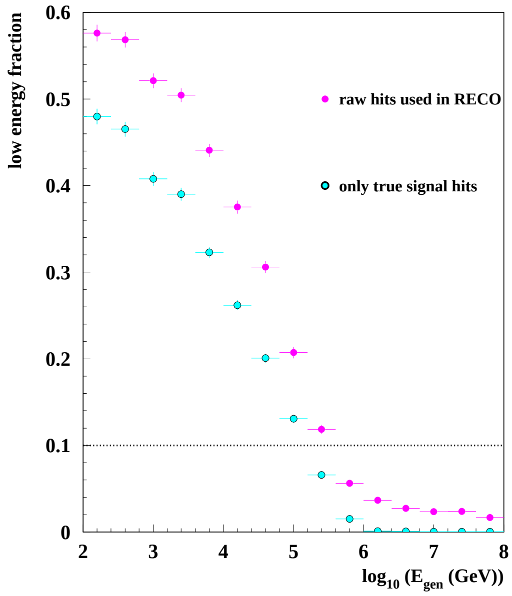


FIG. 4.7: *Fraction des coups par événement remplissant la condition du régime de basse énergie pour deux ensembles de coups définis dans le texte.*

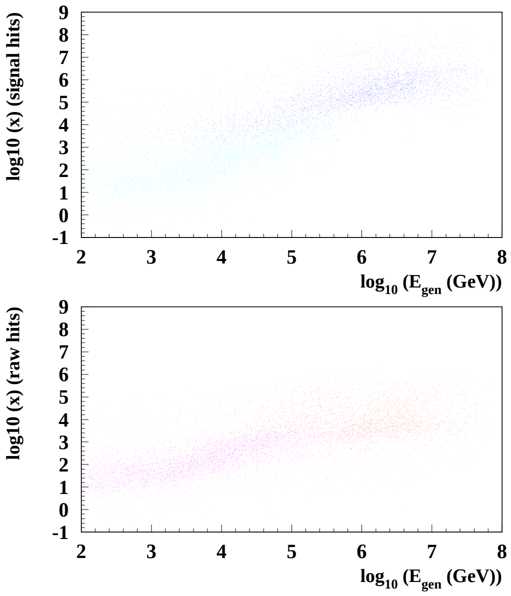


FIG. 4.8: *Distributions des estimateurs de basse énergie et haute énergie.*

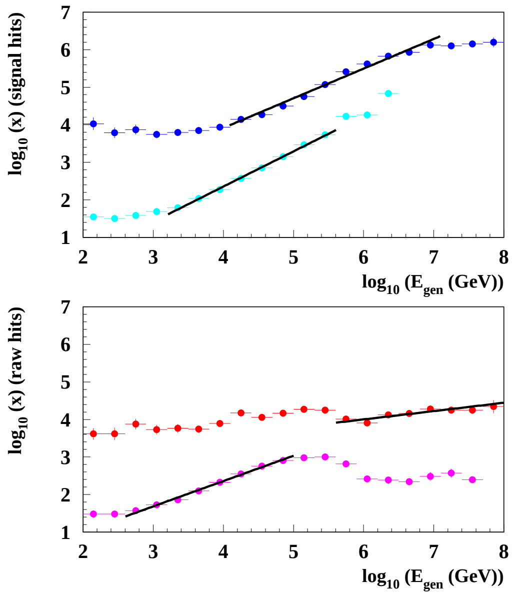


FIG. 4.9: *Ajustement des distributions montrées sur la figure 4.8.*

coups de la trace du muon		
	basse énergie	haute énergie
a	1,48	-0,96
b	1,06	1,27

coups utilisés dans RECO		
	basse énergie	haute énergie
a	0,51	-10,0
b	1,49	4,55

FIG. 4.10: *Paramètres obtenus des ajustements montrés sur la figure 4.9 pour les deux ensembles de coups utilisés dans l'analyse.*

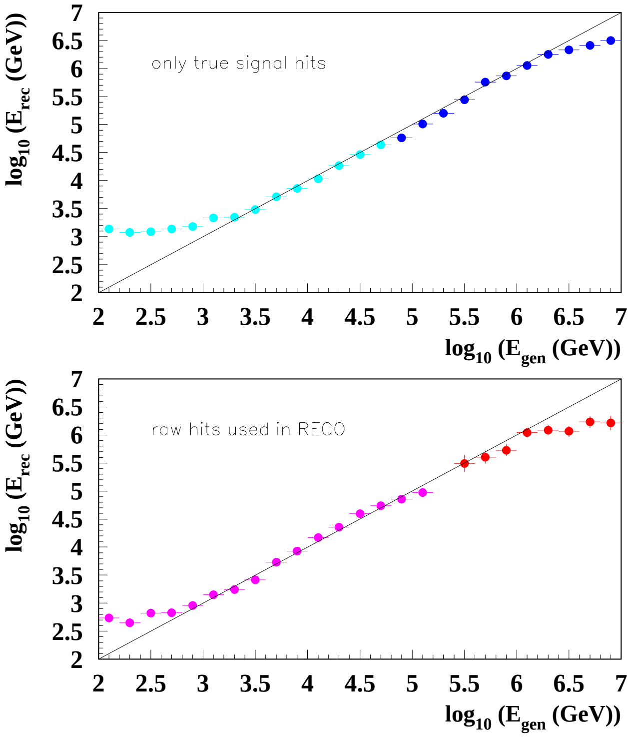


FIG. 4.11: *Énergie reconstruite E_{rec} d'un muon en fonction de l'énergie vraie E_{gen} pour les deux ensembles de coups utilisés. La droite $E_{rec} = E_{gen}$ est tracée pour référence.*

PeV : la distribution est parfaitement centrée sur la droite $E_{rec} = E_{gen}$. En-dessous d'environ 1 TeV, les pertes d'énergie d'un muon, sur lesquelles l'estimation d'énergie est fondée, sont quasiment constantes ; la méthode appliquée ne fonctionne plus[18]. Au-dessus d'environ 1 PeV, la méthode n'est pas adaptée non plus : il semble que trop d'information soit perdue par la simulation simple de l'électronique (voir aussi la figure 4.9). Certainement, cette information peut être récupérée par l'intégration du mode complexe des coups dans la simulation de l'électronique (paragraphe 3.2.3).

[18]Pour la reconstruction des énergies inférieures à quelques TeV, des études sont en cours : elles essayent d'utiliser l'information de la gerbe hadronique créée au point d'interaction du neutrino. Pour des énergies inférieures à une centaine de GeV, un algorithme basé sur la longueur des traces contenues est décrit dans [75].

4.5 Sélection standard

La sélection a pour but de rejeter des événements mal reconstruits et séparer le signal du bruit de fond. Les erreurs calculées lors de l'ajustement sont donc une bonne mesure de la qualité de reconstruction, ainsi que les distances (angle, position) entre la trace pré-ajustée et la trace reconstruite. Les coupures de la *sélection standard* sont définis par les critères suivants [95] :

– le produit des erreurs de l'ajustement doit être petit : $e_1 \cdot e_2 \cdot e_3 \cdot e_4 \cdot e_5 < 0.01$;

– l'angle zénithal et la distance entre la trace pré-ajustée et la trace reconstruite doivent satisfaire les conditions : $\Delta\theta < 20^\circ$ et $\Delta d < 80\text{m}$.

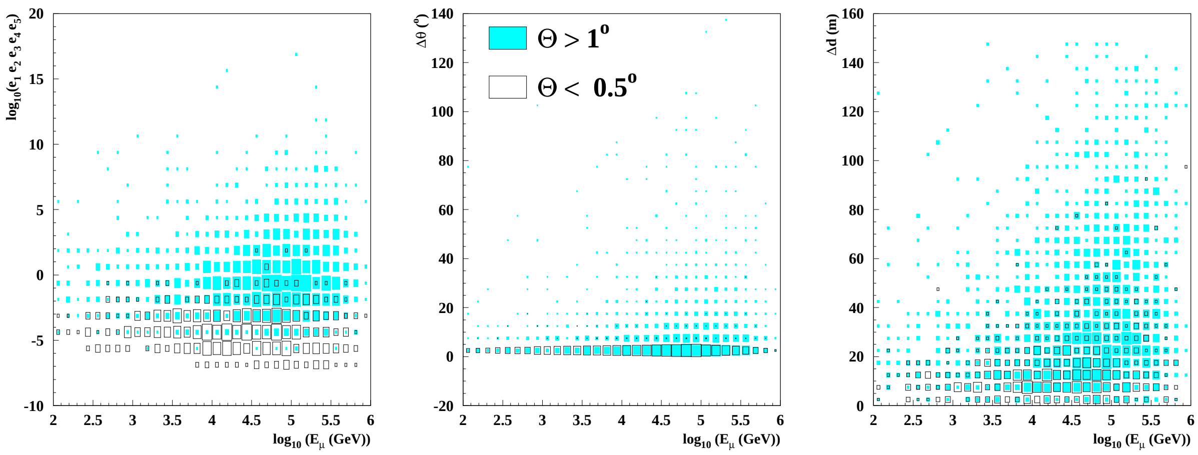


FIG. 4.12: *Distributions des variables utilisées dans la sélection standard. Les carrés ouverts montrent la distribution des événements bien reconstruits, les carrés pleins la même distribution pour les événements mal reconstruits.*

La figure 4.12 montre les distributions des variables sur lesquelles nous coupons, en fonction de l'énergie du muon après la reconstruction. Les événements bien reconstruits sont représentés par des carrés ouverts, les événements mal reconstruits par des carrés pleins. En comparant avec les valeurs des coupures mentionnées plus haut, on s'aperçoit que les coupures assurent la sélection des événements reconstruits avec des petits erreurs. De plus, cette sélection assure un bon rejet des muons descendants, comme nous le verrons dans le chapitre suivant.
Pour l'analyse décrite dans le chapitre 6, des critères de sélection différents seront utilisés, afin d'assurer une efficacité de sélection plus élévée pour les muons descendants. Ils seront décrits dans le paragraphe 6.1.4.

4.6 Commentaires

Les outils de simulation décrits dans ce chapitre sont les outils dits *standards*. Les paramètres utilisés sont résumés dans le tableau 4.2. Avec les hypothèses pessimistes (comme par exemple une simulation de l'électronique incomplète), ils représentent certainement un des pires scénarios. Des études différentes sont en cours au sein de la collaboration **ANTARES**, afin d'améliorer les résultats de la reconstruction et en conséquence les performances du détecteur que nous décrirons dans le chapitre suivant. Dans le paragraphe 5.2, nous présenterons brièvement quelques travaux en cours et indiquerons les améliorations possibles à l'aide de résultats préliminaires.

GENDET 1.1	détecteur utilisé	standard 13 lignes (d02_c00_s00.det)
KM3 1.8	taux du bruit optique	60 kHz
	électronique simulé	2 ARS
	modèle de diffusion	selon le modèle décrit dans l'annexe B (partic-0.0075)
RECO 2.4	type de reconstruction	3D
	type des coups	sortie de l'ARS (hit_raw)

TAB. 4.2: *Paramètres utilisés dans la simulation standard.*

Chapitre 5

Performances du détecteur

Afin de caractériser et comparer les performances à haute énergie d'un télescope à neutrinos d'une manière suffisante, quatre quantités sont généralement utilisées :

- la surface effective de détection ;
- la résolution angulaire ;
- la résolution en énergie ;
- le rejet du bruit de fond.

Dans ce chapitre, nous présenterons les performances du télescope à neutrinos sous-marin `ANTARES` pour les énergies au-delà de 1 TeV. Nous montrerons brièvement la stabilité des performances même sous un changement important des paramètres. Enfin nous verrons quels résultats peuvent être obtenus avec ce détecteur.

5.1 Caractérisation générale d'ANTARES

5.1.1 Surfaces effectives

Un paramètre important, caractérisant un télescope à neutrinos, est la surface effective de détection, qui entre dans le calcul du taux des événements attendus, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.2.5. Elle permet de quantifier l'efficacité de détection du détecteur.
Rappelons que les événements ont été engendrés sur la surface d'une canette entourant le détecteur, afin d'éviter tout biais de simulation. Les muons, selon leur angle d'incidence θ, voient une surface projetée

$$S_{can}(\theta) = \pi r^2 \cos\theta + 2rh \sin\theta \ , \qquad (5.1)$$

où r et h sont le rayon et la hauteur de la canette. La figure 5.1 montre les surfaces projetées de la canette et du détecteur en fonction de l'angle et de l'énergie du muon simulé. Visiblement, elles ne dépendent pas de l'énergie et leur valeur moyennée sur les angles, la *surface géométrique*, servira comme valeur de référence dans la suite. Par exemple, comme nous l'avons déjà noté dans le paragraphe 4.2.1, la surface géométrique du détecteur est de

$$S_{geom} = 0.077 \text{ km}^2 \ . \tag{5.2}$$

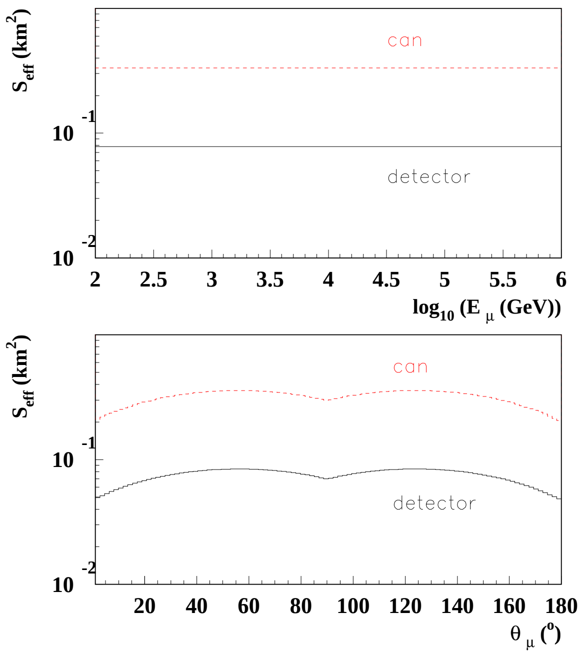


FIG. 5.1: *Surfaces projetées de la canette de tirage (tirets) et du détecteur (trait plein) en fonction de l'énergie (en haut) et de l'angle d'incidence (en bas) du muon.*

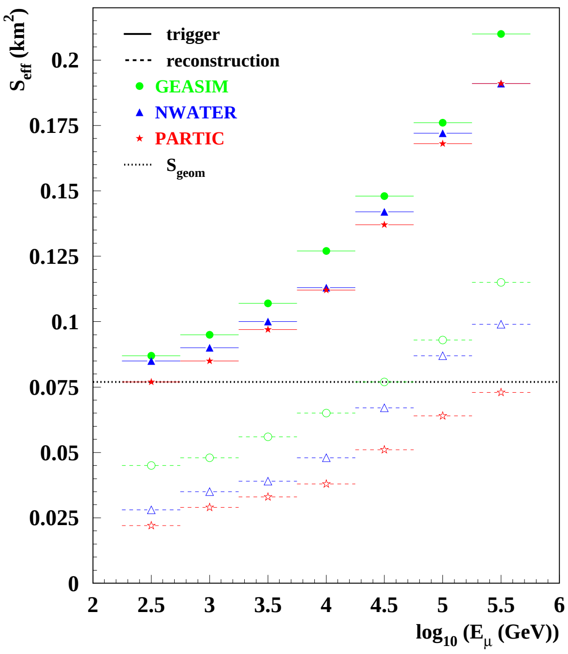


FIG. 5.2: *Surfaces effectives de déclenchement et de reconstruction pour les muons ascendants, obtenues avec différents programmes de simulation du détecteur.*

Les événements sont détectés avec une efficacité de détection ϵ_{sel}, qui est le rapport entre le nombre des événements engendrés (N_{gen}) et le nombre des événements détectés (N_{sel}). La surface effective de détection, qui dépend de l'énergie E et de l'angle d'incidence θ des événements, peut ainsi être définie par :

$$S_{eff}^{sel}(E,\theta) = \epsilon_{sel}(E,\theta) \cdot S_{can}(\theta) = \frac{N_{sel}(E,\theta)}{N_{gen}(E,\theta)}) \cdot S_{can}(\theta) \ . \tag{5.3}$$

La surface effective de détection dépend fortement de la taille du détecteur et de outils de simulation utilisés (par exemple l'algorithme de reconstruction). Avec un détecteur plus grand que celui décrit dans le chapitre 3.2, et des simulations trop optimistes, les résultats présentés dans [76] sont surestimés par rapport aux résultats

présentés ici. Afin de comprendre les différences, l'influence des paramètres de la simulation a été étudié dans [95]. Le programme de simulation utilisé pour cette étude donnait des surfaces effectives trop élevées (voir l'annexe D pour plus d'explications sur ce sujet). De plus, il n'incluait pas les effets de la diffusion et de l'ARS, qui dégradent encore les résultats, comme le montre la figure 5.2. Ici, l'effet de la diffusion est responsable de la majeure partie de la dégradation, ce que d'autres études ont confirmé[1]. Dans le paragraphe 5.2, les résultats de différentes études concernant l'influence du changement des paramètres seront résumés.
De la même manière que la surface effective de détection S_{eff}^{sel}, on peut définir la surface effective de reconstruction S_{eff}^{rec} et de déclenchement[2] S_{eff}^{trig}. Pour les outils de simulation décrits dans le chapitre précédent, les résultats sont montrés sur la figure 5.3.

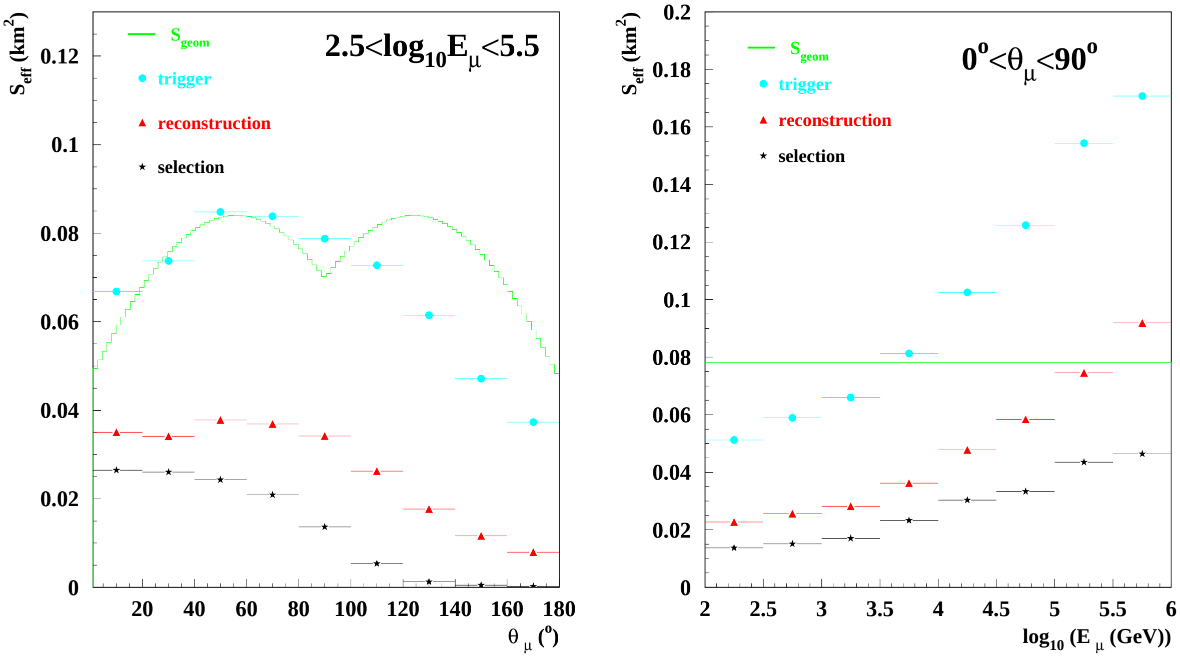


FIG. 5.3: *Surfaces effectives de déclenchement (points), de reconstruction (triangles) et de sélection (étoiles) pour des énergies entre 300 GeV et 300 TeV en fonction de l'angle d'incidence du muon (à gauche) et de l'énergie du muon (à droite).*

La surface effective de reconstruction du détecteur étudié est quasiment indépendante de l'angle d'incidence du muon pour les muons ascendants (figure 5.3 à

[1] Par exemple, dans [96] une dégradation de la surface effective de détection de 20% et de la résolution angulaire d'un facteur de 2 a été observée, ce qui est en accord avec nos résultats.

[2] Ici, nous utilisons les *conditions minimales* de la reconstruction de trace, décrit dans le paragraphe 4.3, comme critères de déclenchement.

gauche). Cela s'explique par l'orientation des modules optiques à 45° au-dessous de l'horizon, qui assure une bonne homogénéité de l'acceptance angulaire. Pour les muons descendants, S_{eff}^{rec} diminue avec l'angle montant. Moyennée sur tous les muons ascendants, S_{eff}^{rec} est d'environ 30000 m^2 à 1 TeV et atteint la surface géométrique du détecteur à 300 TeV. Cela signifie que, au-delà de 300 TeV, on reconstruit des muons passant à l'extérieur du volume instrumenté du détecteur.
Les critères de sélection rejettent environ 50% des événements reconstruits, indépendamment de l'énergie. Pour les muons verticaux ascendants, le facteur de rejection diminue jusqu'à environ 20%. La surface effective de sélection atteint ainsi 20000 m^2 à 1 TeV et dépasse 50000 m^2 à 1 PeV.
Pour les muons ascendants avec un angle d'incidence inférieur à 60°, la surface effective de détection ne dépend que faiblement de l'angle, ce qui assure un potentiel de découverte équivalent dans chaque région céleste.

5.1.2 Précision angulaire de la reconstruction

La résolution angulaire d'un télescope à neutrinos est limitée par l'angle entre le neutrino incident et le muon reconstruit, qui est la combinaison de

- l'angle physique entre la trace du neutrino et la vraie trace du muon ;
- la précision angulaire de la reconstruction, c'est-à-dire l'angle entre la vraie trace du muon et la trace reconstruite du muon.

La précision angulaire de la reconstruction est limitée par la résolution temporelle du détecteur, qui est déterminée par l'étalonnage temporel et le positionnement du détecteur, présentés au cours du paragraphe 3.2.6. L'angle physique, qui ne dépend que de l'énergie du neutrino, a été introduit au paragraphe 2.2.1. Nous présentons donc ici la précision obtenue avec l'algorithme de reconstruction décrit dans le paragraphe 4.3.
La figure 5.4 montre la distribution de l'angle zénithal reconstruit par rapport au vrai angle zénithal du muon. Visiblement, la sélection réduit largement le nombre d'événements mal reconstruits et assure une bonne précision angulaire.

Les erreurs de la reconstruction, c'est-à-dire la distribution de l'angle Θ entre la direction du muon provenant de l'interaction d'un neutrino et la direction de la trace du muon reconstruit ressemble à la distribution de la figure 5.4. Elle est non-gaussienne et peut être caractérisée par trois paramètres :

- la valeur moyenne[3] de la distribution. Elle est très sensible à la queue des événements mal reconstruits et donc moins adaptée à la détermination de la résolution angulaire ;
- la médiane de la distribution est la valeur qui sépare la distribution en deux moitiés ayant le même nombre d'événements. Autrement dit, la moitié des

[3] en anglais : *mean*

événements sont reconstruits avec un angle Θ inférieur à l'angle médian. La médiane est le paramètre le plus adapté à la caractérisation de la résolution angulaire, comme montré dans [76]. Dans la suite, nous l'indiquerons avec ϑ ;
- de la même manière, on peut définir la valeur σ telle que 68% des événements sont reconstruits avec $\Theta < \sigma$. Dans le cas d'une distribution gaussienne, cette valeur est l'écart-type. Ce paramètre nous servira dans le chapitre suivant pour la validation de la résolution angulaire.

L'ensemble des trois paramètres est montré sur la figure 5.5 en fonction de l'énergie et de l'angle d'incidence du muon. Remarquons que pour les muons ascendants d'une énergie entre 300 GeV et 100 TeV, l'angle médian est de

$$\vartheta = 0,30^\circ \pm 0,02^\circ \ , \tag{5.4}$$

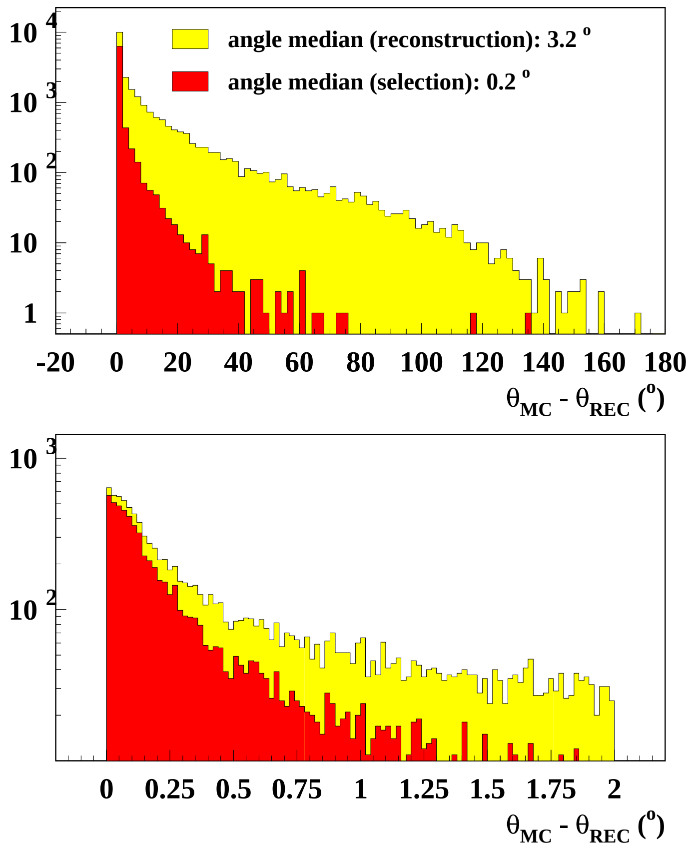


FIG. 5.4: *Différence entre l'angle zénithal reconstruit et l'angle vrai du muon après la reconstruction et la sélection. La distribution en bas montre un 'zoom' des premiers intervalles.*

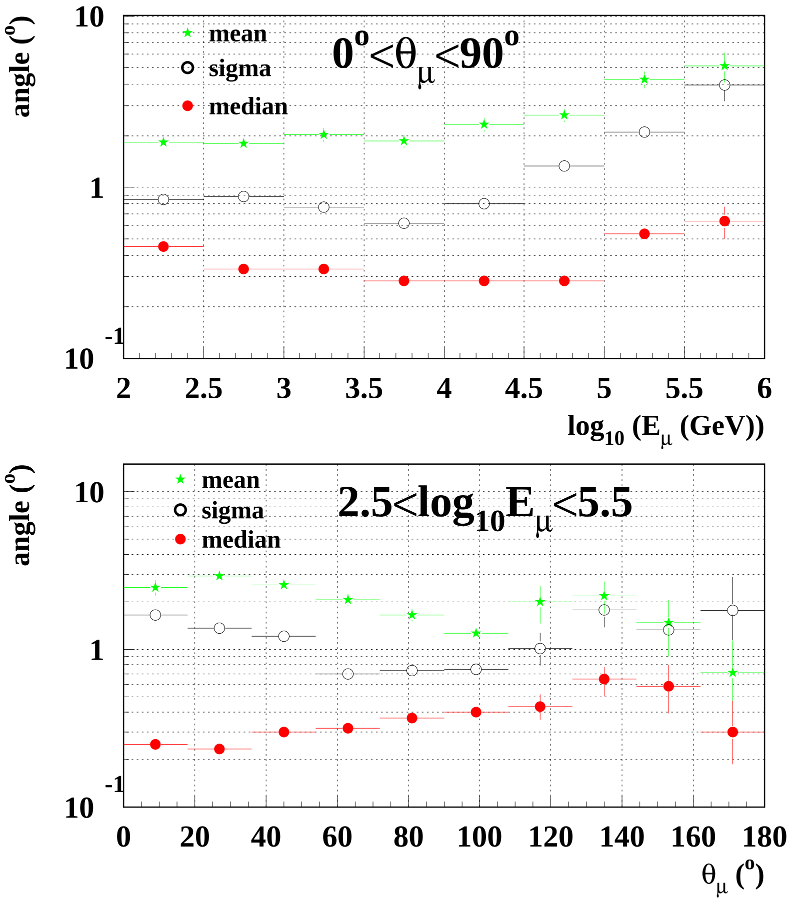


FIG. 5.5: *Résolution angulaire de la reconstruction en fonction de l'énergie (en haut) et de l'angle d'incidence (en bas) du muon. Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.*

et $\sigma = 0,78° \pm 0,12°$. Ici, les erreurs sont purement statistiques. Des études de différents effets systématiques effectuées au sein de la collaboration seront brièvement présentées dans le paragraphe 5.2.

Il faut encore remarquer que la précision de reconstruction se détériore pour des basses énergies. Les muons descendants sont aussi moins bien détectés, un effet, qui est certainement dû à l'orientation des photomultiplicateurs, qui implique une acceptance diminuée pour les traces descendantes.

5.1.3 Résolution en énergie

L'algorithme de reconstruction de l'énergie du muon a été décrit au cours du paragraphe 4.4. Il repose sur une paramétrisation simple d'un estimateur d'énergie[4]. Pour l'évaluation de l'énergie, aucun critère de sélection n'est appliqué, c'est-à-dire nous estimons l'énergie de tout les événements reconstruits.

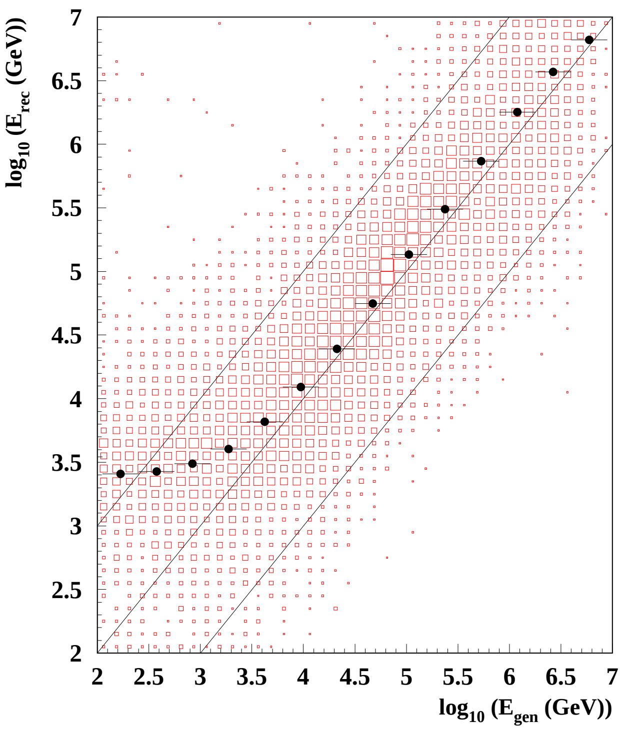


FIG. 5.6: *Énergie reconstruite E_{rec} d'un muon en fonction de l'énergie vraie E_{gen}. L'estimation n'est pas biaisée à partir de quelques TeV, où les événements sont distribués autour de la droite $E_{rec} = E_{gen}$.*

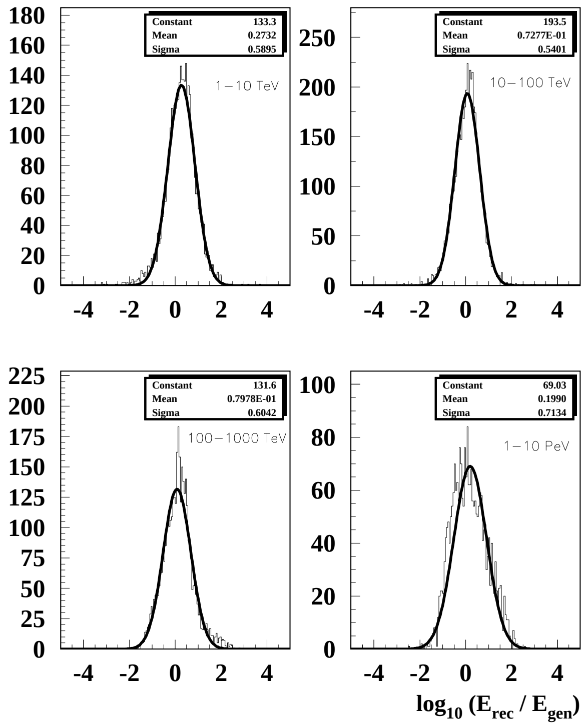


FIG. 5.7: *Distributions des énergies reconstruites pour une énergie vraie donnée. La résolution spectrale est donnée par l'écart-type de ces distributions, qui est compris entre 0,5 et 0,7.*

Le résultat obtenu avec les outils de simulation standard est présenté sur la figure 5.6, qui montre l'énergie reconstruite E_{rec} en fonction de l'énergie vraie E_{gen} du muon. La distribution suit la droite $E_{rec} = E_{gen}$ à partir de quelques TeV, comme nous l'avons déja vu dans le paragraphe 4.4. Le fait que la distribution ne soit pas exactement centrée sur la droite s'explique par l'utilisation d'une paramétrisation non optimale. Cependant celle-ci est la seule utilisable pour l'instant. Des études

[4]Ici, nous avons utilisé la paramétrisation pour l'ensemble des coups de signal (formule 4.8 et tableau 4.10).

plus approfondies sont en cours, elles seront publiées dans [97].
Le caractère non biaisé de l'estimation au-delà du TeV est confirmé par les distributions de logarithmes d'énergie reconstruite, qui sont présentées sur la figure 5.7 pour des énergies vraies comprises entre 1 TeV et 10 PeV. Les valeurs moyennes de ces distributions sont obtenues par un ajustement gaussien. La résolution spectrale est donnée par l'écart-type de cet ajustement. Les valeurs sont présentées sur la figure 5.8 en fonction de l'énergie vraie. Un écart-type de l'ordre de 0,54 sur le logarithme de l'énergie correspond à un facteur $10^{0,54} \approx 3,5$ sur l'énergie. Pour les énergies supérieures à $\sim$ 300 TeV, la résolution spectrale monte à un facteur $10^{0,71} \approx 5$. Comparée aux résultats de [76], la résolution en énergie a un peu diminué. Ce n'est pas trop surprenant, si nous rappelons que les anciens résultats ont été obtenus avec des simulations trop optimistes. À l'inverse, dans le cas de notre étude, nous avons fait des hypothèses plutôt pessimistes, ce qui nous laisse espérer que la vraie résolution spectrale du détecteur sera comprise entre ces deux résultats, c'est-à-dire que l'énergie sera reconstruite avec une précision comprise entre un facteur 3 et un facteur 5.

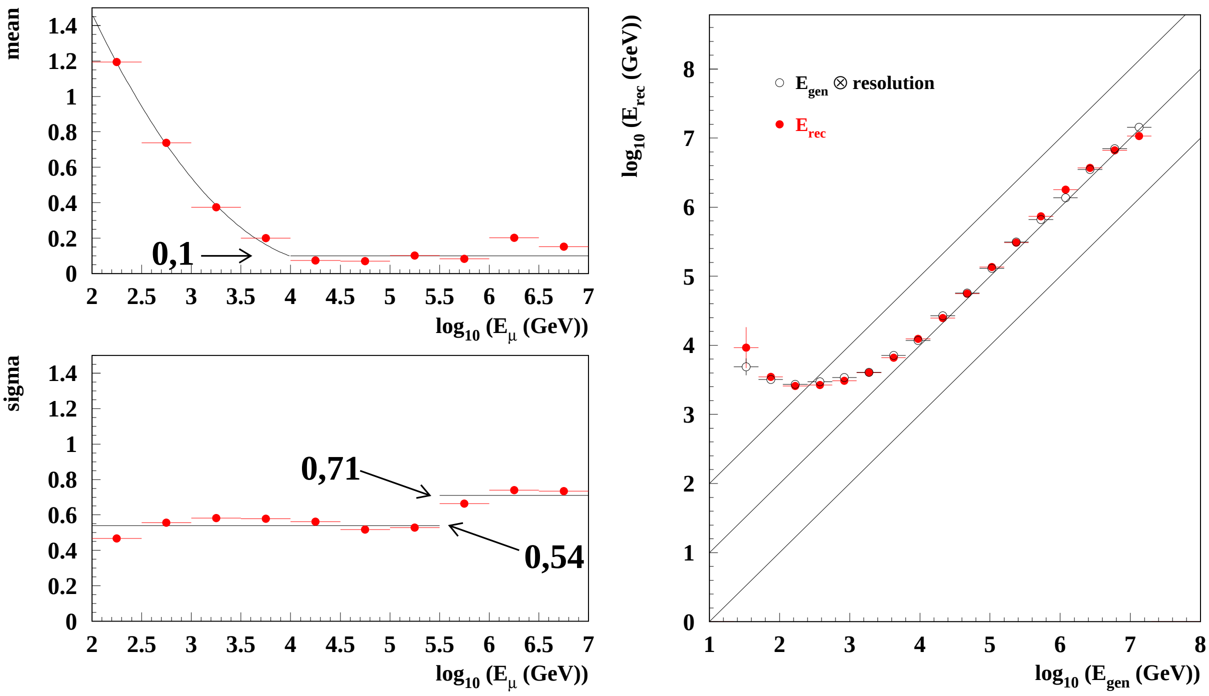


FIG. 5.8: *À gauche : les valeurs moyennes et les écart-types des distributions d'énergie reconstruite en fonction de l'énergie vraie obtenus d'ajustement gaussien (figure 5.7). À droite : énergie reconstruite (points pleins) et énergie obtenue par la convolution de l'énergie vraie avec la résolution en énergie, paramétrisée avec les valeurs montrées à gauche (points ouverts).*

L'exemple de quelques spectres reconstruits est représenté sur la figure 5.9. Le spectre vrai et la convolution du spectre vrai avec la résolution en énergie (paramétrée par une gaussienne avec les paramètres de la figure 5.8 à gauche) sont aussi montrés. La dernière reproduit d'une manière satisfaisante le spectre reconstruit (voir aussi la figure 5.8 à droite). On s'aperçoit que la différence entre le

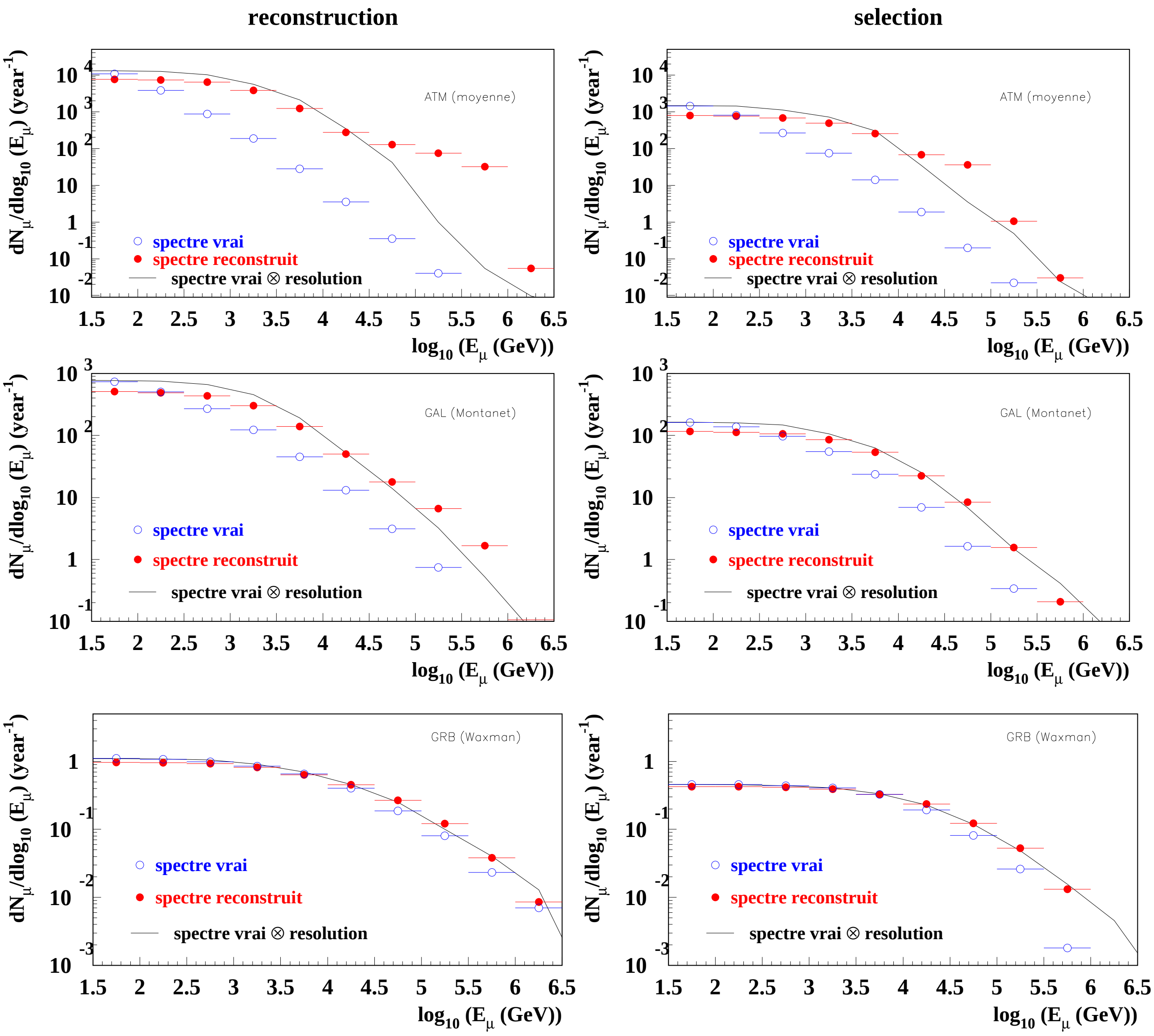


FIG. 5.9: *Spectres vrais (symboles ouverts) et reconstruits (symboles pleins) de muons issus de neutrinos atmosphériques (en haut), de neutrinos galactiques (au milieu) et de neutrinos de sursauts gamma (en bas). La convolution des spectres vrais avec la résolution en énergie paramétrisée est indiquée en trait plein. À gauche : après la reconstruction. À droite : après la sélection et la coupure sur le nombre de coups.*

spectre reconstruit et le vrai spectre dépend de l'indice spectral γ du spectre : plus γ est petit, moins la différence est importante (sur la figure 5.9, γ diminue de haut en bas). L'énergie reconstruite des muons avec des énergies vraies inférieures à quelques TeV est, dans la majorité des cas, supérieure à l'énergie vraie, comme nous l'avons déjà vu sur la figure 5.8. Ainsi, les événements de haute énergie sont comtaminés par les événements de basse énergie. Dans le cas du spectre des neutrinos atmosphériques, qui est dominé par des énergies basses, cet effet est très grave : une bonne reconstruction du spectre n'est possible qu'en introduisant une nouvelle coupure sur le nombre de coups[5], qui rejette une bonne partie des événements de basse énergie (figure 5.10). Ainsi il est possible, de reduire ce bruit de fond par une coupure sur l'énergie reconstruite à ~ 10 TeV (voir les tableaux du paragraphe 5.4). Une amélioration de la précision de l'énergie reconstruite au-dessous de 1 TeV reste néanmoins désirable, ce qui n'est pas possible avec l'algorithme utilisé ici, qui est basé sur les pertes d'énergie du muon.

5.1.4 Rejet du bruit de fond

Afin de permettre une détection fiable de sources, une bonne efficacité de sélection, une bonne résolution angulaire et une bonne reconstruction d'énergie sont indispensables. Or, une autre condition doit aussi être remplie : une pureté maximale des événements sélectionnés, c'est-à-dire le nombre d'événements provenant du bruit de fond dans l'ensemble des événements sélectionnés doit être le plus petit possible. Un télescope à neutrinos qui cherche à détecter des muons ascendants doit donc être capable de rejeter les muons descendants.

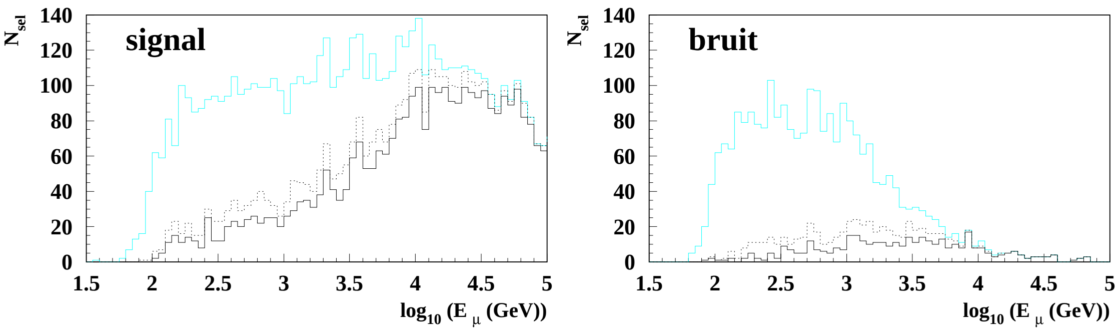


FIG. 5.10: *Pertes sur le nombre d'événements sélectionnés de signal (muons ascendants) et de bruit (muons descendants) en fonction de l'énergie du muon. Trait plein coloré : sélection standard; pointillé : avec la coupure sur le nombre de coups $n_{raw} > 200$; trait plein noir : avec la coupure sur le nombre de lignes touchées $n_l > 2$. À partir de 10 TeV les pertes dues aux coupures supplémentaires sont minuscules.*

[5]nous utilisons $n_{raw} > 200$

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.2.6, il y a deux sources de bruit physique : les *muons atmosphériques* et les muons provenant d'interactions de *neutrinos atmosphériques*. La figure 5.11 nous montre que les *muons atmosphériques* sont uniquement descendants et que leur taux dépasse le taux des muons issus de neutrinos atmosphériques de 5 à 7 ordres de grandeur à 2200 m de profondeur au delà de 1 TeV. Les muons induits par des *neutrinos atmosphériques*, au contraire, arrivent de toutes les directions et constituent donc un bruit irréductible[6].

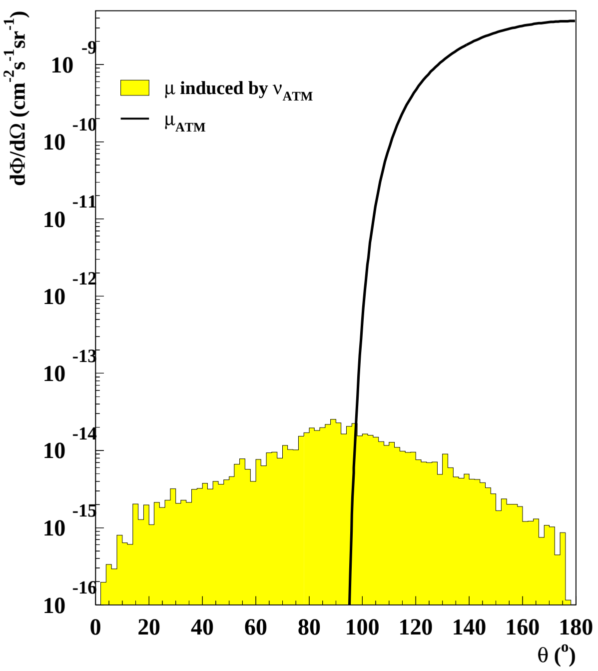


FIG. 5.11: *Distribution zénithale des flux des muons représentant le bruit de fond physique à 2200 m de profondeur (au-delà de 1 TeV) : les muons induits par des neutrinos atmosphériques (histogramme) et les muons atmosphériques (trait plein).*

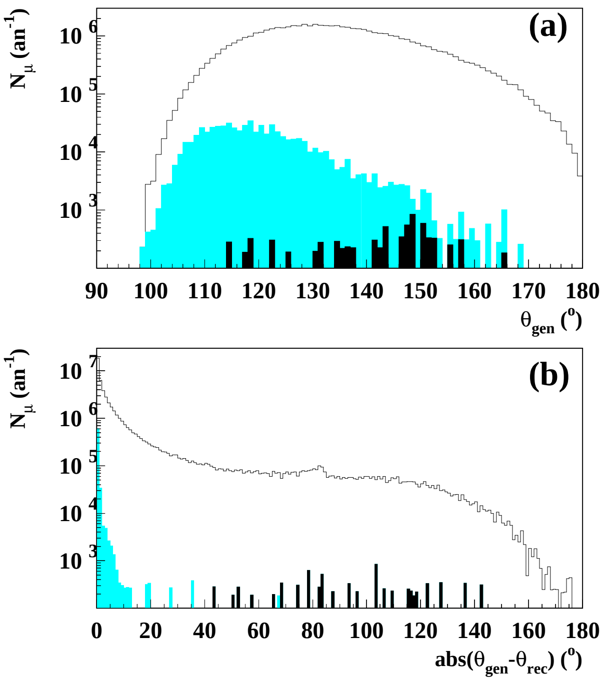


FIG. 5.12: *Distributions de l'angle vrai (a) et la différence entre l'angle vrai et reconstruit (b) des muons atmosphériques reconstruits (histogramme ouvert), sélectionnés (histogramme coloré) et sélectionnés comme étant ascendants (en noir).*

Pour la détection de sources diffuses de neutrinos il est important de bien connaître l'hémisphère d'origine des muons. C'est-à-dire, la probabilité de reconstruire les muons atmosphériques descendants comme étant ascendants doit être la plus faible

[6] La seule possibilité de réduire ce bruit est une coupure sur l'énergie reconstruite du muon. Cela nécessite une bonne reconstruction d'énergie, mais permet de rejeter une bonne partie de ce bruit, comme il est montré dans le paragraphe 5.4.

possible. Leur taux doit être inférieur au taux du bruit irréductible, à savoir, les muons provenant d'interactions de neutrinos atmosphériques. Afin de pouvoir calculer le nombre des événements mal reconstruits à attendre, une simulation complète de la statistique de ~ 1 an est nécessaire. Limité par le temps de calcul consommé par une telle simulation, nous n'avons que simulé l'équivalent d'une journée. Les $4,2 \cdot 10^7$ muons arrivant sur la canette ont été traités avec les outils de simulation standard. Parmi eux, presque 180000 événements ont été reconstruits, mais seulement 2479 séléctionnés, voir le tableau 5.1. La sélection standard rejete donc une grande partie des muons descendants, ce que confirme la figure 6.1. Le facteur de rejet de la sélection standard est malheureusement encore plusieurs ordres de grandeur au-dessus du facteur de rejet nécessaire.

N_μ	parmi $4,2 \cdot 10^7$ muons simulés	attendus par an
reconstruits	179 673	$5,4 \cdot 10^7$
sélectionnés	2 479	$6,8 \cdot 10^5$
dont ascendants	29	7 928
avec $n_{raw} > 200$	6	1 733
avec $n_l > 2$	3	797
avec $E_{rec} > 10\text{TeV}$	0	< 712

TAB. 5.1: *Nombre N_μ de muons descendants après la reconstruction, la sélection standard et différentes coupures supplémentaires par jour (colonne gauche) et par an (colonne droite).*

C'est le moment où la résolution angulaire entre dans le jeu : en coupant sur l'angle reconstruit de la trace du muon, elle permet de rejeter des événements reconstruits comme descendants. Si la résolution angulaire est bonne, tous les muons atmosphériques peuvent ainsi être rejetés. Malheureusement, comme nous l'avons déjà mentionné dans le paragraphe 5.1.2, la distribution de l'angle Θ entre la trace vraie et la trace reconstruite montre des larges queues (voir aussi la figure 5.12). Ce sont elles, qui rendent possible la reconstruction de 29 muons atmosphériques comme étants ascendants (figure 5.13 et tableau 5.1). Afin de réduire ce nombre, des coupures supplémentaires sont nécessaires. Comme nous l'avons déjà mentionné, une variable très utile est le nombre de coups n_{raw}. Elle ne rejete que les événements de basse énergie sans presque aucun influence sur le signal, comme nous avons pu le voir sur la figure 5.10. La même chose est vraie pour une coupure sur le nombre de lignes touchées : en acceptant seulement des événements avec aux moins 3 lignes, nous restons avec seulement 3 événements (figure 5.14). Une coupure supplémentaire sur l'énergie reconstruite réduit le nombre d'événements mal reconstruits à 0, où la limite de la statistique simulée est atteint. Cela nous permet de mettre une limite supérieure sur le nombre des muons atmosphériques reconstruits comme étant ascendants : $N < 2,4$ à 90% de niveau de confiance (CL). Nous avons donc

$$N_{ATM} < 712 \text{ par an} \quad (90\% \text{ CL})\,. \tag{5.5}$$

Des études, basées sur une plus grande statistique (au moins quelques jours, sinon plusieurs mois), sont nécessaires afin de baisser la limite sur le nombre de muons mal reconstruits.
Pourtant, une autre complication, non prise en compte ici, existe : les *muons atmosphériques* peuvent arriver en groupe. Les *multi-muons* constituent un bruit sérieux, même si leurs traces multiples peuvent probablement être reconnues par l'enregistrement de la forme des impulsions : en mode complexe une séparation de deux traces devient possible, si 2 SPE ont été enrégistrés pendant le temps d'intégration, ce qui est montré sur la figure 3.14. Des études approfondies seront nécessaires avant d'arriver à une conclusion.

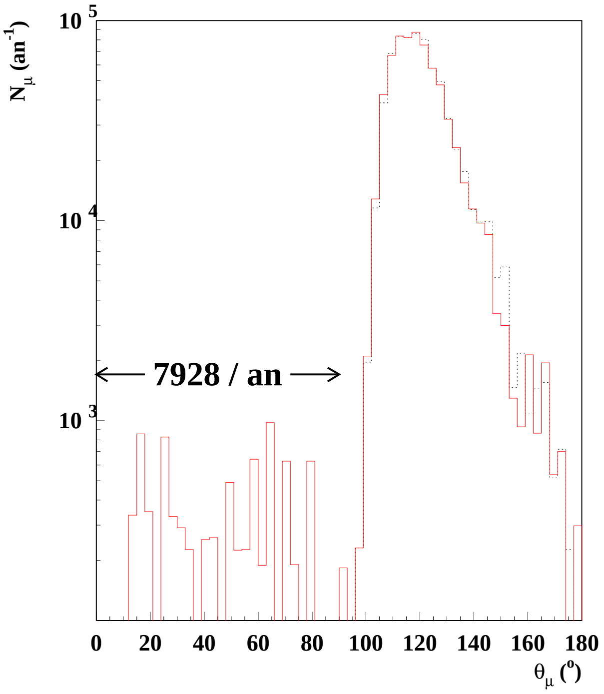


FIG. 5.13: *Distributions de l'angle reconstruit (trait plein) et de l'angle vrai (pointillé) des muons atmosphériques après la sélection standard. Le nombre des événements sélectionnés comme étant ascendants est indiqué.*

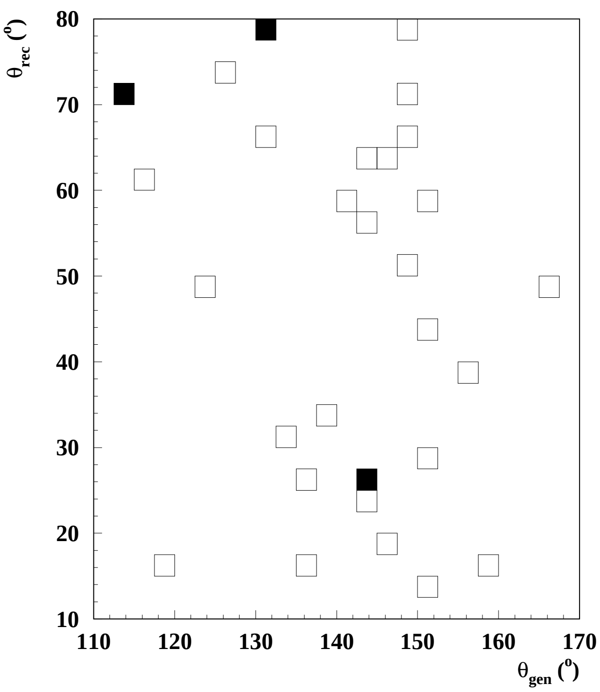


FIG. 5.14: *Angle reconstruit et angle vrai des événements sélectionnés comme étant ascendants avec la sélection standard (carrés ouverts) et avec les coupures supplémentaires sur le nombre de coups et de lignes (carrés noirs).*

Pour la recherche des sources ponctuelles, le problème du bruit de fond est moins délicat, parce que la détection se concentre sur un certain intervalle angulaire. Le bruit dans cet intervalle étant proportionel à la taille de l'intervalle, il est largement réduit si on prend en compte un intervalle de l'ordre de la résolution angulaire. Une bonne résolution angulaire est donc indispensable. Dans le cas de recherche des neutrinos de sursauts gamma (voir par exemple [73]) le bruit est encore réduit de plusieurs ordres de grandeur, car le signal sera corrélé en direction et en temps aux signaux détectés par des détecteurs à rayons gamma.

5.2 Stabilité sous des changements de paramètres

Nous allons maintenant présenter des petites études de systématique, qui ont été effectuées par des membres de la collaboration `ANTARES`. Elles ont pour but d'estimer à quel point les paramètres encore mal connus (comme la longueur de diffusion) ou pas encore fixés (comme par exemple le nombre de lignes ou la taille des photomultiplicateurs) changent les performances du détecteur que nous avons décrit dans le paragraphe précédent. Dans ce sens, ce ne sont pas de vraies études de systématique, parce que tous les paramètres seront précisement connus dans le futur.
Les études se concentrent donc sur l'influence de divers paramètres sur les surfaces effectives de détection et la résolution angulaire (la médiane ϑ). Notre intérêt est fixé sur cette valeur : à la fin de ce chapitre nous voulons estimer l'erreur sur la résolution angulaire présentée au paragraphe 5.1.2.

5.2.1 Paramètres optiques

Le changement des surfaces effectives (et parfois de la résolution angulaire) a été étudié pour de différents paramètres. Les résultats obtenus sont les suivants :

- La longueur d'absorption influence les surfaces effectives. Un changement de $\pm$ 10 m sur L_{abs} = 55 m change les surfaces effectives de $\mp$ 10% [98, 99].
- La taille des photomultiplicateurs a aussi une certaine influence : en passant de photomultiplicateurs de 10" à 12", on gagne 10-20% sur l'efficacité de reconstruction [99].
- L'analyse de l'influence du niveau de taux de potassium a été décrite dans [95]. Les résultats sont résumés sur la figure 5.15 : la surface effective de détection diminue avec le taux du bruit. Dans [76] aucune influence sur la résolution angulaire n'a été trouvée.
- L'influence de l'acceptance angulaire des photomultiplicateurs a été étudiée. Les dernières mesures, présentées sur la figure 3.13, ont été prises en compte

[100]. La surface effective de détection obtenue avec la nouvelle distribution angulaire diminue d'un facteur ~ 2 comparée aux anciens résultats. Le changement est présenté sur la figure 5.16. La résolution angulaire, par contre, reste inchangée [76].

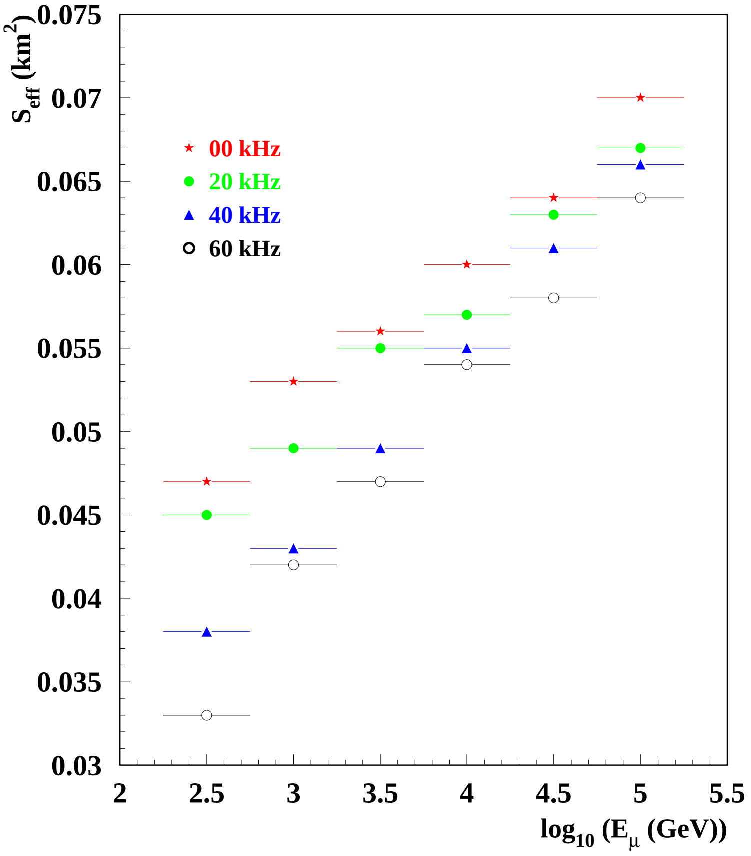


FIG. 5.15: *Surfaces effectives de selection en fonction de l'énergie du muon pour différents taux du bruit de fond optique. Une reconstruction non-standard a été utilisée et les surfaces sont moyennées sur tous les muons ascendants. Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.*

5.2.2 Alignement

Jusqu'à présent, un *détecteur idéal* sans déformations a été étudié. Or, dans un milieu comme la mer, les déformations de la géométrie causées par les courants sous-marins ne seront plus négligables. Surtout, la géométrie exacte (le *détecteur réel*) ne sera plus connue. Le système de positionnement prévu, décrit au cours du paragraphe 3.2.6), permet de mesurer les paramètres nécessaires à la reconstruction du détecteur réel. Or, une connaissance absolue sans erreurs n'étant jamais possible, le résultat de ces mesures, le *détecteur mesuré*, ne correspond pas exactement au détecteur réel. Une étude de l'influence de ces erreurs d'alignement sur les résultats de la reconstruction a été présentée dans [101]. Elle ne montre qu'une très légère dégradation de la qualité de la reconstruction et de la résolution angulaire.

5.2.3 Diffusion

Dans le paragraphe 3.1.2 nous avons vu que les propriétés optiques de l'eau sont décrites par la longueur d'absorption L_{abs}, la longueur de diffusion L_{diff} et la distribution de l'angle de diffusion $f(\theta)$ (caractérisée par $\langle\cos\theta\rangle$). Dans une première approximation, la longueur effective de diffusion, définie par la formule B.11, décrit complètement la diffusion.
Pourtant, des études ont montrés que la connaissance de L_{diff}^{eff} ne suffit pas à comprendre les performances du détecteur [102] :

- pour des modèles avec un L_{diff}^{eff} fixe, les résultats de la reconstruction dépendent des autres paramètres de la diffusion ;
- pour des modèles avec un $\langle\cos\theta\rangle$ fixe, les performances du détecteur (S_{eff}, ϑ) se détériorent, si L_{diff}^{eff} diminue ;
- la forme de $f(\theta)$ est aussi importante.

Ainsi, chaque paramètre influence les performances du détecteur. Leur connaissance est donc nécessaire pour la détermination exacte des performances du détecteur **ANTARES**. Une étude détaillée a été entreprise afin d'analyser la sensibilité des performances du détecteur aux paramètres de diffusion. Cette étude nous dit avec quelle précision ceux-ci doivent être connus. Les résultats de cette analyse, présentés dans [96], sont les suivants :

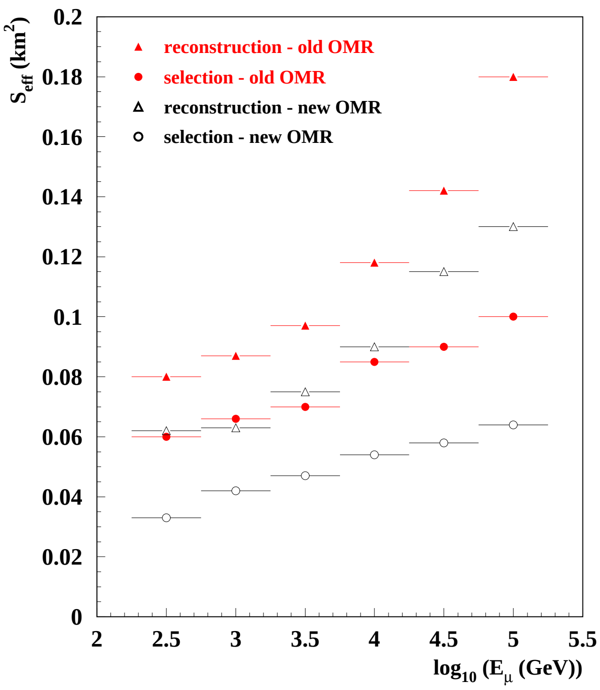
- l'incertitude sur le modèle de diffusion utilisé dans la simulation provoque une dégradation de la surface effective de détection d'environ 10% ;
- la résolution angulaire est encore plus affectée : à très haute énergie, une dégradation pouvant atteindre 40% a été trouvée ; elle peut être réduite à 10% si L_{diff}^{eff} est connue.

En supposant que les mesures des paramètres optiques de l'eau, décrites au paragraphe 3.1.2, laissent une incertitude de 15% sur L_{diff}^{eff} et de 10% sur $f(\theta)$, la résolution angulaire a été déterminée. En utilisant le résultat de ces mesures, $L_{diff} >$

20 m, la résolution angulaire résultante[7] pour $E_\nu = 100$ TeV est :

$$\vartheta = 0,31^\circ \pm 0,04^\circ \; , \tag{5.6}$$

en accord avec notre résultat (formule 5.4). Nous allons utiliser ce résultat à la fin de ce chapitre (paragraphe 5.3).



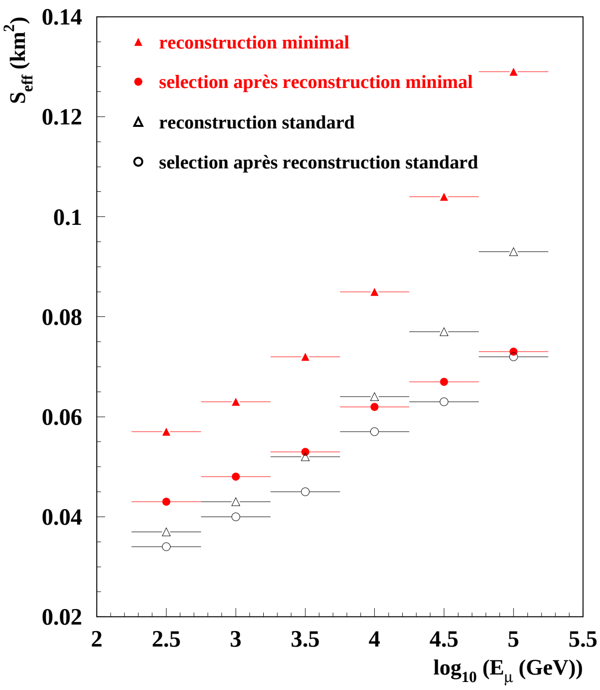


FIG. 5.16: *Surfaces effectives de reconstruction (triangles) et de sélection (points) en fonction de l'énergie du muon pour deux acceptances angulaires des photomultiplicateurs : l'acceptance ancienne (symbols pleins) et l'acceptance nouvelle (symbols ouverts). La reconstruction minimale a été utilisée.*

FIG. 5.17: *Surfaces effectives de reconstruction (triangles) et de sélection (points) en fonction de l'énergie du muon pour deux algorithmes différents de reconstruction : la reconstruction minimale (uilisée dans [76])(symbols pleins) et la reconstruction standard (symbols ouverts). La sélection standard a été utilisée.*

[7] Le résultat présenté dans [96] est pour l'angle entre le neutrino incident et le muon reconstruit : $\vartheta = 0,32^\circ \pm 0,04^\circ$. L'angle entre le neutrino incident et le vrai muon à l'énergie indiqué est de $0,07^\circ$ selon la formule 2.15. À partir de ces deux valeurs nous avons calculé la valeur de la formule 5.6.

5.2.4 Algorithmes de reconstruction

La reconstruction standard de la trace a été décrite dans le paragraphe 4.3. Certainement, des modifications des algorithmes standards peuvent améliorer les résultats de la reconstruction et les performances du détecteur. Par exemple, la reconstruction utilisée dans [76] (*reconstruction minimale*) avec un algorithme légèrement différent, donnait des résultats très différents, qui sont présentés sur la figure 5.17. Jusqu'à présent, deux directions ont été envisagées pour l'amélioration de la reconstruction standard : le pré-ajustement et l'ajustement.

La reconstruction de la trace du muon est basée sur les temps d'arrivée des photons Tcherenkov sur les photomultiplicateurs. La fonction de vraisemblance (paragraphe 4.3.3) décrit la probabilité du temps d'arrivée des photons. Cette distribution de probabilité change avec les paramètres de diffusion dans l'eau[8]. Une correction de la fonction de vraisemblance semble donc nécessaire afin d'obtenir un bon ajustement. Malheureusement, le modèle exact de la diffusion dans l'eau n'est pas connu. Une étude de différents modèles est donc indispensable. La description d'une telle étude se trouve dans [102]. Les résultats de cette analyse sont les suivants :

- la forme de la fonction de vraisemblance ne dépend pas fortement du modèle de diffusion utilisé ;
- les résultats de la reconstruction ne dépendent que légèrement des queues de la fonction de vraisemblance ;
- les meilleurs résultats sont obtenus avec une fonction de vraisemblance qui donne beaucoup de poids aux coups directs ;
- une fois les coupures de sélection redéfinies pour chaque modèle, afin de garantir une efficacité de sélection constante, la résolution angulaire est aussi constante.

Afin de trouver un bon point de départ pour l'ajustement, un pré-ajustement est utilisé. Une nouvelle méthode de pré-ajustement, différente de l'algorithme décrit dans le paragraphe 4.3.1, a été inventée [103]. Le nouveau pré-ajustement est basé sur la relation géométrique entre la trace et les coups provenant de cette trace due à l'angle Tcherenkov fixe. Une sélection supplémentaire des coups est aussi appliquée : seuls des coups en coïncidence, des coups de haute amplitude et des coups directs sont pris en compte.
Le résultat en terme de surface effective et de résolution angulaire est montré sur la figure 5.18. Avec cette nouvelle méthode, une augmentation d'un facteur 2 du nombre d'événements reconstruits et sélectionnés est obtenue. Avec les coupures

[8] Les queues deviennent plus importantes avec l'importance de la diffusion, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 3.1.2

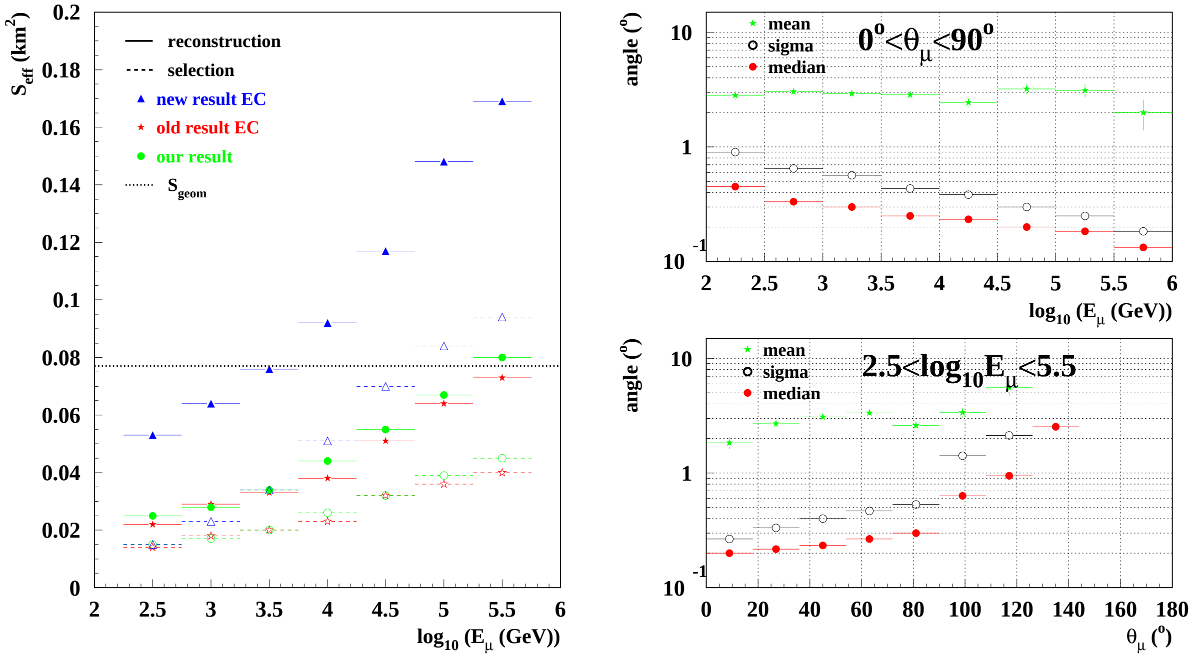


FIG. 5.18: *Amélioration des surfaces effectives de reconstruction (symboles pleins) et de sélection (symboles ouverts) avec le nouveau pré-ajustement de [103] : les étoiles montrent le résultat obtenu avec la reconstruction standard, les triangles montrent le nouveau résultat. Les résultats présentés au paragraphe 5.1.1 sont montrés en cercles.*

standards la résolution angulaire reste à peu près constante entre 300 GeV et 100 TeV :

$$\vartheta = 0,25^\circ \pm 0,01^\circ \; . \tag{5.7}$$

Or, avec des coupures de sélection plus dures, une amélioration de la résolution angulaire jusqu'à $\vartheta \leq 0,1^\circ$ devient possible. Jusqu'à présent il reste un inconvénient : les muons descendants sont reconstruits avec une plus grande erreur, comme on le voit sur la figure 5.18 (à droite en bas). Cela pourrait impliquer que les traces descendantes soient plus facilement reconstruites comme étant ascendantes. Le rejet du bruit de fond du détecteur serait donc moins efficace et la détection d'un signal de neutrinos astrophysiques deviendrait impossible. Afin d'arriver à une conclusion, des études approfondies sont encore nécessaires en ce qui concerne le nouveau pré-ajustement, mais il semble que des performances du détecteur peuvent être améliorées et atteindre les valeurs présentées dans [76].

5.2.5 Structure du détecteur

Le déploiement du détecteur étudié, avec une structure spirale, n'est pas facile. C'est pourquoi la stucture a été modifiée afin de faciliter le déploiement des lignes et des câbles de connection [74]. La figure 5.19 nous montre le schéma actuel comparé à l'ancien arrangement des lignes.

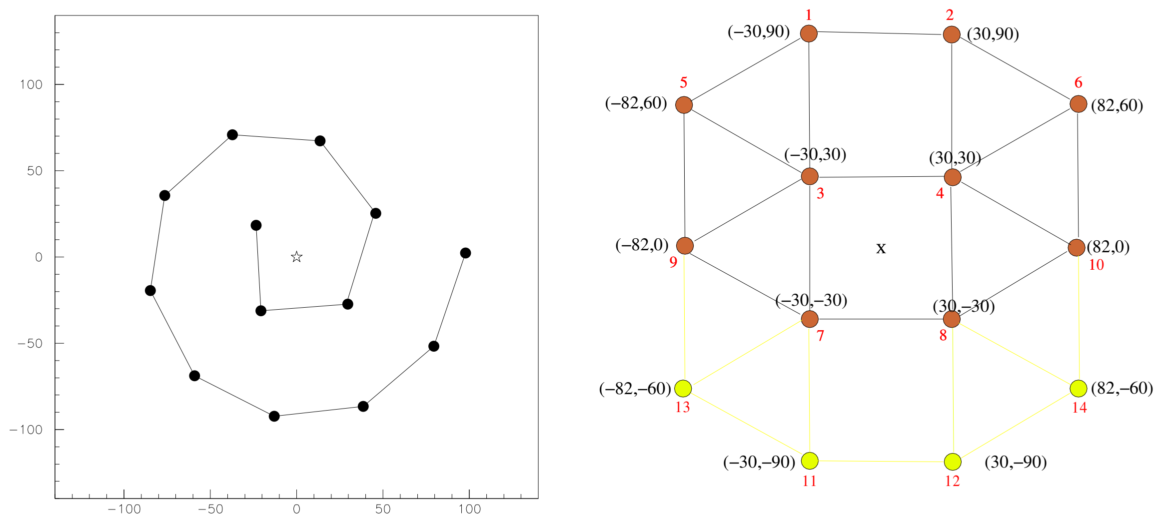


FIG. 5.19: *Vue de dessus de l'arrangement des lignes du détecteur étudié (à gauche) et plan du nouveau détecteur (à droite). Les lignes droites définissent la distance de 60 m entre les lignes. À droite, les chiffres indiquent l'ordre du déploiement des lignes. Le couloir au milieu est prévu pour les câbles de connection à la boîte de jonction, qui sera placée à l'extérieure du détecteur (en bas du schéma).*

De plus, comme nous l'avons déjà mentionné dans le paragraphe 3.3, le déploiement de seulement 10 lignes est prévu pour l'instant, même si le détecteur pourrait être agrandi à 14 lignes[9]. C'est pourquoi nous avons simulé un détecteur à 10 lignes et un détecteur à 14 lignes. Les surfaces effectives pour les deux détecteurs sont montrées sur la figure 5.20 pour les muons ascendants (en haut) et les muons descendants (en bas). Le détecteur à 10 lignes est clairement moins efficace que le détecteur à 14 lignes, ce que l'on attend d'un détecteur plus petit. Nous remarquons que le rapport du nombre d'événements sélectionnés

$$\frac{N_{sel}^{10}}{N_{sel}^{14}} = \frac{3201}{5060} = 0,66 \tag{5.8}$$

[9]La boîte de jonction peut connecter jusqu'à 16 lignes.

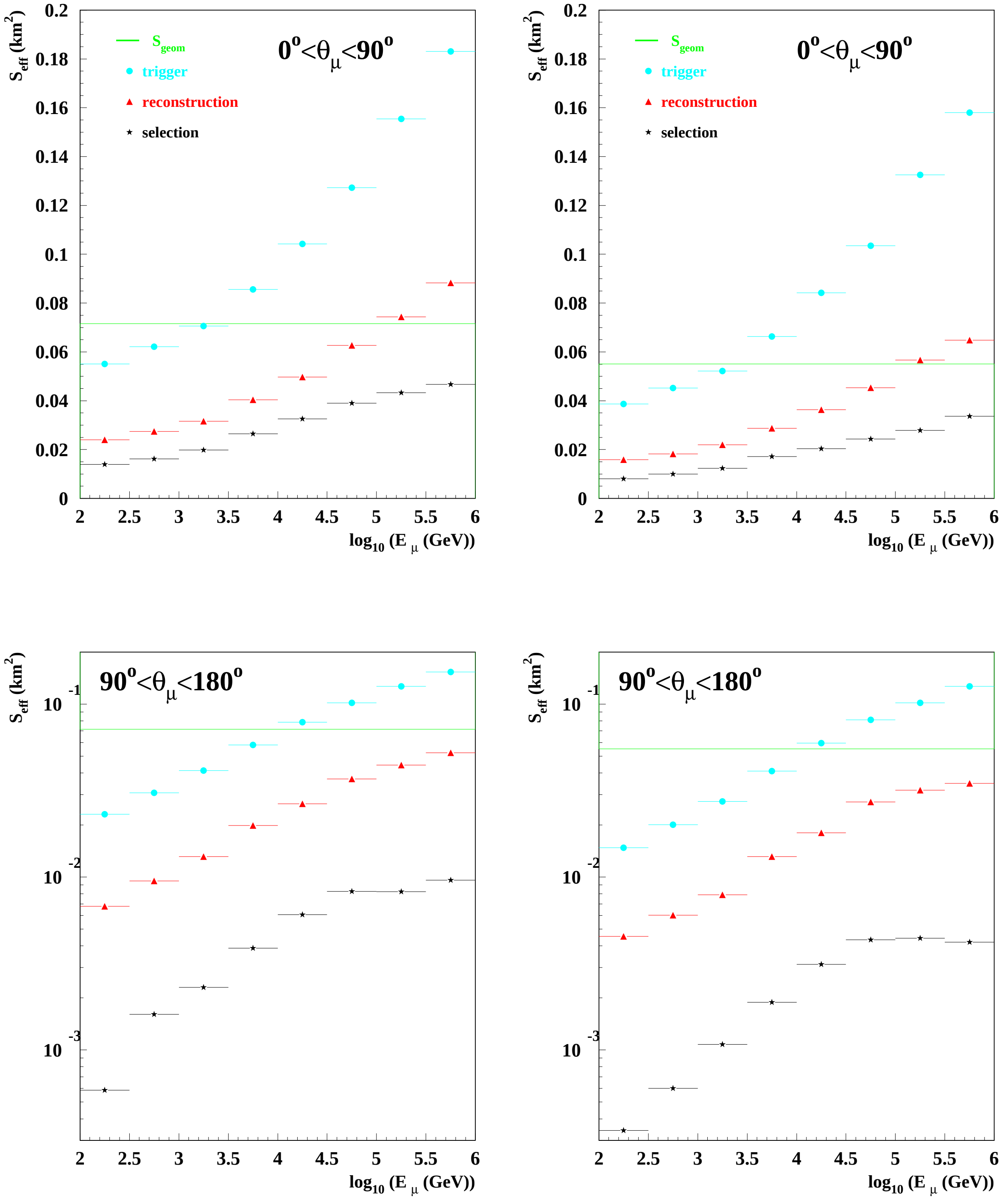


FIG. 5.20: *Surfaces effectives de déclenchement, de reconstruction et de sélection pour un détecteur à 14 lignes (à gauche) et un détecteur à 10 lignes (à droite) en fonction de l'énergie moyennées sur tout les muons ascendants (en haut) et descendants (en bas).*

est inférieur au rapport des surfaces géométriques

$$\frac{S^{10}_{geom}}{S^{14}_{geom}} = \frac{0,055\mathrm{km}^2}{0,071\mathrm{km}^2} = 0,77 \; . \tag{5.9}$$

L'efficacité du détecteur à 10 lignes est donc encore plus faible que celle que l'on déduirait de considérations géométriques. À l'inverse, le détecteur à 14 lignes est tout-à-fait comparable au détecteur à 13 lignes, ce que montre une comparaison avec les figures 5.3 et 6.1.
Pour la résolution angulaire nous obtenons des résultats suivants :

$$\vartheta = 0,28^\circ \pm 0,01^\circ \tag{5.10}$$

pour le détecteur à 14 lignes, et

$$\vartheta = 0,32^\circ \pm 0,02^\circ \tag{5.11}$$

pour le détecteur à 10 lignes. Ils sont comparables au résultat obtenu avec le détecteur à 13 lignes (formule 5.4).

5.3 La résolution angulaire d'ANTARES

Dans ce chapitre, nous avons présenté les performances du télescope **ANTARES**. La précision angulaire obtenue avec l'algorithme de reconstruction a été étudiée en détail. Les résultats sont résumés dans le tableau 5.2.

détecteur	N_{sel}	$\vartheta(^\circ)$
13 lignes	4324	$0,30 \pm 0,02$
14 lignes	5060	$0,28 \pm 0,01$
10 lignes	3201	$0,32 \pm 0,02$

TAB. 5.2: *Nombre de muons sélectionnés (N_{sel}) et résolution angulaire (ϑ) résultant des études décrites dans ce chapitre. Les résultats sont obtenus avec des muons ascendants d'une énergie comprise entre 300 GeV et 100 TeV provenant de 75000 interactions de neutrinos simulés. Les erreurs indiquées sont purement statistiques.*

Pour le détecteur à 13 lignes (*détecteur standard*), la combinaison de la formule 5.4 avec l'erreur systématique de la formule 5.6 donne le résultat suivant pour la précision angulaire de la reconstruction :

$$\vartheta = 0,30^\circ \pm 0,02^\circ(\mathrm{stat.}) \pm 0,04^\circ(\mathrm{syst.}) \; . \tag{5.12}$$

Il est important de distinguer cette contribution (due à la reconstruction du muon) de la contribution irréductible due à l'angle entre le neutrino et le vrai muon (formule 2.15). La résolution angulaire du télescope est la convolution quadratique entre l'angle médian physique et l'angle médian dû à la reconstruction. La figure 5.21 montre que l'erreur due à la reconstruction domine pour des neutrinos avec une énergie supérieure à environ 10 TeV, soit pour des muons d'une énergie supérieure à 2 TeV. C'est donc la précision de la reconstruction qui limite la résolution angulaire du télescope.

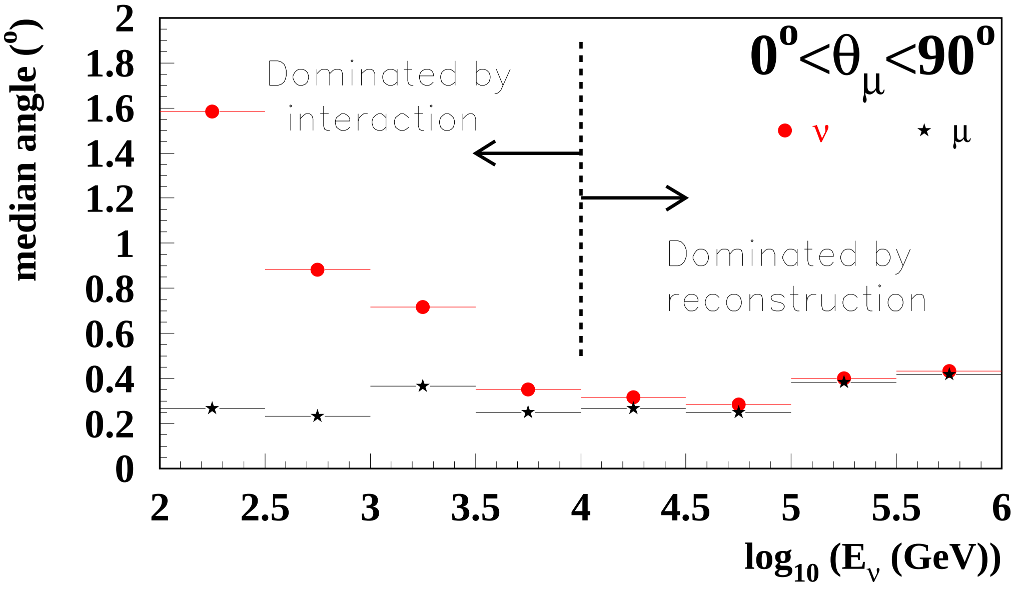


FIG. 5.21: *Médianes des distributions des erreurs angulaires entre le muon reconstruit et le neutrino (cercles) et entre le muon reconstruit et le vrai muon (étoiles) en fonction de l'énergie du neutrino pour les événements ascendants sélectionnés. Au-delà de 10 TeV, ce sont les erreurs de reconstruction qui dominent la résolution angulaire.*

Pour la résolution angulaire du détecteur ANTARES nous obtenons ainsi une résolution angulaire sur les traces montantes d'environ 1° à 1 TeV. Elle diminue avec l'énergie et passe en-dessous de $0,5^\circ$ à 10 TeV et atteint $0,3^\circ$ à 100 TeV.
Dans le chapitre suivant nous présenterons une possibilité de vérification de ce résultat. Avant, nous allons brièvement résumer les résultats de ce chapitre en montrant les possibilités de découverte du détecteur de neutrinos ANTARES.

5.4 Potentialités de découverte

Avec la connaissance des performances du détecteur, il nous est possible de caractériser les potentialités de découverte d'ANTARES. Comme nous l'avons déjà souligné dans le paragraphe 5.1.1, un potentiel de découverte équivalent dans chaque région céleste est garanti car l'efficacité de détection ne dépend que faiblement de la région angulaire. Suivant les explications du paragraphe 2.2.5, nous montrons les distributions des taux attendus de muons ascendants par an sur les tableaux 5.3 et 5.5. Ici aussi, les remarques de la page 50 appliquent. Comme nous l'avons déjà mentionné dans le paragraphe 5.1.4, la découverte de sources diffuses d'une part, la détection de sources ponctuelles d'une autre, ne nécessite pas les mêmes performances. C'est pourquoi nous allons les présenter séparement.

5.4.1 Sources diffuses

La découverte de sources diffuses de neutrinos cosmiques nécessite un bon rejet et une connaissance exacte du bruit de fond. De plus, une bonne reconstruction de

	$N_\mu \; (E_\mu > E_\mu^{min})$		
Modèle	$E_\mu^{min} = 1$ TeV	$E_\mu^{min} = 10$ TeV	$E_\mu^{min} = 100$ TeV
μ_{ATM} (Okada) [81]	1591 ± 727	< 712	< 712
ATM (Volkova) [41]	230 ± 20	10 ± 1	$0,16 \pm 0,02$
GAL (Montanet) [39]	80 ± 4	$13,1 \pm 0,8$	$0,80 \pm 0,09$
AGN (Stecker) [44]	85 ± 4	64 ± 3	26 ± 3
AGN (Protheroe) [45]	$7,6 \pm 0,4$	$6,0 \pm 0,4$	$2,8 \pm 0,3$

	$N_\mu \; (E_\mu > E_\mu^{min})$		
Modèle	$E_\mu^{min} = 1$ TeV	$E_\mu^{min} = 10$ TeV	$E_\mu^{min} = 100$ TeV
μ_{ATM} (Okada) [81]	797 ± 514	< 712	< 712
ATM (Volkova) [41]	290 ± 30	70 ± 20	$1,8 \pm 0,3$
GAL (Montanet) [39]	74 ± 3	26 ± 2	$2,6 \pm 0,3$
AGN (Stecker) [44]	73 ± 3	61 ± 3	32 ± 3
AGN (Protheroe) [45]	$6,7 \pm 0,4$	$5,7 \pm 0,3$	$3,1 \pm 0,3$

TAB. 5.3: *Nombre N_μ de muons ascendants induits par an par des neutrinos de sources diffuses. En haut : au-dessus d'un seuil d'énergie vraie du muon E_μ^{min} après la sélection standard. En bas : au-dessus d'un seuil d'énergie reconstruite du muon E_μ^{min} après la coupure supplémentaire sur le nombre de coups. Les erreurs sont statistiques et prennent en compte la dispersion des poids appliqués.*

l'énergie des muons détectés permet la reconstruction du spectre et ouvre ainsi la possibilité de distinguer les différentes sources possibles. Pour le moment, la connaissance du bruit de fond des muons atmosphériques est encore limitée par la statistique de simulation, comme le montre le tableau 5.3. Ce dernier résume le nombre de muons ascendants de différentes sources diffuses décrites dans le paragraphe 2.1. Ce tableau montre aussi qu'à partir d'une certaine énergie ($E_\mu > 10$ TeV), le signal ressort distinctement du bruit de fond irréductible des muons induits par les neutrinos atmosphériques.
Dans le cas du plan galactique, nous n'avons pas pris en compte le fait que cette source n'est pas vraiment diffuse, car les neutrinos sont supposés provenir d'une bande de largeur de $\sim 5°$ à partir de l'équateur galactique. Le rapport signal sur bruit peut donc être amélioré si on considère la vraie distribution du signal, parce qu'en n'observant qu'une partie du ciel, le bruit de fond est diminué tandis que le signal reste constant.[10].

5.4.2 Sources ponctuelles

Nous avons déjà constaté que le bruit de fond est un problème moins crucial dans le cas de la recherche de sources pontuelles, parce que les N_{bruit} événements sont distribués sur tout l'hémisphère alors que nous regardons seulement dans une petite fenêtre de la taille de la résolution angulaire (la médiane, voir la figure 5.21). Celle-ci nous donne un petit angle solide $d\Omega$ dans lequel nous observons 50% des

Région angulaire	Énergie minimale	Résolution angulaire	facteur $d\Omega/2\pi$	Modèle concerné
	1 TeV	$1°$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	
$\theta_\mu < 90°$	10 TeV	$0,5°$	$3,8 \cdot 10^{-5}$	ATM (Volkova)
	100 TeV	$0,3°$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	
	1 TeV	$1°$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	
$\theta_\mu > 90°$	10 TeV	$1°$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	μ_{ATM} (Okada)
	100 TeV	$1°$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	

TAB. 5.4: *Paramètres pour le calcul du bruit de fond pour les sources ponctuelles. Pour les muons atmosphériques descendants reconstruits comme étant ascendants nous avons assumés une résolution angulaire de 1°.*

[10]Du même, les 225 restes de supernovae [104] qui sont réparties dans le plan galactique, pourraient donner un signal largement au-dessus du bruit. Comme cela nécessite une étude plus détaillée, nous ne les prenons pas en compte dans ce travail de thèse.

événements de la source. En conséquence, le bruit est réduit d'un facteur[11] $d\Omega/2\pi$, voir le tableau 5.4. Les taux de bruit de fond ainsi obtenus sont comparés au nombre de muons attendu de différentes sources ponctuelles dans le tableau 5.5. Visiblement, une détection de sources ponctuelles ne semble pas possible selon nos résultats. Si les outils de simulation (plus précisement : l'efficacités de reconstruction et de sélection) ne peuvent pas être améliorés d'au moins un facteur 5, la découverte de sources ponctuelles doit attendre la prochaine génération de télescopes à neutrinos d'une surface de 1 km^2.

	N_μ $(E_\mu > E_\mu^{min})$		
Modèle	$E_\mu^{min} = 1$ TeV	$E_\mu^{min} = 10$ TeV	$E_\mu^{min} = 100$ TeV
μ_{ATM} (Okada) [81]	$0,12 \pm 0,05$	$< 0,05$	$< 0,05$
ATM (Volkova) [41]	$0,017 \pm 0,002$	$(1,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$	$(4,2 \pm 1,4) \cdot 10^{-7}$
SOL (Ingelman) [38]	$0,011 \pm 0,006$	$(8,5 \pm 0,7) \cdot 10^{-4}$	$(1,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$
CGA (Crocker) [40]	$0,64 \pm 0,02$	$0,25 \pm 0,01$	$0,041 \pm 0,004$
Crabe (Roy) [49]	$0,0053 \pm 0,0002$	$(18,6 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$	$(2,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$
jeune SNR (Roy) [49]	$0,27 \pm 0,01$	$0,054 \pm 0,004$	$(1,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$
3C273 (Stecker) [51]	$0,0090 \pm 0,0004$	$0,0068 \pm 0,0003$	$(2,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$

	N_μ $(E_\mu > E_\mu^{min})$		
Modèle	$E_\mu^{min} = 1$ TeV	$E_\mu^{min} = 10$ TeV	$E_\mu^{min} = 100$ TeV
μ_{ATM} (Okada) [81]	$0,06 \pm 0,04$	$< 0,05$	$< 0,05$
ATM (Volkova) [41]	$0,022 \pm 0,002$	$0,0013 \pm 0,0004$	$(1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-5}$
SOL (Ingelman) [38]	$0,012 \pm 0,001$	$0,0033 \pm 0,0004$	$(2,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$
CGA (Crocker) [40]	$0,49 \pm 0,02$	$0,28 \pm 0,01$	$0,069 \pm 0,005$
Crabe (Roy) [49]	$0,0041 \pm 0,0001$	$0,0021 \pm 0,0001$	$(5,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$
jeune SNR (Roy) [49]	$0,19 \pm 0,01$	$0,084 \pm 0,006$	$0,008 \pm 0,001$
3C273 (Stecker) [51]	$0,0077 \pm 0,0004$	$0,0064 \pm 0,0003$	$(3,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$

TAB. 5.5: *Nombre N_μ de muons ascendants induits par an par des neutrinos de sources ponctuelles dans un angle solide de la taille de la résolution angulaire. En haut : au-dessus d'un seuil d'énergie vraie du muon E_μ^{min} après la sélection standard. En bas : au-dessus d'un seuil d'énergie reconstruite du muon E_μ^{min} après la coupure supplémentaire sur le nombre de coups. Les erreurs sont statistiques et prennent en compte la dispersion des poids appliqués.*

[11] en supposant que ce bruit est distribué de façon isotrope, ce qui est certainement vrai pour les neutrinos atmosphériques, mais probablement aussi pour les muons atmosphériques descendants reconstruits comme étant ascendants

Chapitre 6

Vérification de la résolution angulaire

La vérification de la résolution angulaire d'ANTARES a pour but de prouver que ce détecteur mérite d'être considéré comme un véritable télescope (à neutrinos). Cela n'inclut pas seulement la validation d'une très bonne résolution angulaire qui est une carctéristique d'un télescope, mais aussi la confirmation d'un positionnement absolu précis, c'est-à-dire que la capacité à définir une direction de visée absolue (qui est important pour la recherche de sources ponctuelles) doit être démontrée.
Des différents outils d'étalonnage et de positionnement sont prévus pour le détecteur ANTARES, voir le paragraphe 3.2.6. Par exemple, l'étalonnage interne, le positionnement relatif entre des modules optiques ainsi que le positionnement global à l'aide d'un système GPS permettent la surveillance de la résolution angulaire. En revanche, pour la vérification de la capacité de pointage absolu, aucune possibilité n'existe avec les systèmes internes du détecteur.
Afin de déterminer leur résolution angulaire et leur direction de visée absolue, les télescopes astronomiques traditionnels utilisent des sources ponctuelles observables et connues. Comme ces sources n'émettent pas de muons, leur utilisation n'est pas possible dans le cas d'ANTARES et des autres détecteurs de muons sous-terrains. C'est pourquoi ces expériences utilisent la Lune (par exemple MACRO [105] ou SOUDAN [60]). En absorbant les rayons cosmiques décrits dans le chapitre 1.1, la Lune semble être une 'anti-source' de rayons cosmiques, dont l'ombre peut être détectée.
L'observation de l'ombre de la Lune en rayons cosmiques de haute énergie a été proposée par Clark [106] en 1957. Les rayons cosmiques, arrivant de l'espace sur Terre, interagissent dans l'atmosphère terrestre, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.1.1. Dans ces interactions, des *muons atmosphériques* descendants sont créés. Lorsqu'ils arrivent dans le détecteur au fond de la mer, ils constituent un bruit de fond (voir le paragraphe 2.2.6). L'ombre de la Lune se traduit par un manque de muons descendants dans la direction de la Lune. C'est ce manque que nous utiliserons dans l'analyse.

Les paragraphes suivants décrivent la détection des muons descendants et l'utilisation de l'ombre de la Lune pour la détermination de la résolution angulaire et de la précision du positionnement.

6.1 Détection des muons atmosphériques

Avant que nous nous concentrions sur l'observation de l'ombre de la Lune, il nous faut d'abord connaître le nombre des *muons atmosphériques* détectés dans la direction de la Lune[1]. Ces muons sont ceux que nous avons analysés comme bruit de fond dans le paragraphe 5.1.4. Nous savons donc déjà (tableau 5.1) que $5,4 \cdot 10^7$ muons seront reconstruits et $6,8 \cdot 10^5$ sélectionnés par an. En revanche, maintenant, nous nous intéressons seulement aux événements reconstruits comme étant descendants, qui viennent de la direction de la Lune (tableau 6.1). Il faut donc non seulement prendre en compte l'efficacité de détection des traces descendantes $(S_{eff}(\theta_\mu, E_\mu))$ et la variation de la précision angulaire de reconstruction en fonction de l'angle zénithal et de l'énergie du muon $(\sigma(\theta_\mu, E_\mu))$, mais aussi le flux des muons atmosphériques $(\Phi(\theta_\mu, E_\mu))$ et la position de la Lune $(\mathcal{P}(\theta, \varphi))$.

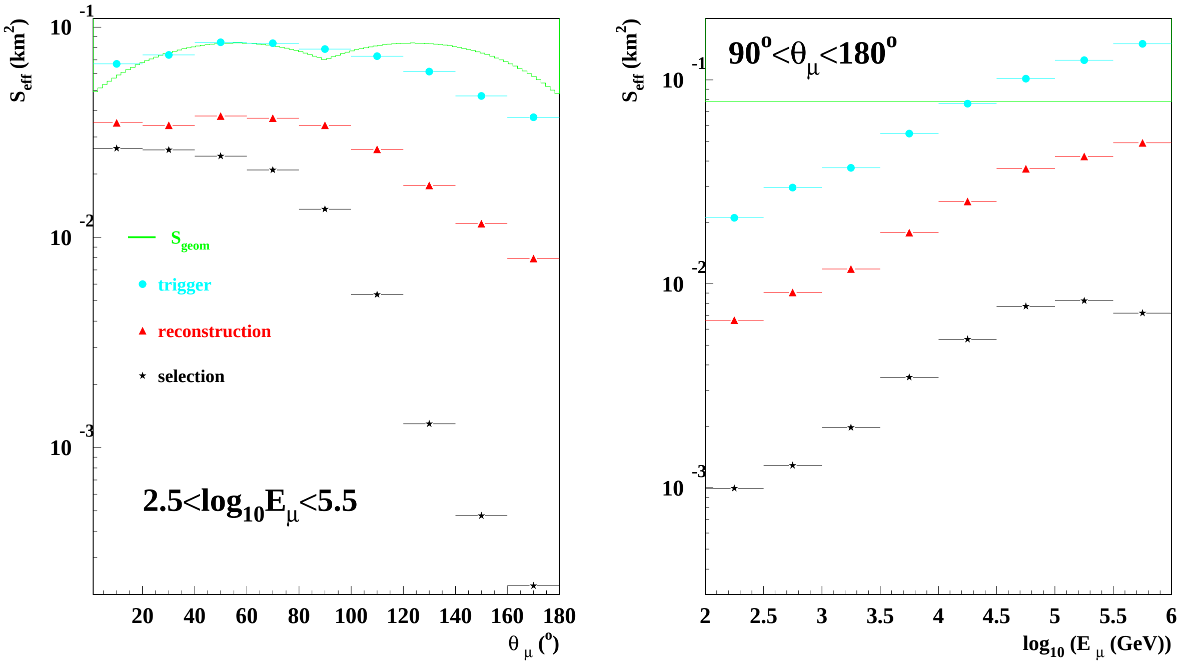


FIG. 6.1: *Surfaces effectives en fonction de l'angle d'incidence du muon (à gauche) et de l'énergie du muon (seulement pour les muons descendants, à droite).*

[1]par exemple dans un angle de 1° autour de la Lune

6.1.1 Efficacité de détection des traces descendantes et précision angulaire

Les photomultiplicateurs regardant vers le bas, l'efficacité de reconstruction et de détection est nettement plus faible pour les muons descendants que pour les muons ascendants. Les surfaces effectives en fonction de l'énergie et de l'angle d'incidence des muons sont montrées sur la figure 6.1. La surface effective de reconstruction atteint $0,01\ \mathrm{km}^2$ pour les muons verticalement descendants (moyennée sur les énergies entre 300 GeV et 300 TeV) ou les énergies inférieures à 1 TeV (moyennée sur les muons descendants). La surface effective de sélection est encore plus faible d'au moins un ordre de grandeur, ce qui fait que les muons descendants ne sont pratiquement plus détectés[2]. En conséquence, la sélection standard ne peut pas être utilisée dans cette étude.
La sélection standard assure aussi la précision de reconstruction décrite dans le paragraphe 5.1.2. Or, nous y avons déjà remarqué, que la précision de reconstruction se détériore pour des basses énergies et des grandes angles. Ainsi, si nous n'utilisons pas la sélection standard, il faut trouver un autre algorithme permettant d'obtenir une précision angulaire[3] de $\sigma \sim 1°$. Le développement d'une nouvelle sélection avec une efficacité de détection améliorée pour les traces descendantes est décrit dans le paragraphe 6.1.4.

6.1.2 Flux des muons atmosphériques

Le flux de muons atmosphériques dépend de l'angle zénithal. Comme nous l'avons déjà vu dans le paragraphe 5.1.4, il diminue rapidement vers l'horizon. Il dépend aussi de l'énergie, comme le montre la figure 6.2. Un flux important n'est garanti qu'à basses énergies et à grandes angles.

6.1.3 Position de la Lune

La Lune n'est au-dessus de l'horizon que pendant la moitié du temps (moyenné sur l'année). De plus, des angles zénithaux au-delà de 150° ne sont que rarement atteints et sous des angles zénithaux supérieurs à 166° la Lune n'est jamais visible, voir la figure 6.8. La position la plus probable de la Lune est à $\sim$ 110°. Nous prenons en compte la position de la Lune par la probabilité $\mathcal{P}(\theta, \varphi)$ d'être observable sous un certain angle zénithal θ et azimutal φ. Comme l'efficacité de détection ne dépend pas de l'angle azimutal, nous l'avons sommée sur tous les angles azimutaux correspondants. La figure 6.3 nous montre cette distribution $\mathcal{P}(\theta)$.

---

[2] ce qui est tout à fait le but de la sélection standard

[3] Dans ce chapitre nous utilisons la valeur σ pour la caractérisation de la résolution angulaire, comme nous l'avons déjà mentionné dans le paragraphe 5.1.2.

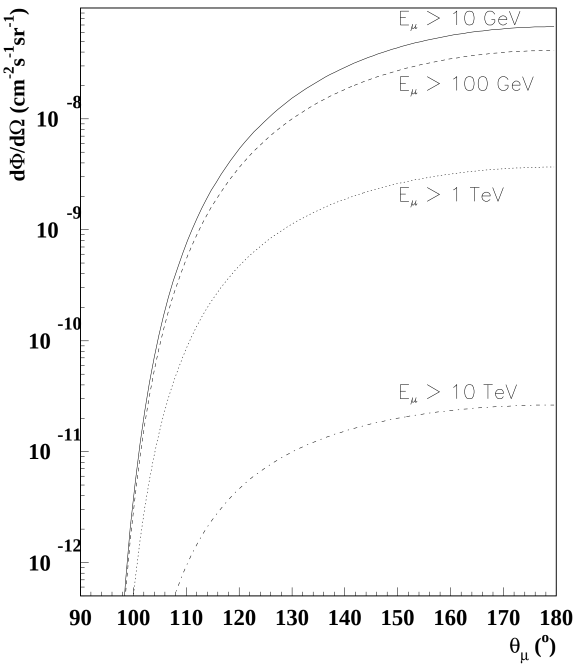


FIG. 6.2: *Flux intégré des muons atmosphériques à 2200 m de profondeur en fonction de l'angle zénithal, au-delà de cinq seuils en énergie différents entre 10 GeV et 10 TeV (mésuré sur la canette).*

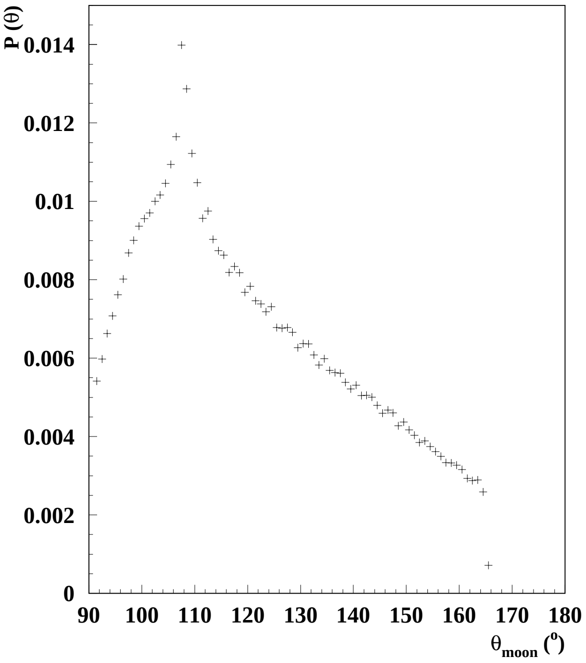


FIG. 6.3: *Probabilité normalisée d'observer la Lune sous un certain angle zénithal au-dessus de l'horizon (voir aussi la figure 6.8). L'intégrale de la distribution donne 0,5.*

6.1.4 Sélection des muons descendants

Nous avons vu dans le paragraphe 5.1.4 que les coupures de la sélection standard décrites dans le paragraphe 4.5 rejettent en grande partie des muons descendants. Pour la détection de l'ombre de la Lune, nous nous intéressons exactement à ces muons et ne souhaitons pas les éliminer. Une sélection différente de la sélection standard est donc nécessaire. En ce qui concerne la bonne résolution angulaire atteinte avec la sélection standard, elle doit quand même être conservée afin de pouvoir détecter l'ombre de la Lune.

Nous avons developpé une nouvelle sélection en utilisant $4,2 \cdot 10^7$ muons descendants. Ils ont été engendrés avec le programme GEM [82], qui produit leur spectre suivant le flux d'Okada [81]. Seuls les muons reconstruits comme étant descendants ont été pris en compte. Les coupures utilisées dans la sélection standard assurent une bonne qualité de reconstruction[4], c'est pourquoi nous garderons ces variables.

[4]Nous définons la qualité de reconstuction à partir de l'angle spatial Θ entre la direction du vrai muon et la trace reconstruite.

Cependant, les positions des coupures étant choisies afin de garantir une puissance maximale de rejet de bruit de fond, qui ne joue aucun rôle dans notre étude, nous allons modifier les positions de ces coupures.

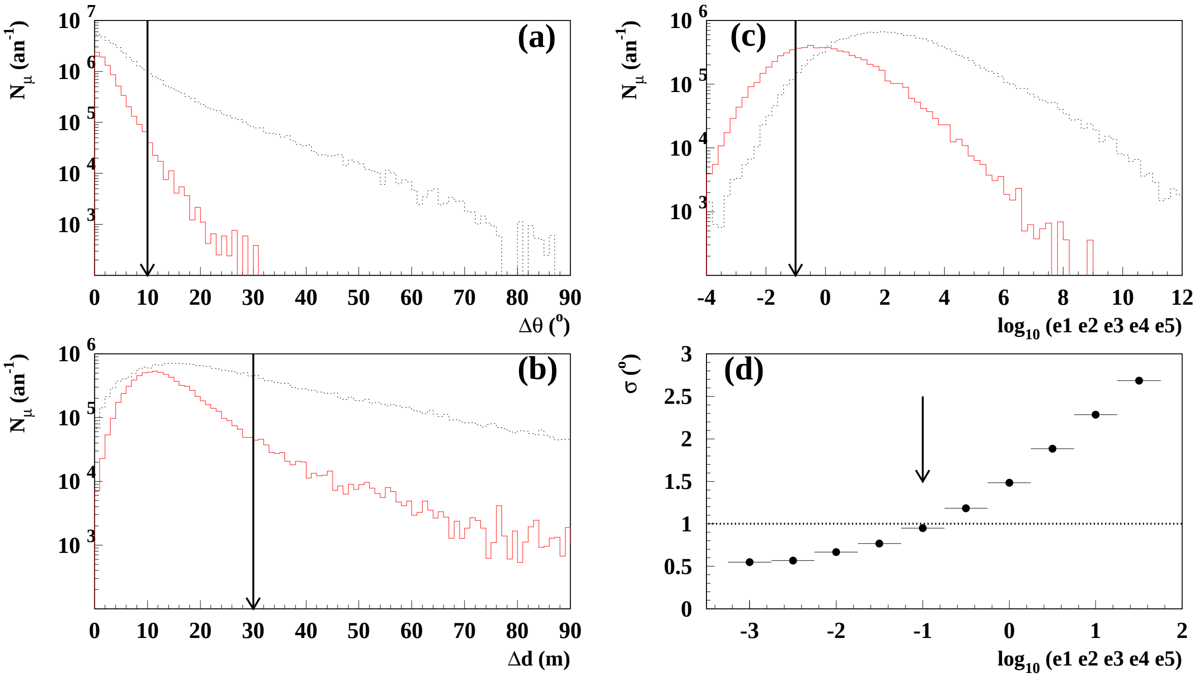


FIG. 6.4: *Distributions des variables utilisées dans la sélection pour les événements bien reconstruits ($\Theta < 1°$; trait plein coloré) et les événements mal reconstruits ($\Theta > 2°$; en noir pointillé) : l'angle $\Delta\theta$ (a) et la distance Δd (b) entre la trace résultant du pré-ajustement et la trace reconstruite et le produit des erreurs de reconstruction (c). La figure (d) montre la précision angulaire de la reconstruction obtenue en fonction de la position de la coupure sur le produit des erreurs de la reconstruction. Les coupures utilisée dans cette nouvelle sélection sont indiquées par des flèches.*

Les figures 6.4 (a) et (b) montrent les distributions de l'angle $\Delta\theta$ et de la distance Δd entre la trace résultant du pré-ajustement et la trace reconstruite pour les événements bien reconstruits (avec $\Theta < 1°$) et les événements mal reconstruits (avec $\Theta > 2°$). Les coupures standards[5] sur ces deux variables ne jettent que peu d'événements. En revanche, la coupure sur le produit des erreurs de l'ajustement $e_1 \cdot e_2 \cdot e_3 \cdot e_4 \cdot e_5$ qui assure la bonne résolution angulaire, rejette enormement d'événements[6], comme le montre la figure 6.4 (c). Afin de pouvoir atteindre notre but (une bonne résolution angulaire *et* un nombre élévé d'événements sélectionnés), nous allons reserrer les coupures sur $\Delta\theta$ et Δd et, en même temps, relâcher la coupure

[5] $\Delta\theta < 20°$ et $\Delta d < 80$m, voir le paragraphe 4.5

[6] dans la sélection standard nous coupons sur $e_1 \cdot e_2 \cdot e_3 \cdot e_4 \cdot e_5 \leq 0,01$

sur les erreurs de reconstruction à une valeur qui assure justement la précision angulaire nécessaire de $\sigma \approx 1°$. La distribution de l'angle σ (défini dans le paragraphe 5.1.2) en fonction de la position de la coupure est montrée sur la figure 6.4 (d). La valeur de la coupure doit donc être $\log_{10}(e_1 \cdot e_2 \cdot e_3 \cdot e_4 \cdot e_5) \leq -1$.
La nouvelle sélection se compose donc des coupures suivantes (indiquées par des flèches sur la figure 6.4) :

- l'angle et la distance entre la trace préajustée et la trace reconstruite doivent satisfaire les conditions : $\Delta\theta < 10°$ et $\Delta d < 30\text{m}$;
- le produit des erreurs de l'ajustement doit être petit : $e_1 \cdot e_2 \cdot e_3 \cdot e_4 \cdot e_5 < 0,1$.

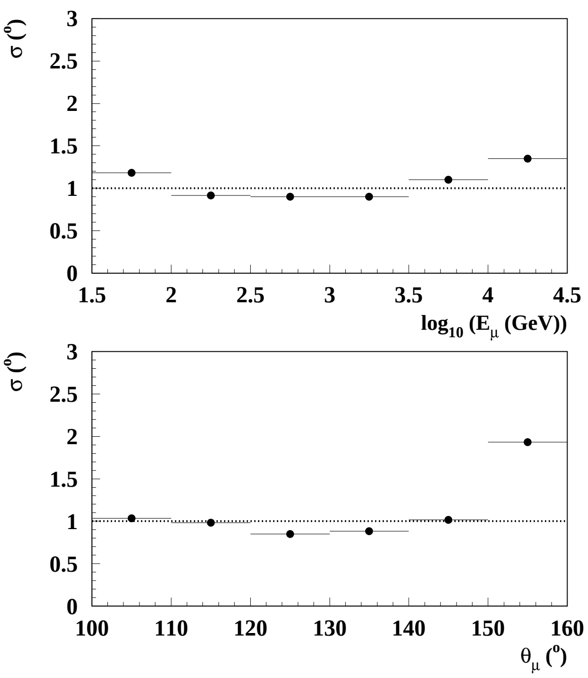


FIG. 6.5: *Résolution angulaire des muons descendants obtenue avec la nouvelle sélection en fonction de l'énergie (en haut) et de l'angle d'incidence (en bas) du muon. La ligne pointillée indique $\sigma = 1°$.*

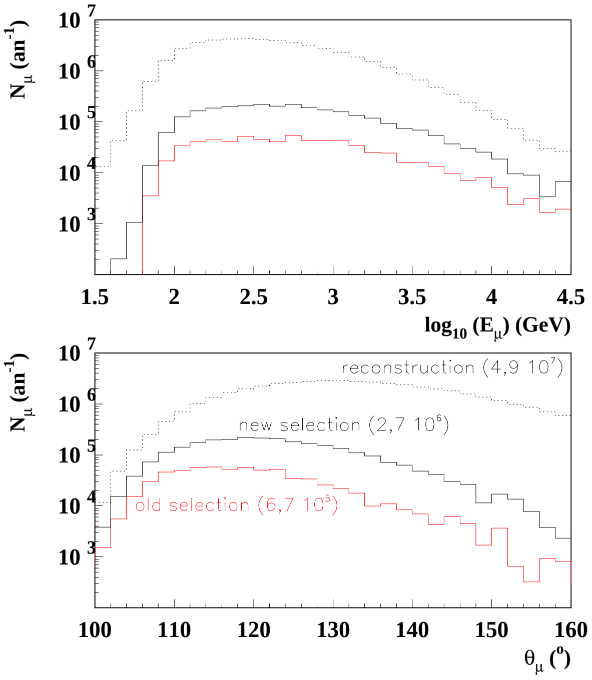


FIG. 6.6: *Nombre des muons reconstruits (pointillé) et sélectionnés (en noir : nouvelle sélection ; en couleur : sélection standard) en fonction de l'énergie (en haut) et de l'angle d'incidence (en bas).*

La figure 6.5 montre la résolution angulaire obtenue avec ces coupures. Visiblement, les événements avec $\Theta < 1°$ sont sélectionnés. Enfin, la figure 6.6 montre les distributions des événements passant la reconstruction, la sélection standard et la nouvelle sélection. L'efficacité de sélection a été améliorée : comparé à la sélection standard, nous gagnons un facteur 4 sur le nombre d'événements sélectionnés.

6.1.5 Nombre de muons attendu

Les nombres de muons atmosphériques reconstruits et détectés sont rassemblés dans le tableau 6.1. Sur tout l'hémisphère supérieur ($\Omega = 2\pi$), le nombre des muons sélectionnés par an est de presque trois millions (première colonne). Dans un angle solide de $\Omega = 1,5 \cdot 10^{-4}$ correspondant à 1 deg^2, nous attendons 405 muons par deg^2 par an (deuxième colonne). Comme nous le verrons plus tard dans le paragraphe 6.2.2, l'effet de l'ombre de la Lune s'étend sur un rayon de l'ordre de 1° à partir du centre de la Lune. En revanche, comme nous nous intéressons aux muons provenant de la Lune, il nous faut prendre en compte la probabilité $\mathcal{P}(\theta, \varphi)$ de la Lune d'être observable à une certaine position (θ, φ) sur la voute céleste (paragraphe 6.1.3). Ainsi, nous finissons avec

$$N_\mu \sim 156 \text{ deg}^{-2}/\text{an} \tag{6.1}$$

dans le degré autour de la Lune (Ω_{moon}, troisième colonne). Dans le paragraphe 6.2.4 nous allons utiliser ce chiffre pour calculer le temps d'observation nécessaire à la détection de l'ombre de la Lune.

$N_\mu(\Omega)$ par an	$\Omega = 2\pi$	$\Omega = 1\text{deg}^2$	$\Omega_{moon} = 1\text{deg}^2$
reconstruits	$4,9 \cdot 10^7$	7350	2644
sélectionnés (standard)	$6,7 \cdot 10^5$	100	40
sélectionnés (nouveau)	$2,7 \cdot 10^6$	405	156

TAB. 6.1: *Nombre N_μ de muons par an, arrivant d'un angle solide Ω après la reconstruction, la sélection standard et la nouvelle sélection. La colonne de gauche montre le nombre total de muons descendants, la colonne du milieu les muons par deg^2 et la colonne de droite les muons provenant du degré autour de la Lune.*

6.2 Détection de l'ombre de la Lune

La Lune n'est pas ponctuelle, car son diamètre apparent vu de la Terre est d'environ $0,5°$. Pourtant, seule une expérience avec une résolution angulaire du même ordre ou mieux, est capable d'en détecter l'ombre. ANTARES, avec une résolution angulaire $\sigma \leq 1°$ doit donc être capable de la voir.

En détectant son ombre, le Soleil peut être utilisé de la même manière que la Lune pour la vérification de la résolution angulaire, voir par exemple [107]. La détection de l'ombre du Soleil est pourtant plus compliquée, en raison des champs magnétiques interplanétaires qui varient avec le temps et ne sont pas précisement connus. À

	Soleil	Lune
Rayon R (km)	$7 \cdot 10^5$	1738
Distance moyenne $\bar{d}$ (km)	$1,5 \cdot 10^8$	$3,8 \cdot 10^5$
Rayon moyen apparent R_{app} ($^\circ$)	0,26	0,26
Densité moyenne $\bar{\rho}$ (g/cm^3)	1,41	3,37
Densité colonne z (cm.e.e)	$3,3 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^9$

TAB. 6.2: *Paramètres caractérisant le Soleil et la Lune.*

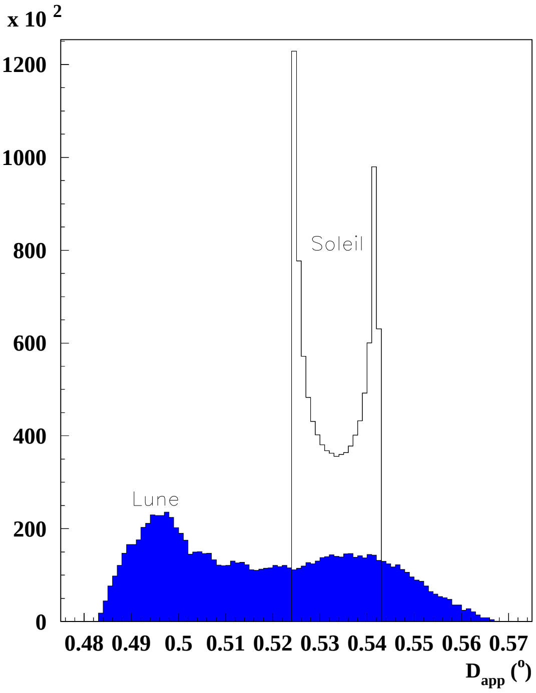


FIG. 6.7: *Distributions des diamètres apparents du Soleil (histogramme ouvert) et de la Lune (histogramme rempli) au cours d'une année.*

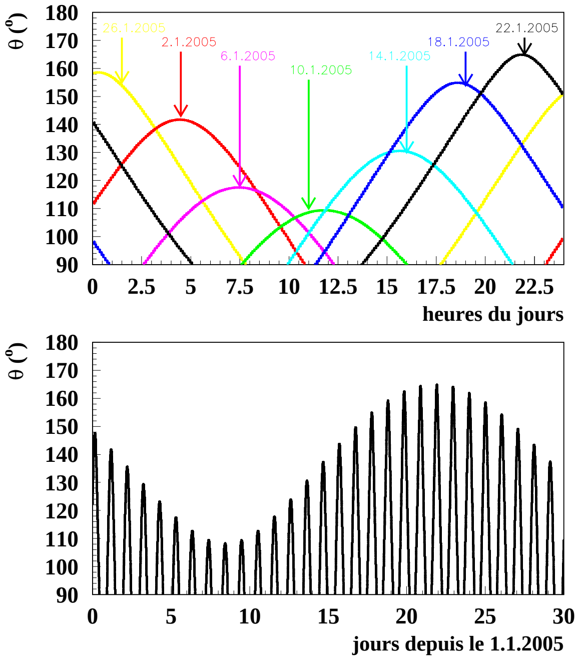


FIG. 6.8: *Simulation de l'angle zénithal de la Lune en fonction du temps : en cours d'une journée (en haut) et pour un mois (en bas).*

l'inverse, pour la détection de l'ombre de la Lune, seul le champ magnétique de la Terre, qui est bien connu, intervient. C'est pourquoi, dans cette étude de faisabilité, nous allons nous concentrer sur la Lune.
Quelques paramètres importants de la Lune et du Soleil sont résumés dans le tableau 6.2. La figure 6.7 montre les diamètres apparents des deux sources pour un intervalle de temps d'une année. L'angle zénithal de la Lune en fonction du temps est montré sur la figure 6.8.

Dans la suite nous expliquerons comment détecter l'ombre de la Lune avec ANTARES. La méthode utilisée est l'analyse du déficit d'événements autour de la Lune [105]. Cette analyse est d'abord décrite d'une manière générale et simplifiée. Ensuite, les problèmes rencontrés et leur solution sont présentés et les résultats résumés dans le paragraphe 6.3.

6.2.1 Méthode générale

La détection du déficit d'événements autour de la Lune est basée sur une comparaison des distributions de densité d'événements observés[7] d'une part, et attendus en l'absence de cet effet d'autre part, en fonction de la distance angulaire au centre de la Lune. Nous avons calculé la position apparente de la Lune pour une période d'une année (voir la figure 6.8). Un million de muons ont été engendrés avec GENTRA dans une fenêtre de $10°$ autour de la direction de la Lune, ce qui représente une statistique correspondant à plus de 15 ans de prise de données.
La déviation des rayons cosmiques par les champs magnétiques interplanétaires et le champ géomagnétique est ignorée dans cette simulation. En effet, la déviation des rayons cosmiques étant inversement proportionnelle à leur énergie, cette déviation est négligable pour des rayons cosmiques de haute énergie. Par exemple, pour des protons d'une énergie supérieure à 10 (100) TeV, l'angle de déviation est de $0,14°$ ($0,03°$). De plus, les muons atmosphériques issus des interactions de ces rayons cosmiques avec l'atmosphère terrestre, suivent exactement la direction de la particule primaire, si cette première est assez énergétique. La détection de l'ombre de la Lune est donc plus simple avec les rayons cosmiques de très haute énergie.
Pour chaque muon, la distance angulaire au centre de la Lune a été calculée. Ensuite, les événements sont partagés en deux ensembles : la moitié des événements constitue l'ensemble du *signal*, qui inclue l'ombre de la Lune, c'est-à-dire les événements dans la direction de la Lune[8]. La simulation de l'absorption par la Lune des rayons cosmiques dont sont issus ces muons est faite en supprimant les muons ayant une distance angulaire inférieure au rayon de la Lune. L'autre moitié des événements, non-modifiés, est utilisée comme échantillon d'événements provenant d'une direction à côté de la Lune[9]. La figure 6.9 montre la distance angulaire d_α des muons simulés. Dans les trois premiers intervalles, un petit déficit d'événements est visible dans la distribution du signal. C'est cet effet (de l'ordre de 500 événements) que nous allons étudier.

L'effet n'est pas très visible dans cette distribution ; nous allons donc utiliser une autre distribution. Comme les événements sont rangés dans des intervalles de largeur $l = 0,1°$ à partir du centre de la Lune, l'angle solide Ω d'un intervalle i est

[7] le *signal*, pour lequel nous avons simulé l'effet de l'ombre de la Lune

[8] en anglais : *on-source sample*

[9] en anglais : *off-source sample*

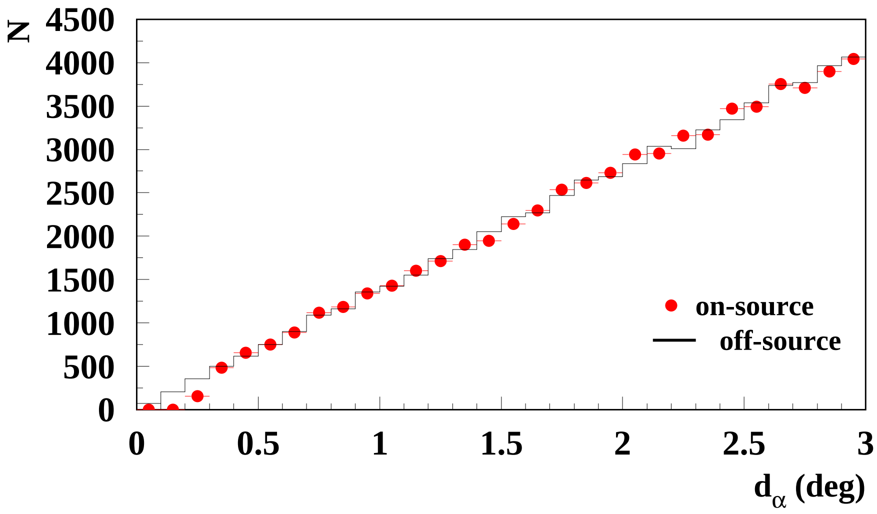


FIG. 6.9: *Nombre d'évenements simulés en fonction de la distance angulaire au centre de la Lune. L'effet de l'ombre de la Lune n'est visible que dans les premiers intervalles.*

de

$$\Omega_i \approx (2i-1)\,\pi\,l^2 \approx (2i-1)\cdot 0,03\mathrm{deg}^2\ . \tag{6.2}$$

Le contenu N_i de chaque intervalle, divisé par l'angle solide de l'intervalle, donne la distribution $\Delta N/\Delta\Omega$, qui approche la densité différentielle d'événements en fonction de d_α. Elle est montrée sur la figure 6.10 à gauche : les points[10] représentent la distribution $\Delta N^{on}/\Delta\Omega$ du signal simulé. La distribution $\Delta N^{off}/\Delta\Omega$ attendue en absence d'un effet d'ombre est montrée en trait plein. Elle est presque plate et bien décrite par une densité constante d'événements de

$$B = \frac{\Delta N^{off}}{\Delta\Omega} = 2300\ \mathrm{deg}^{-2}\ . \tag{6.3}$$

L'effet de l'ombre (ou la différence à la distribution plate) est maintenant clairement visible.

Afin d'estimer de façon simple la signification statistique (*significance*) de cette détection, l'information de la distribution $\Delta N/\Delta\Omega$ peut être utilisée : le déficit intégral d'événements en fonction de d_α jusqu'à l'intervalle n, défini par

$$\mathcal{D}_n = \sum_{i=1}^{n}\left(N_i^{off} - N_i^{on}\right)\ , \tag{6.4}$$

avec $N_i^{off} = B\cdot\Omega_i$, représente la différence en nombre d'événements entre la distribution du signal et la distribution plate. La distribution de $\mathcal{D}_n$ est montrée sur la

[10] avec des erreurs uniquement statistiques

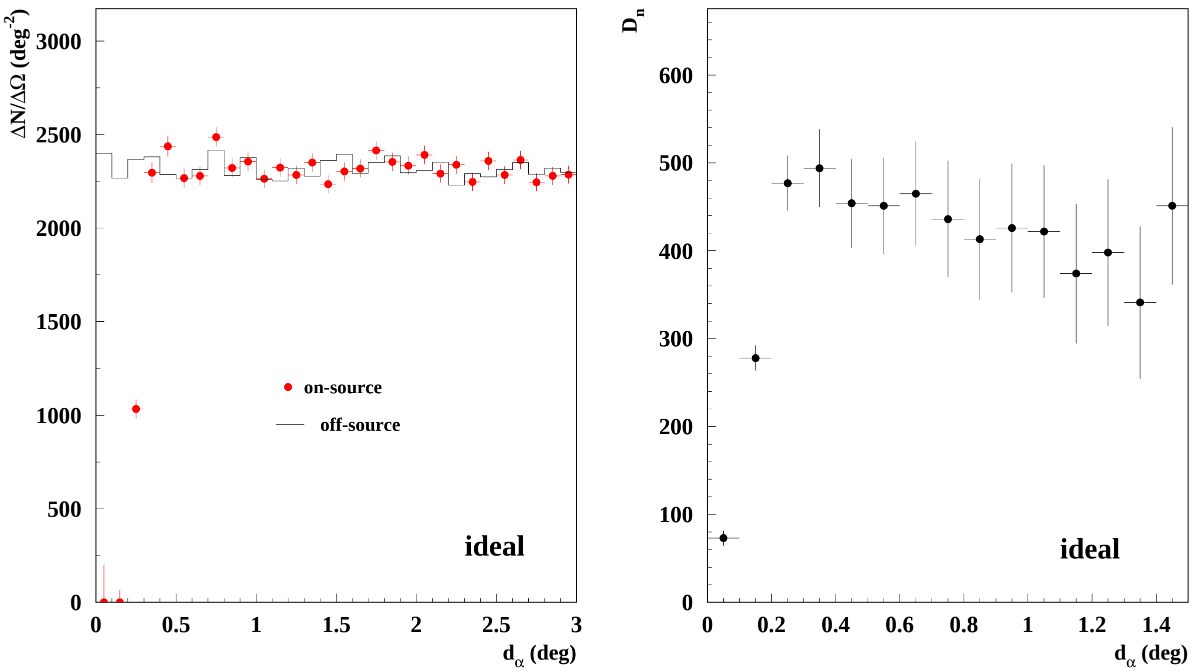


FIG. 6.10: *Densité (à gauche) et déficit intégral (à droite) d'événements en fonction de la distance angulaire au centre de la Lune pour un détecteur avec une résolution angulaire infiniment bonne. Points : le signal ('on-source'); histogramme : simulation du bruit constant de valeur B ('off-source').*

figure 6.10 à droite. Le déficit augmente jusqu'à une valeur $\mathcal{D}_{max}$ qui est atteinte à d_{max}. À partir de ce point, l'ombre ne peut plus être distinguée de la distribution plate : le déficit intégral reste constant. La figure confirme un déficit intégral d' événements de $\mathcal{D}_{max} \sim 500$, un chiffre que nous avons pu extraire de la figure 6.9. Une estimation simple de la significance $\mathcal{S}$ de détection est donnée par

$$\mathcal{S} = \frac{\mathcal{D}_{max}}{\sqrt{N_{max}^{off}}} , \tag{6.5}$$

avec

$$N_{max}^{off} = B\pi d_{max}^2 . \tag{6.6}$$

L'observation d'un effet peut être annoncée, si $\mathcal{S} \geq \mathcal{S}_{min} = 3$. Pour un calcul simple, prenons le cas de la figure 6.10 : nous n'observons aucun événement aux distances angulaires $d_\alpha < R_{moon}$ avec R_{moon} le rayon de la Lune. À l'inverse, aux distances $d_\alpha > R_{moon}$ nous observons une densité d'événements B comme attendue. Le déficit d'événements est donc $\mathcal{D}_{max} = N_{max}^{off}$, où max correspond à l'intervalle où $d_{max} =$

R_{moon}. Nous obtenons ainsi

$$\mathcal{S} = \frac{N_{max}^{off}}{\sqrt{N_{max}^{off}}} = \sqrt{B\pi R_{moon}^2} \, , \tag{6.7}$$

et avec un rayon moyen de la Lune de $0,26°$ et la valeur de B de la formule 6.3, le déficit d'événements est $\mathcal{D}_{max} = 488$ et la significance de détection est $\mathcal{S} = 22$. Dans ce cas idéalisé, nous pourrions annoncer l'observation de l'ombre de la Lune avec un déficit intégral d'événements plus petit : $\mathcal{D}_{min} = \mathcal{S}_{min}\sqrt{B\pi d_{max}^2} = 255$.
En réalité, il faut prendre en compte la résolution angulaire. Dans ce cas, d_{max} sera plus grand (de l'ordre de $1°$), et en conséquence N_{max}^{off} augmente. Nous voyons donc que la résolution angulaire a une forte influence sur le résultat, ce que nous allons analyser dans la suite.

6.2.2 Effet d'une résolution angulaire finie

La résolution angulaire du détecteur a été simulée en appliquant une fonction gaussienne de largeur $\sigma > 0$ sur la direction du muon. La résolution angulaire finie du détecteur se manifeste davantage dans la distribution de densité d'événements du signal : le 'puits' à petite distance angulaire d_α que nous avons pu voir sur la figure 6.10 (à gauche), sera étalé. La figure 6.11 (à gauche) montre cet effet pour différentes résolutions angulaires supposées. Plus la résolution angulaire du détecteur est bonne, plus il est facile de détecter le 'puits'. Au-delà de $\sigma = 1,5° - 2°$, la distribution du signal ne peut plus être distinguée d'une distribution plate, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant. Pour des résolutions angulaires supérieures au rayon de la Lune[11], le niveau 'off-source' est atteint à des distances angulaires $d_\alpha \approx 0,8°$, un fait que nous allons utiliser plus tard.

La distribution du déficit d'événements $\mathcal{D}_n$ (figure 6.10 à droite) est aussi changée par l'effet de la résolution angulaire (voir figure 6.11 à droite). Le maximum de la distribution $\mathcal{D}_{max}$ diminue avec la valeur montante de σ. Il est toujours atteint aux valeurs inférieures à $1°$. Le déficit d'événements est quasi-linéaire pour $\mathcal{D}_n < \mathcal{D}_{max}$:

$$\mathcal{D}_n \propto d_n \, . \tag{6.8}$$

6.2.3 Mesure de la résolution angulaire

On peut essayer de mesurer la résolution angulaire à partir de la distribution observée de densité d'événements du signal. Pour cela, nous avons simulé les distributions *'on-source'* de densité d'événements pour des valeurs de σ_{in} comprises entre zéro et $2,0°$. Ces distributions fournissent les **histogrammes de signal**. Un

[11]ce qui est certainement le cas pour le détecteur ANTARES

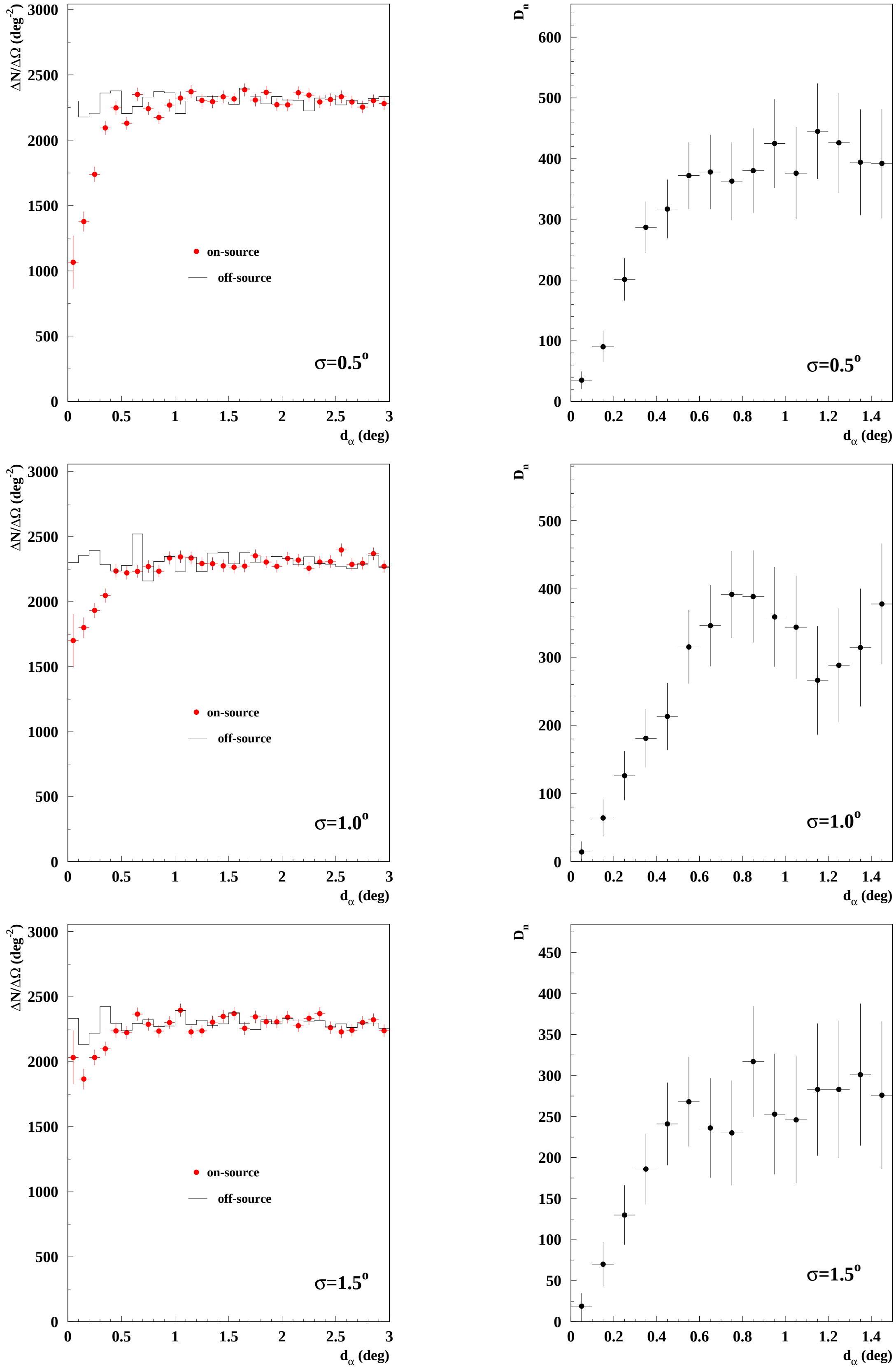


FIG. 6.11: Densité (à gauche) et déficit (à droite) d'événements en fonction de la distance angulaire au centre de la Lune pour les différentes résolutions angulaires σ indiquées.

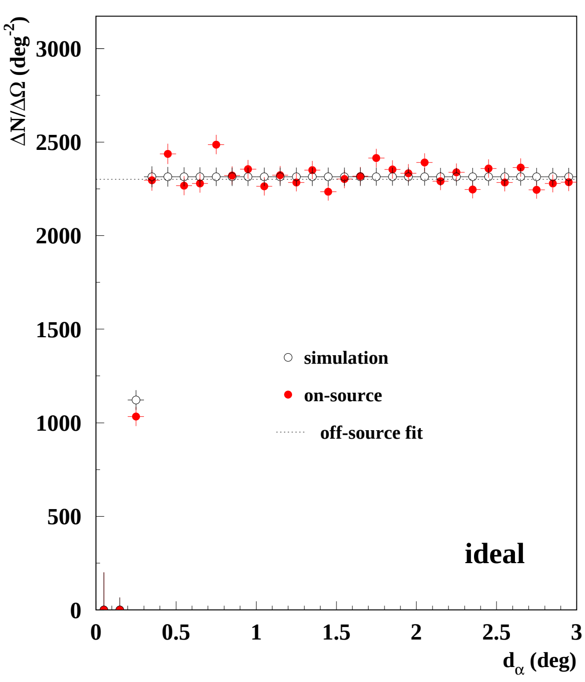


FIG. 6.12: *Densité d'événements du signal (points pleins) et d'une simulation à partir d'une distribution plate (points ouverts) en fonction de d_α pour $\sigma_{in} = 0°$.*

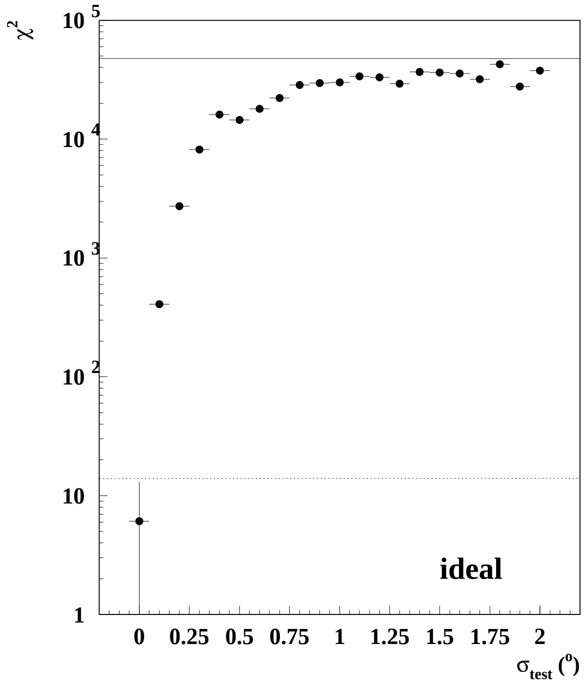


FIG. 6.13: *Résultats du test de χ^2 pour une résolution angulaire infiniment bonne. La ligne pleine montre le χ^2 obtenu par la comparaison avec une distribution plate.*

ensemble d'**histogrammes de comparaison** pour des valeurs σ_{test} a été obtenu à partir des distributions *'off-source'* correspondantes, en rejetant les muons de la direction de la Lune (*simulation*). Un exemple d'un tel histogramme de signal et d'un histogramme de comparaison est montré sur la figure 6.12 pour une résolution angulaire infiniment bonne ($\sigma_{in} = 0°$). Un histogramme supplémentaire contenait une distribution strictement plate de valeur B (formule 6.3). Ensuite nous avons comparé la distribution de signal pour un σ_{in} fixe avec tous les histogrammes de comparaison simulés en appliquant un test de χ^2. Comme l'effet de l'ombre de la Lune n'est visible que dans les premiers intervalles, nous limitons le test aux premiers 8 intervalles[12] $(0 - 0,8°)$.
La figure 6.13 nous montre le résultat dans le cas d'une résolution angulaire idéale. Les résultats des tests de χ^2 pour d'autres résolutions angulaires sont montrés sur la figure 6.14. Les points représentent les valeurs de $\chi^2(\sigma_{test})$ obtenues dans la comparaison avec les différents histogrammes de comparaison, la ligne pleine montre la valeur χ^2_{plat} obtenue dans la comparaison de la distribution de signal avec une dis-

[12] Le nombre de degrés de liberté est donc $n_{dof} = 8 - 1 = 7$.

tribution plate. Les erreurs sur les valeurs de χ^2 sont également montrées sur cette figure. Elles sont définies[13] par $\sqrt{2\, n_{dof}}$.

La valeur de χ^2 étant la plus basse à $\sigma_{in} = 0°$ sur la figure 6.13, nous mesurons la vraie valeur de σ_{in}. De plus, la valeur exacte de $\chi^2_{min} = 6,1$ et donc $\frac{\chi^2_{min}}{n_{dof}} < 1$ indique que la qualité de l'ajustement est bonne. Afin de déterminer des erreurs sur la valeur mesurée, nous pouvons donc utiliser $\Delta\chi^2 = 1$ par degré de liberté. Afin de mesurer σ, nous allons procéder de la manière suivante :

- Nous avons défini la valeur d'un χ^2 acceptable par $\chi^2_{min} + \frac{\Delta\chi^2}{n_{dof}} \approx 14$. Elle est montrée en pointillé sur les figures 6.13 et 6.14. Une mesure de σ n'est possible que si la valeur $\chi^2(\sigma_{test})$ est acceptable et inférieure à χ^2_{plat}. C'est-à-dire que pour une mesure, la distribution des χ^2 doit descendre au-dessous des deux lignes montrées. Une mesure de la résolution angulaire est ainsi impossible dans le cas de la distribution (d). Généralement, pour des résolutions angulaires $\sigma_{in} > 1,8°$, nous trouvons que $\chi^2(\sigma_{test}) > \chi^2_{plat}$. L'effet d'ombre n'est donc plus détectable, comme nous l'avons déjà mentionné.
- Dans le cas d'une mesure possible, l'abcisse du minimum de la distribution des points, situé à χ^2_{min} nous donne la résolution angulaire mesurée. Nous l'indiquons avec $\sigma_{mes}(\chi^2_{min})$. Pour des résolutions angulaires supérieures à $0,5°$, la distribution des χ^2 autour du minimum devient de plus en plus large et la position exacte du minimum n'est plus évidente. Pour $1,0° \leq \sigma_{in} \leq 1,8°$, nous ne voyons même plus de minimum, voir les distributions (b) et (c). Néanmoins, une indication d'un effet d'ombre existe encore, car $\chi^2(\sigma_{test}) < \chi^2_{plat}$. L'intersection de la distribution des points avec la ligne pleine de χ^2_{plat} nous donne une limite inférieure sur la valeur de σ_{in}.
- Seules pour les résolutions angulaires $\sigma_{in} < 0,5°$, une bonne mesure de σ est possible. Dans ce cas, les valeurs σ_{test} correspondantes à $\chi^2(\sigma_{test}) < 14$ nous indiquent l'intervalle dans lequel la résolution angulaire est mesurée : les deux intersections de la ligne en pointillé avec la distribution des χ^2 à $\sigma_{mes} - \delta\sigma$ et $\sigma_{mes} + \delta\sigma$ définissent les erreurs $\delta\sigma$ sur σ_{mes}. Le tableau 6.3 les résume, ainsi que les valeurs σ_{mes} obtenues.

6.2.4 Calcul du temps d'observation

Dans les distributions montrées jusqu'à présent, nous avons utilisé beaucoup d'événements. En fait, nous n'allons mesurer qu'un nombre de muons beaucoup plus faible avec notre détecteur (voir le tableau 6.1). Afin de pouvoir détecter un effet dans la distribution de densité d'événements, un nombre minimal N_{min} d'événements est nécessaire. Pour la détermination de N_{min}, nous avons réduit la statistique entrant

[13] autour du minimum : $\chi^2 \approx \chi^2_{min}$

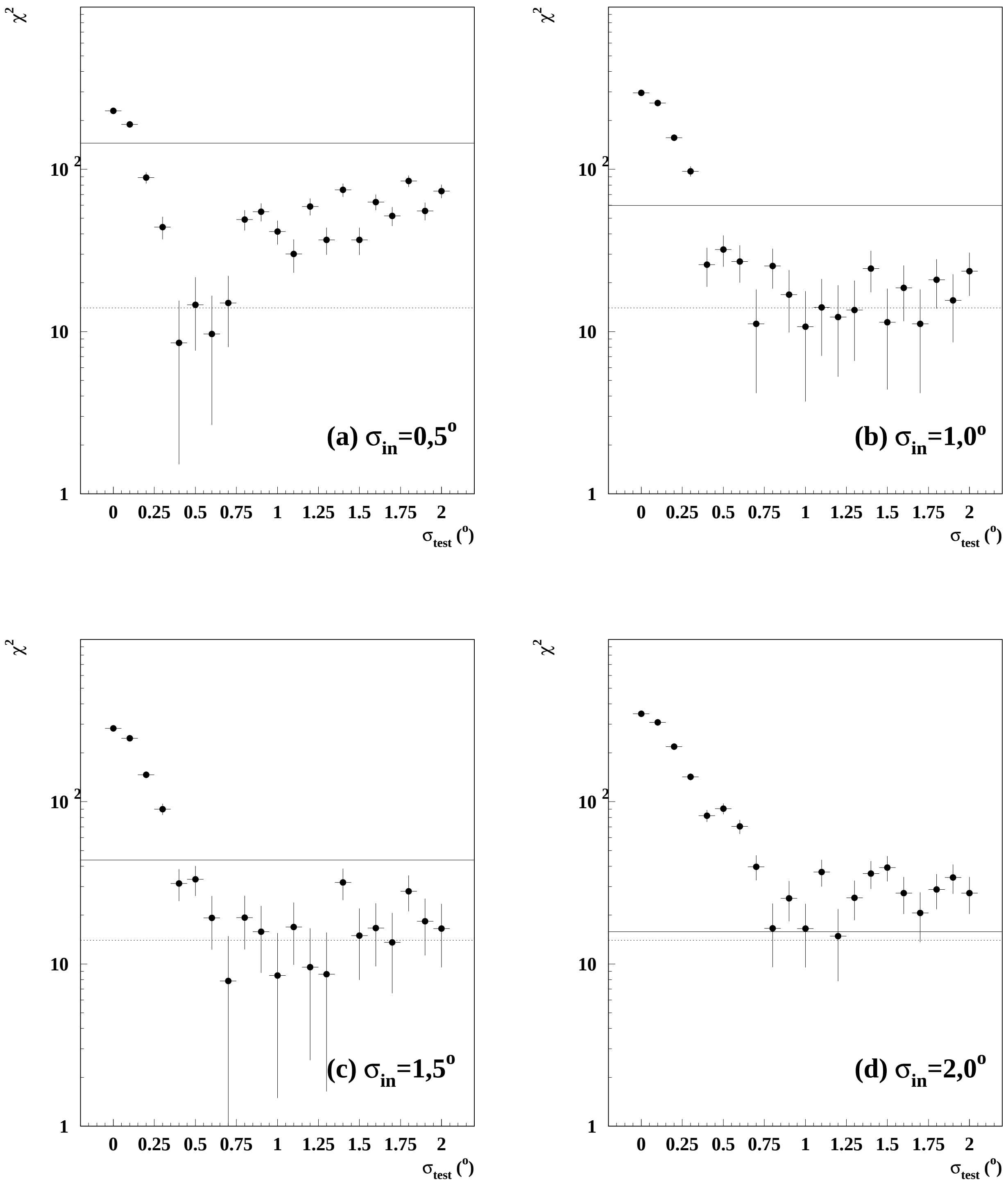


FIG. 6.14: *Resultats du test de χ^2 en fonction de la valeur de σ_{test} pour les différentes résolutions angulaires σ_{in} indiquées. La ligne pleine montre le χ^2 obtenu par la comparaison avec une distribution plate. Voir le texte pour l'explication de la ligne en pointillé.*

σ_{in}	σ_{mes}	$\delta\sigma$
$0,0°$	$0,0°$	$0,05°$
$0,1°$	$0,05°$	$0,05°$
$0,2°$	$0,2°$	$0,05°$
$0,3°$	$0,3°$	$0,1°$
$0,4°$	$0,4°$	$0,1°$
$0,5°$	$0,55°$	$0,15°$
$0,6°$	$0,6°$	$0,15°$
$0,7°$	$0,8°$	$0,2°$
$0,8°$	$0,9°$	$0,4°$
$0,9°$	$1,0°$	$0,4°$
$1,0°$	$1,0°$	$0,5°$

σ_{in}	σ_{mes}
$1,1°$	$> 0,4°$
$1,2°$	$> 0,5°$
$1,3°$	$> 0,6°$
$1,4°$	$> 0,7°$
$1,5°$	$> 0,4°$
$1,6°$	$> 0,7°$
$1,7°$	$> 0,7°$
$1,8°$	$> 0,5°$
$1,8°$	$> 0,5°$

TAB. 6.3: *Résultats des mesures de la résolution angulaire : σ_{in} est la valeur vraie, σ_{mes} la valeur mesurée et $\delta\sigma$ l'erreur sur σ_{mes}.*

dans la distribution de densité d'événements. Nous avons calculé la significance de l'observation de l'effet de l'ombre de la Lune avec la statistique réduite. La significance $\mathcal{S}$ a été définie dans la formule 6.5. Elle prend en compte la différence entre la distribution du signal et une distribution plate (caractérisée par le paramètre B, formule 6.3). Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 6.2.3, une mesure de cette différence est possible si la résolution angulaire est de l'ordre de 1°, ce que nous avons assuré avec la sélection décrite dans le paragraphe 6.1.4. C'est pourquoi cette étude a été faite avec une résolution angulaire de $\sigma = 1,0°$. En utilisant les valeurs pour $\sigma = 1,0°$ de la figure 6.11 ($\mathcal{D} \approx 350$, $B = 2300$ deg^{-2}, $d_{max} = 0,8°$), nous trouvons une significance de $\mathcal{S} = 5,1$ pour la statistique utilisée jusqu'à présent.
Nous définissons la statistique minimale permettant une observation de l'ombre de la Lune comme statistique permettant d'avoir $\mathcal{S} = 2$. Avec $\mathcal{D} \propto t$ et $B \propto t$ nous obtenons $\mathcal{S} \propto \sqrt{t}$, ce que nous donne une valeur pour B_{min} de l'ordre de

$$B_{min} = 345 \text{ deg}^{-2} . \tag{6.9}$$

La figure 6.15 montre les résultats du test de χ^2 pour cette statistique minimale.

Afin de calculer le temps nécessaire pour l'observation de l'effet de l'ombre de la Lune, il faut seulement comparer B_{min} donné par la formule 6.9 au nombre de muons atmosphériques N_μ attendu dans la direction de la Lune (formule 6.1). Nous obtenons ainsi

$$t_{obs} = \frac{B_{min}}{N_\mu} = \frac{345 \text{ deg}^{-2}}{156 \text{ deg}^{-2}/\text{an}} \approx 2,2 \text{ ans} . \tag{6.10}$$

Selon notre calcul, l'observation de l'ombre de la Lune devient donc possible avec **ANTARES** après 2,2 années de prise de données. Il est clair que pour une observation

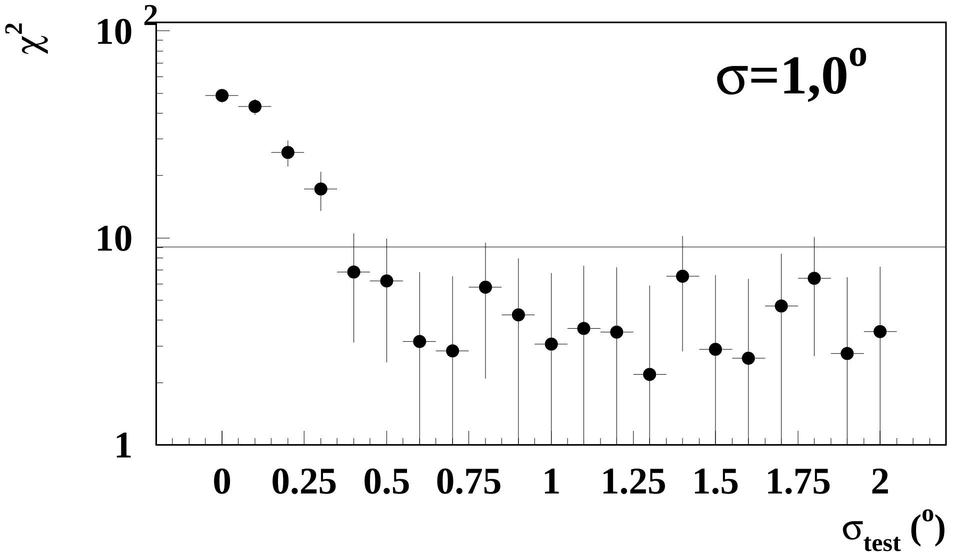


FIG. 6.15: *Résultats du test de χ^2 pour une résolution angulaire de $\sigma = 1,0^\circ$ avec une statistique réduite correspondant à 2,2 années de prise de données.*

plus significative, le temps d'observation est plus grand, voir la figure 6.16. Par exemple, pour $\mathcal{S} = 3$ nous trouvons

$$t_{obs}(\mathcal{S} = 3) = 5 \text{ ans} . \tag{6.11}$$

La signifcance d'observation $\mathcal{S}$ dépend aussi de l'intervalle d'intégration d_{max}, car le déficit d'évenements reste constant, tandis que le nombre d'événements du bruit attendu est proportionel à d^2_{max} (formule 6.6). Ainsi $\mathcal{S} \propto 1/d_{max}$ (formule 6.5). Les valeurs résumées dans le tableau 6.4 prennent en compte $d_{max} = 0,9^\circ$ à la place de la valeur que nous avons utilisée jusqu'ici ($d_{max} = 0,8^\circ$). La figure 6.16 montre la significance de détection en fonction de temps d'observation pour ces deux valeurs.

6.2.5 Influence du positionnement absolu

Jusqu'à présent, nous avons supposé que le positionnement de notre détecteur est bien connu. Dans la réalité, nous connaissons très précisement la position du détecteur[14] mais aucune possibilité de vérification d'une rotation globale n'est prévue dans le système de positionnement. Cette rotation peut être produite par une inclinaison du fond de la mer en combinaison avec des lignes inclinées par les courants sous-marins, comme le montre la figure 6.17. Nous pourrions donc avoir un système

[14]la précision du positionnement est de l'ordre du mètre, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 3.2.6

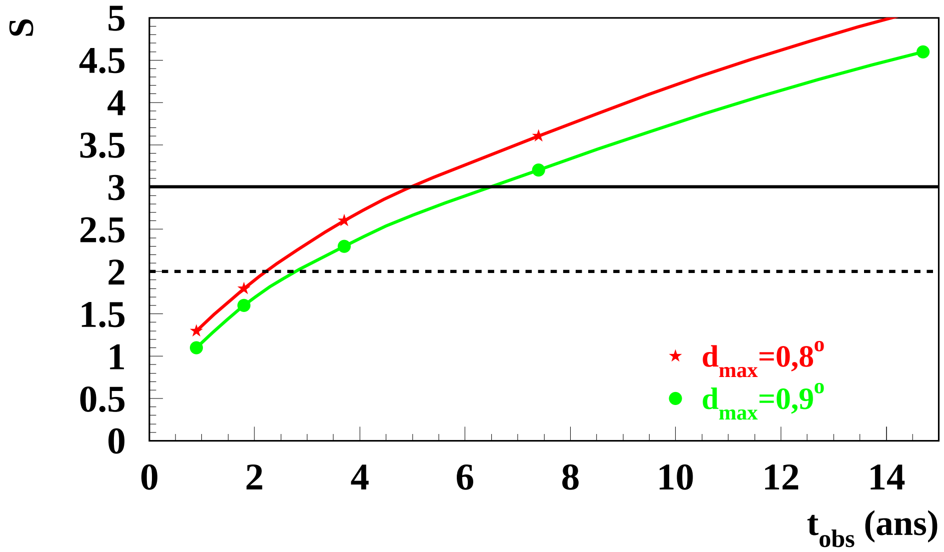


FIG. 6.16: *Significance de détection de l'effet de l'ombre de la Lune en fonction du temps pour deux intervalles d'intégration (voir le texte).*

de coordonnées de détecteur, qui est tourné d'un angle Ψ par rapport aux coordonnées globales (x,y,z).
L'influence d'une telle rotation sur la capacité d'observation de l'ombre de la Lune est montrée sur la figure 6.18 :

- une rotation $\Psi < 0,2°$ ne change que peu la distribution de densité d'événements par rapport à la distribution sans rotation (figure a). L'effet d'une rotation ne peut être distingué de celui d'une résolution angulaire de la même taille ;
- une rotation inférieure à $\Psi < 0,8°$ (figure b) permet, dans le cas d'une résolution angulaire infiniment bonne, l'observation d'un 'trou' déplacé et moins important dans la distribution de densité d'événements ;
- une rotation de $\Psi > 0,8°$ (figure c) ne permet plus l'observation de l'ombre de la Lune, une conclusion que nous pouvons aussi tirer de nos études présentées dans les paragraphes précédents.

La figure 6.19 confirme ces observations dans le cas d'une résolution angulaire infiniment bonne. En revanche, pour la vraie résolution angulaire de $\sigma = 1°$ utilisée sur la figure 6.20, nous trouvons que

- pour des petits angles de rotation Ψ, la distribution de densité d'événements n'est pas changée ;

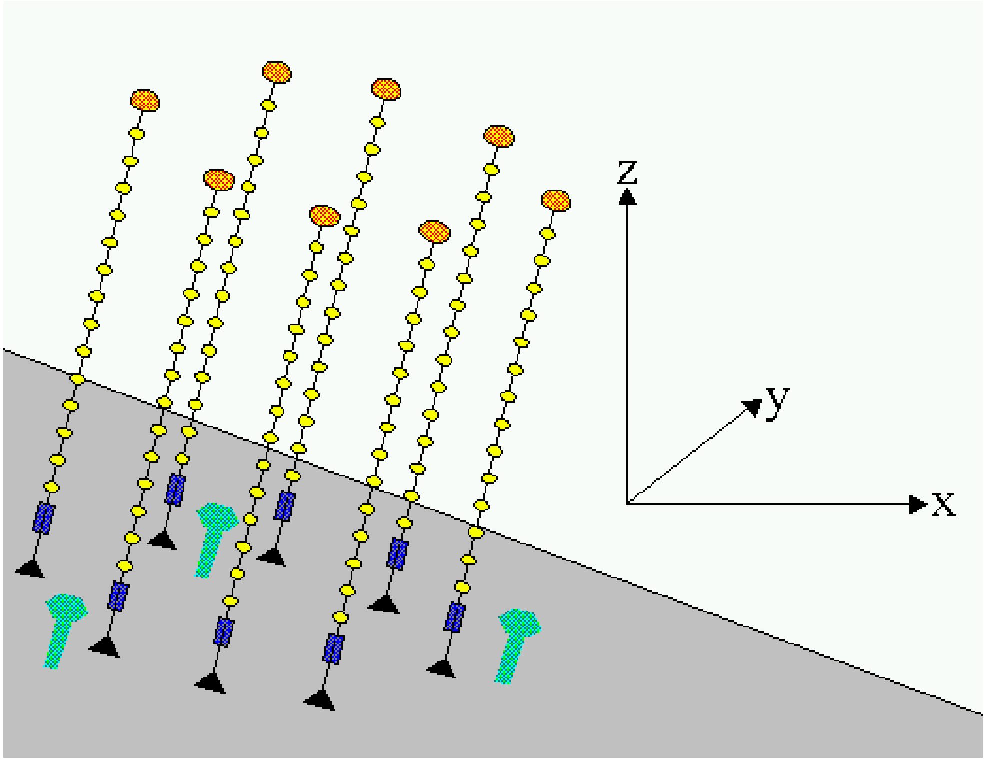


FIG. 6.17: *Schéma d'une possible rotation du système du détecteur par rapport au système de coordonnées global (x,y,z) dû à un sol incliné et des courants sous-marins.*

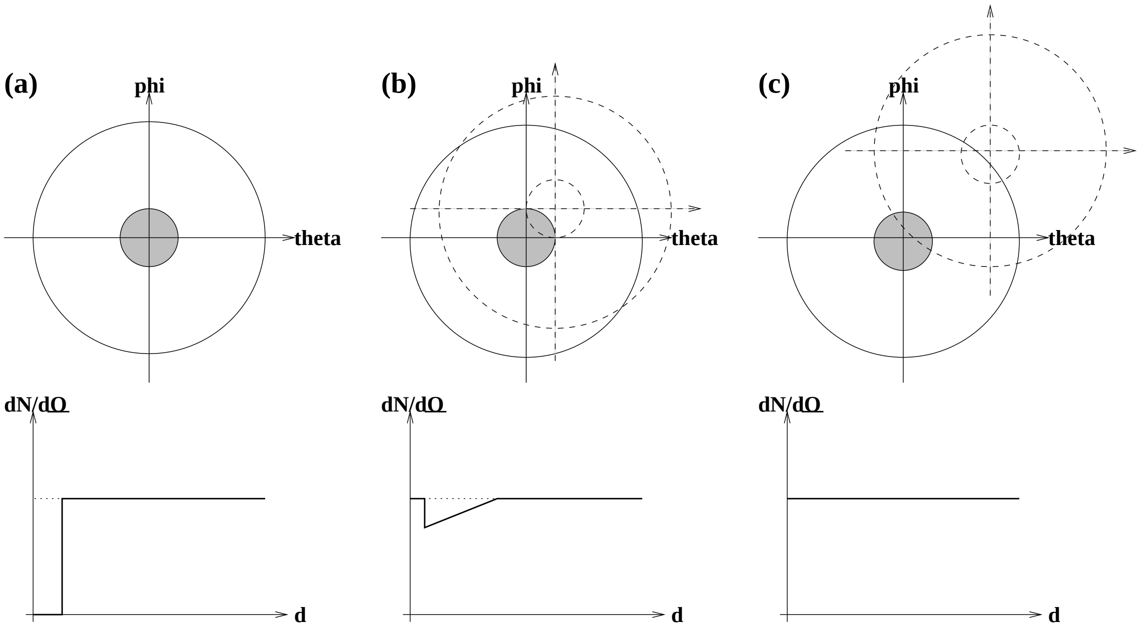


FIG. 6.18: *Effet d'une possible rotation du système du détecteur (en pointillé) par rapport au système de coordonnées global (trait plein) sur les distributions de densité d'événements (en bas) en fonction de l'importance du déplacement. Les petits cercles pleins représentent la position de la Lune, les grands cercles ouverts indiquent la taille de l'effet d'ombre qui est de* $0,8°$.

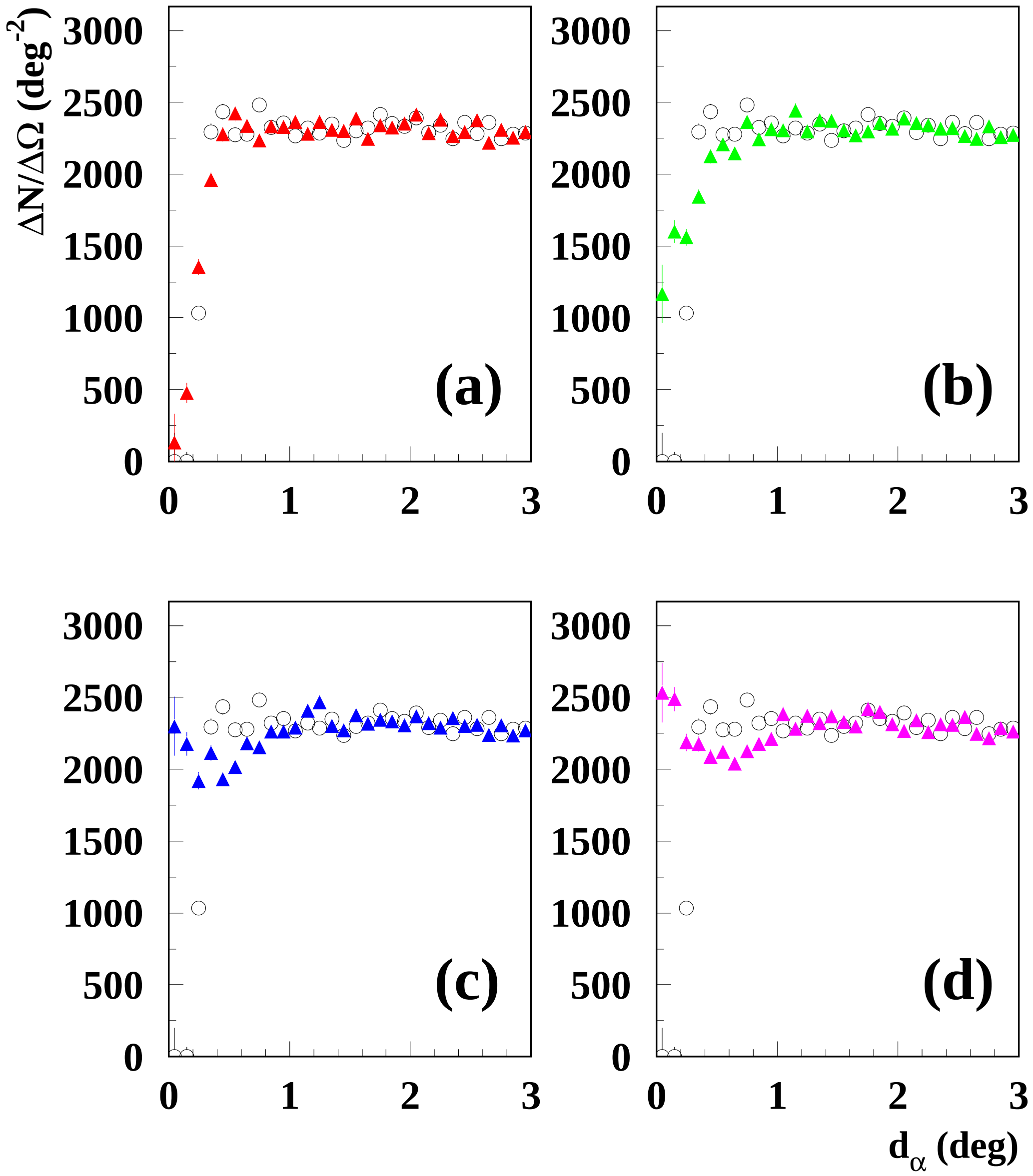


FIG. 6.19: *Distributions de densité d'événements pour une résolution angulaire infiniment bonne. Les triangles montrent l'effet de différents angles de rotation (a : $\Psi = 0,2°$; b : $\Psi = 0,4°$; c : $\Psi = 0,6°$; d : $\Psi = 0,8°$) du système de coordonnées du détecteur par rapport au système global, les points ouverts montrent la distribution dans le cas où il n'y a pas de rotation.*

- pour des angles de rotation Ψ supérieures à $0,5°$ l'effet de l'ombre n'est plus visible.

Cela dit qu'une observation de l'ombre de la Lune avec ANTARES confirme qu'une éventuelle rotation du système de coordonnées du détecteur est inférieure à $0,5°$. La capacité d'un pointage absolu du détecteur est ainsi démontrée.

6.3 Discussion des résultats

Dans ce chapitre, nous avons montré que l'observation de l'ombre de la Lune est possible avec le détecteur ANTARES. Cette observation devient possible avec des données d'au moins deux années, mais une observation vraiment significative nécessite 5–7 ans de prise de données. Avec ce temps d'observation les résultats d'ANTARES peuvent être comparés aux résultats d'autres expériences comme MACRO ou SOUDAN2 (voir le tableau 6.4).

Expérience	σ (°)	t_{obs} (an)	N_μ^{rec} (10^7)	B (deg^{-2})	$\mathcal{D}$	$\mathcal{S}$
MACRO [105]	0,9	7,5	3,9	732	149	3,4
SOUDAN2 [60]	0,3	10	5,9	607	129	3,3
ANTARES (ce travail)	1,0	2,2	10,8	345	53	1,8
		6,5	31,9	1019	157	3,0

TAB. 6.4: *Observation de la Lune avec des différents détecteurs à muons : résolution angulaire σ, temps d'observation t_{obs}, nombre de muons atmosphériques reconstruits N_μ^{rec}, nombre d'événements par deg^2 B, déficit intégral d'événements $\mathcal{D}$ et significance d'observation $\mathcal{S}$ pour trois expériences différentes.*

Néanmoins, les caractéristiques du détecteur ne favorisent pas la détection de l'ombre de la Lune. La réponse angulaire des photomultiplicateurs, largement inhomogène, tombe fortement avec l'angle zénithal montant. Moyenné sur les hémisphères, la surface effective de détection de traces descendantes est inférieure d'un facteur 10 à celle de traces ascendantes. Des photomultiplicateurs regardants plus vers le haut, par exemple, pourraient faciliter la détection des muons athmosphériques afin de détecter plus rapidement l'ombre de la Lune ainsi que de rejeter ces muons dans une analyse de traces ascendants. Cette proposition vaut une étude plus détaillée.

L'observation de l'effet de l'ombre permet la détermination[15] de la résolution

[15] au moins sous forme de limites inférieures et supérieures, voir le paragraphe 6.2.3

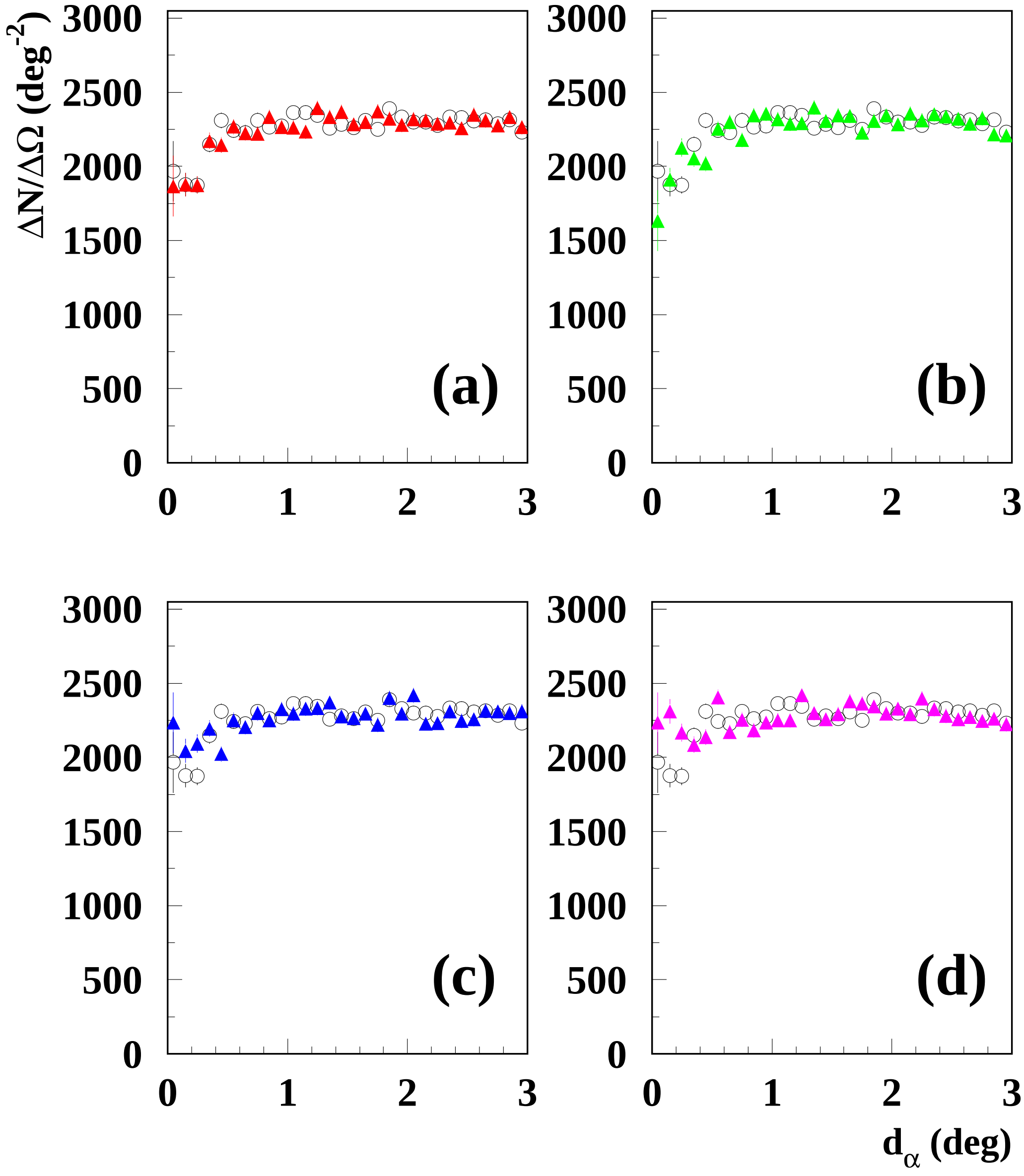


FIG. 6.20: *Distributions de densité d'événements pour $\sigma = 1°$. Les triangles montrent l'effet de différents angles de rotation (a : $\Psi = 0,2°$; b : $\Psi = 0,4°$; c : $\Psi = 0,6°$; d : $\Psi = 0,8°$) du système de coordonnées du détecteur par rapport au système global, les points ouverts montrent la distribution dans le cas où il n'y a pas de rotation.*

angulaire pour les traces descendantes. Elle prouve en même temps que les traces reconstruites des muons permettent un pointage précis vers des coordonnées célestes. En cas de non-observation de l'ombre de la Lune, une analyse supposant une rotation du détecteur pourrait aider à découvrir l'effet de l'ombre. Si les tests avec différents angles Ψ (dans une région raisonable, limitée par la précision du positionnement) reste sans succès, la résolution angulaire est certainement supérieure à $1,8°$.

Conclusions

Bis zum heutigen Tag hat die
Naturwissenschaft mit jeder
neuen Antwort wenigstens
drei neue Fragen entdeckt.
WERNHER VON BRAUN

L'astronomie neutrino offre l'opportunité d'ouvrir une nouvelle fenêtre d'observation sur l'Univers. La détection des neutrinos cosmiques de haute énergie peut apporter des informations importantes pour l'étude de phénomènes intéressants en astrophysique et en physique des particules. Dans ce but, la collaboration **ANTARES** envisage la construction d'un télescope sous-marin à neutrinos avec une surface effective de $0,1\ km^2$. Le détecteur proposé est le résultat d'une optimisation essentiellement orientée vers la détection des neutrinos de très haute énergie. Néanmoins, il est aussi performant pour la détection d'événements d'énergies aussi basses qu'une dizaine de GeV, ce qui en fait un détecteur polyvalent. Sa sensibilité allant donc d'une dizaine de GeV jusqu'au-delà du PeV, son potentiel de physique est par conséquent très important. Les performances de ce détecteur ont été analysées dans le travail exposé et donnent les résultats suivants :

- la surface effective de détection de traces ascendantes atteint $2 \cdot 10^4\ m^2$ à 1 TeV et dépasse $5 \cdot 10^4\ m^2$ à 1 PeV ;
- la résolution angulaire pour des neutrinos ascendants est d'environ 1° à 1 TeV et diminue avec l'énergie. Elle passe en-dessous de $0,5^\circ$ à 10 TeV et atteint $0,3^\circ$ à 100 TeV. Pour des muons descendants elle est inférieure à 1° pour les énergies supérieures à une dizaine de GeV ;
- la résolution spectrale au-delà de 1 TeV est d'un facteur 3,5 sur l'énergie et monte à un facteur ~ 5 pour des énergies supérieures à 300 TeV ;
- en ce qui concerne les estimations des bruits de fond potentiels, l'étude présentée dans ce travail est encore préliminaire.

Afin de pouvoir détecter des neutrinos cosmiques de sources différentes, un potentiel de découverte équivalent dans chaque région céleste est nécessaire. La faible dépendance de la surface effective de détection en fonction de l'angle zénithal des muons ascendants remplit cette condition. Une bonne reconstruction de l'énergie des muons permet la reconstruction d'un spectre et ainsi une distinction entre le signal et le bruit pour des énergies supérieures à 10 TeV (tableau 5.3). Jusqu'à présent, une bonne reconstruction de l'énergie pour des muons compris entre une centaine de GeV et quelques TeV n'est pas possible. Afin d'éviter une contamination d'événements de haute énergie avec ces muons, un effort est encore nécessaire dans cette direction. Pour l'identification de sources ponctuelles de neutrinos, une bonne résolution angulaire est indispensable parce qu'elle permet une réduction importante du bruit de fond. Ainsi, une source connue peut être observée sur la base de quelques événements si le détecteur dispose une capacité de pointage absolu. Neanmoins, la majorité des flux prédits de neutrinos est trop faible pour être détectée avec un détecteur de la taille d'**ANTARES**. En conséquence, la détection de neutrinos cosmiques de ces sources nécessite un détecteur plus large, avec une surface effective de l'ordre de 1 km^2.

Une grande partie de ce travail consiste en l'étude de la résolution angulaire du détecteur. Celle-ci est obtenue à partir de simulations et doit être vérifiée avec les vraies données. Ce travail s'est attaché à utiliser l'ombre de la Lune en rayons cosmiques pour cette vérification. Nous avons montré que l'observation de l'ombre de la Lune est possible avec les données accumulées pendant au moins 2 ans. Cette observation permet la détermination de la résolution angulaire pour les traces descendantes. Elle prouve aussi la capacité de pointage précis du détecteur qui est de grande importance pour la détection de sources ponctuelles. La détection d'un décallage eventuel dans le pointage absolu vers la Lune permet sa correction dans des données. Ainsi, une précision de pointage absolu inférieure à $0,5°$ peut être obtenue.

La collaboration **ANTARES** prévoit d'installer durant les années 2002-2003 les premières lignes d'un détecteur composé d'environ mille photomultiplicateurs. Le futur montrera si les espérances liées à l'ouverture d'une nouvelle ère de l'astronomie sont fondées : l'amélioration et l'élargissement de nos connaissances de l'Univers.

Annexe A

Modèles de production de neutrinos extragalactiques

Les modèles théoriques essayent expliquer le flux observé de rayons cosmiques de haute énergie et prédisent un certain flux de neutrinos extragalactiques, provenant de noyaux actifs de galaxies et de sursauts gamma. Les prédictions des flux diffus de neutrinos extragalactiques varient sur plusieurs ordres de grandeur, et les flux minimaux estimés ne sont pas détectable avec les détecteurs existants. Les flux prédits dépendent beaucoup des hypothèses utilisées pour les différents mécanismes de production dans les systèmes de noyaux actifs de galaxies. Les modèles existants de production de neutrinos de haute énergie se divisent dans deux classes. Ils sont brièvement présentés dans les paragraphes suivants. Ensuite nous résumons la discussion des limites théoriques en cours dans la communauté.

Modèles génériques

Dans les *modèles génériques*, les neutrinos résultent de l'interaction des protons avec la matière dans le disque d'accrétion ou le champ de rayonnement ambiant. Par exemple, dans le modèle générique de Stecker [44], les protons interagissent avec des photons UV du disque d'accrétion via $p + \gamma \to \Delta \to n\pi^+$. Le flux diffus résultant est la somme de tous les noyaux actifs de galaxies dans l'Univers. À cause du champ de radiation ces sources sont opaques et ne donnent aucun flux de rayons cosmiques à l'exception de neutrinos. Ils ne peuvent donc pas expliquer les rayons cosmiques observés, par contre les flux de neutrinos prédits peuvent être très élévés.

Modèles de jets

Dans les *modèles de jets* (par exemple Protheroe [45]), deux mécanismes de production de neutrinos sont considérés. Dans les régions intérieures des jets, des protons interagissent avec le rayonnement ambiant, émis par le disque d'accrétion ou produit comme rayonnement synchrotron dans les jets (interaction $p\gamma$). Dans les *hotspots* à la fin des jets, des protons interagissent entre eux ou avec d'autres protons de la matière ambiente (interaction pp). Les observations de variabilité de differentes sources permettent de donner une limite supérieure à la contribution des interactions pp, ce qui limite les flux prédits de neutrinos. Le flux minimal du modèle de Mannheim [47], résultant d'un contribution des interactions pp de 0% (c'est-à-dire 100% $p\gamma$), a été montré sur la figure 2.1.

Discussion des limites théoriques

La discussion des limites théoriques a été commencée dans [43]. Cette limite supérieure sur le flux de neutrinos extragalactiques est montrée sur la figure A.1. Avec un flux

$$E^2 \frac{d\Phi}{dEd\Omega} < 2 \cdot 10^{-8} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} GeV \tag{A.1}$$

elle donne à peu près 1 neutrino par an dans un détecteur d'une surface de 1 km^2.

La limite ne s'applique qu'aux modèles dans lesquels les neutrinos de haute énergie sont produits dans des interactions $p\gamma$ et pp de protons d'énergies jusqu'à 10^{10} GeV, accélérés par le mécanisme de Fermi. Les produits des interactions (en tout cas neutrons et neutrinos, mais aussi protons et photons) peuvent s'échapper de la source et constituent le flux de rayons cosmiques observé (cas de sources non-opaques, comme des jets de noyaux actifs de galaxies et des sursauts gamma). Ici, des flux plus importants de neutrinos provoquent un flux de rayons cosmiques au-delà du flux observé.
À l'inverse, la limite ne s'applique pas aux sources opaques (comme par exemple dans le cas de modèles génériques) ou aux sources dans lesquelles les neutrinos ne sont pas produits par des interactions $p\gamma$ ou pp (quelques exemples sont mentionnés dans les paragraphes 1.2.5 et 2.1.9). Il faut dire que nous n'avons aucune évidence expérimentale pour l'existence de telles sources.

Selon [108], cette limite n'est valable que dans le cas le plus restreint de sources transparentes seulement aux neutrons. Elle ne s'applique aussi qu'aux énergies entre 10^7 et 10^9 GeV où les champs magnétiques ne modifient pas le flux extragalactique des rayons cosmiques. Au-dessous de 10^7 GeV, la limite peut monter en fonction des champs magnétiques et de la composition des rayons cosmiques. Au-delà de 10^9 GeV, la validité de la limite n'est pas claire. De plus, il y a des sources qui pourraient produire des flux de neutrinos à 1 ou 2 ordres de grandeur au-delà du limite de [43]. Ce sont des sources opaques à haute énergie, par exemple des jets qui n'emettent pas des rayons gamma [108].

Afin de conclure nous pouvons constater que les incertitudes théoriques sur les flux comme sur les limites sont très grandes, ce que justifie que nous les traitons seulement comme limites supérieures.
Afin d'être complet, nous montrons aussi une limite expérimentale sur la figure A.1 : celle de AMANDA. Contrairement à ce que les auteurs de [43] disent, cette limite n'exclut pas le flux prédit de Stecker, même si elle descend au-dessous du dernier : le flux de Stecker étant $\propto E^{-1}$, la limite expérimentale obtenue pour un flux $\propto E^{-2}$ n'a aucune signification.

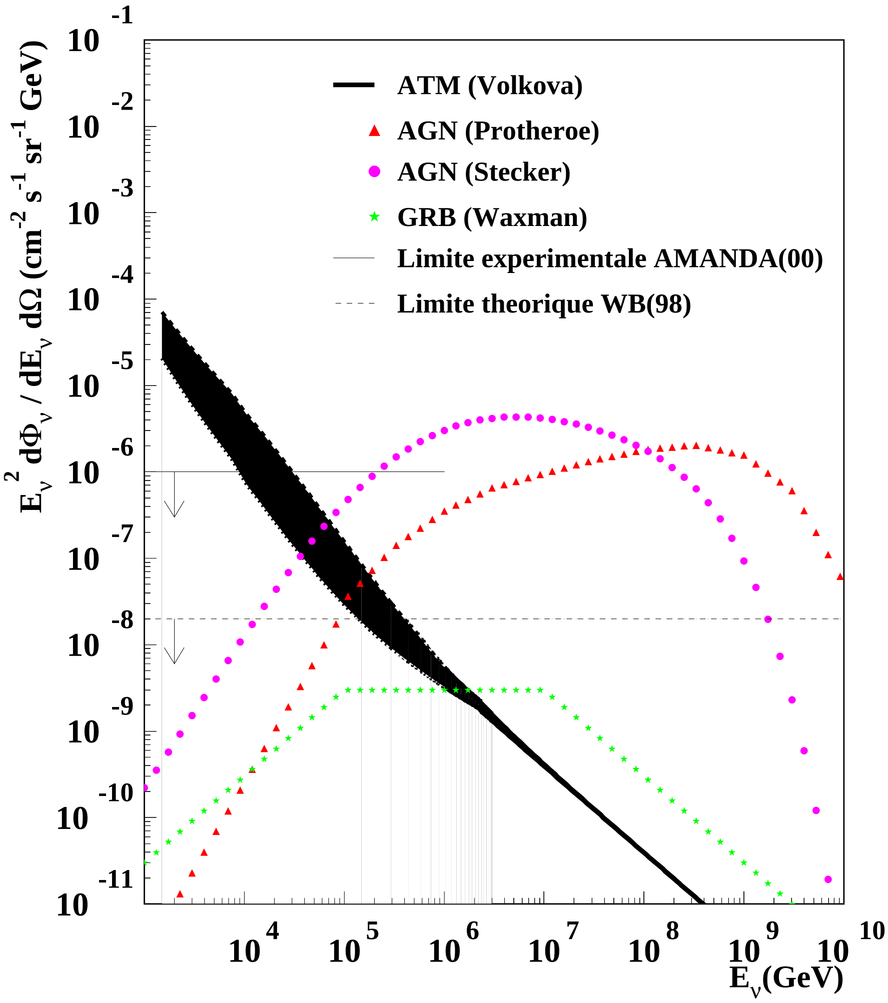


FIG. A.1: *Limites théoriques (WB(98) [43]) et expérimentales (AMANDA(00) [53]) sur les flux de neutrinos et des prédictions de flux d'un modèle générique (Stecker [44]) et d'un modèle de jets (Protheroe [45]). Les flux prédits de sursauts gamma (Waxman [43]) et de neutrinos atmosphériques (Volkova [41]) sont également montrés.*

Annexe B

Modélisation de la diffusion

Le milieu de propagation des photons Tcherenkov peut être décrit par les paramètres suivants en fonction de la longueur d'onde des photons λ :

- la longueur d'absorption $L_{abs}(\lambda)$;
- la longueur de diffusion $L_{diff}(\lambda)$;
- une fonction de phase $f(\theta)$, qui décrit la distribution de l'angle de diffusion θ, souvent caractérisée par $\langle \cos\theta \rangle$.

Pour un photon qui a parcouru une distance r, la probabilité de ne pas être absorbé (diffusé) est

$$\mathcal{P}(r) = e^{-r/L} \tag{B.1}$$

avec une longueur d'absorption (de diffusion) L_{abs} (L_{diff}).
La probabilité $\mathcal{P}_{diff}$ d'être diffusé avec l'angle $d\theta$ après avoir parcouru une distance dr est donnée par [68]

$$\frac{d^2\mathcal{P}_{diff}}{dr\ d(\cos\theta)} = 2\pi e^{-r/L_{diff}} \cdot \frac{f(\theta)}{L_{diff}} \ . \tag{B.2}$$

Dans l'eau de mer, deux populations de diffusion distinctes existent : les molécules d'eau et la matière en particules (figure B.1). Les premières provoquent une diffusion, appelée *diffusion de Rayleigh*, qui est caractérisée par

$$f_R(\theta) = 0,06225 \cdot \left(1 + 0,835\cos^2\theta\right) \ , \tag{B.3}$$

où le facteur 0,835 tient compte de l'anisotropie des molécules d'eau. Comme on voit sur la figure B.1 la distribution est symétrique en $\cos\theta$:

$$\langle \cos\theta \rangle_R = 0 \ . \tag{B.4}$$

La matière en particules donne une distribution de diffusion présentant un pic très prononcé aux petits angles. Une fonction de phase typique, c'est-à-dire une fonction qui approche les données de [69] (voir figure B.1), est la fonction analytique de Henyey-Greenstein[1] :

$$f_P(\theta) = \alpha \cdot f(g_1, \theta) + (1-\alpha) \cdot f(g_2, \theta) \ , \tag{B.5}$$

où $\alpha = 0,998$, $g_1 = 0,927$, $g_2 = -0,6$ et

$$f(g, \theta) = \frac{1-g^2}{4\pi(1+g^2-2g\cos\theta)^{3/2}} \ . \tag{B.6}$$

Le paramètre g est la moyenne du cosinus de l'angle de diffusion, une mesure de l'asymétrie de la distribution :

$$\langle\cos\theta\rangle_P = 2\pi \int_{-1}^{+1} f(g,\theta)\cos\theta d(\cos\theta) = g \ . \tag{B.7}$$

C'est pourquoi la moyenne du cosinus de la fonction de phase est

$$\langle\cos\theta\rangle_P = \alpha g_1 + (1-\alpha) g_2 = 0,924 \ . \tag{B.8}$$

Considérons une combinaison linéaire des deux populations de diffuseurs. La fonction de phase s'écrit

$$f(\theta) = p_R \cdot f_R(\theta) + p_P \cdot f_P(\theta) \ , \tag{B.9}$$

où $p_R = \eta$ est la probabilité de diffusion de Rayleigh, et $p_P = 1 - \eta$ la probabilité de diffusion de particules. La quantité η peut varier entre 0 et 20%, selon la longueur d'onde et la concentration en chlorophylle. Le tableau B.1 montre quelques valeurs mesurées de η.
La moyenne du cosinus de l'angle de diffusion de la distribution globale est

$$\langle\cos\theta\rangle = \eta \cdot \langle\cos\theta\rangle_R + (1-\eta) \cdot \langle\cos\theta\rangle_P = (1-\eta) \cdot \langle\cos\theta\rangle_P \ . \tag{B.10}$$

Avec la longueur de diffusion[2] nous pouvons maintenant définir la longueur effective de diffusion

$$L_{diff}^{eff} = \frac{L_{diff}}{1 - \langle\cos\theta\rangle} \ . \tag{B.11}$$

La figure B.2 montre les spectres des longueurs d'absorption (en haut) et de diffusion (en bas), tels qu'ils sont utilisés dans les programmes de simulation (paragraphe 4.2). Le spectre de la longueur de diffusion correspond aux prédictions du modéle de diffusion de Kopelevich [69]. Selon ce modèle, la diffusion est plus importante pour des petites longueurs d'onde, ce que les mesures sur le site d'**ANTARES** ont prouvé (paragraphe 3.1.2). Le modèle prédit aussi que les longueurs d'absorption et de diffusion sont du même ordre. La paramétrisation utilisée[3], différente de celle montrée sur la figure B.2, donne une longueur de diffusion de 52 m à $\lambda = 466$ nm.

[1] En effet, la fonction reproduit très bien les données à partir de $0,1^o$. Pour des angles $\theta < 0.1^o$ une approximation en $\theta^{-1,346}$ est utilisée.

[2] $L_{diff} = 1/\beta$ est déterminée par le paramètre β qui est l'intégrale sur tous les angles de la fonction de diffusion du volume, voir [68].

[3] modèle PARTIC : $v_s = v_l = 0,0075$

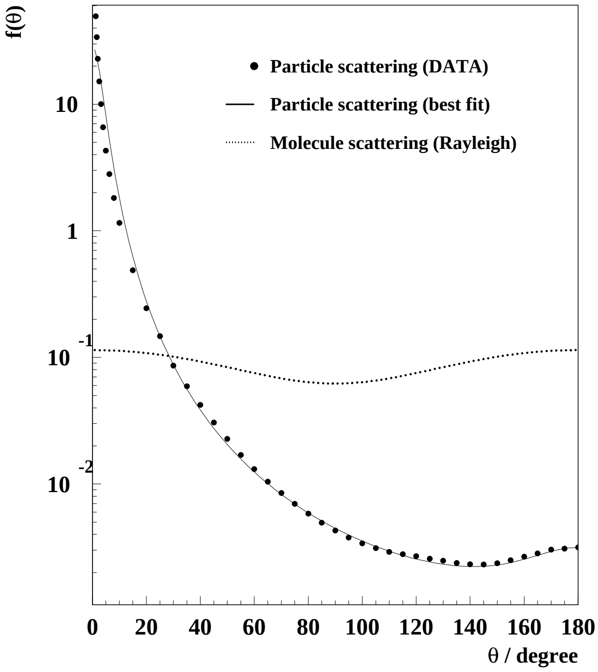


FIG. B.1: *Diffusion des particules (courbe avec des points de données de [69]) et de Rayleigh (en pointillé), comme décrit dans le texte.*

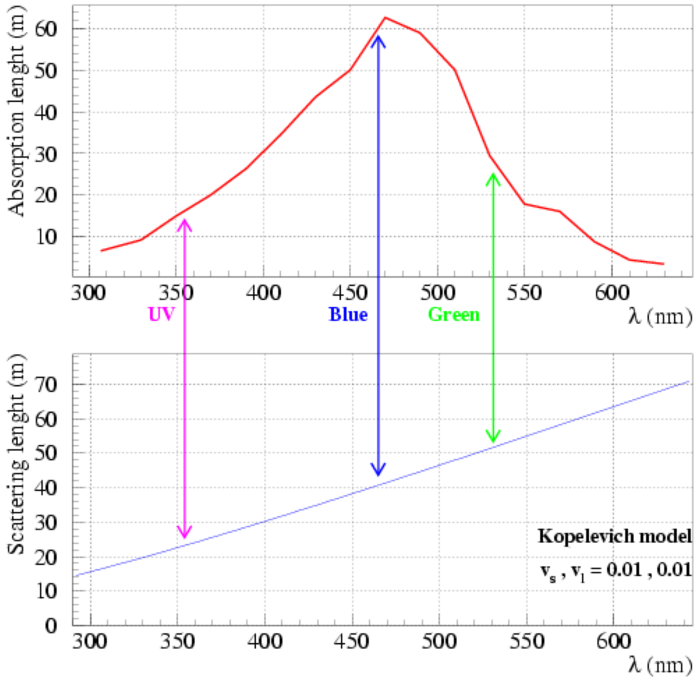


FIG. B.2: *Longueur d'absorption (en haut) et longueur de diffusion (en bas) en fonction de la longueur d'onde λ dans le modèle de diffusion de Kopelevich [69].*

λ_{source}	date	L_{att}^{eff} (m)	L_{abs} (m)	L_{diff} (m)	η
473 nm	07/98	60,0±0,4	69,3±1,3	79± 6	0,23 ± 0,02
(bleu)	03/99	52,2±0,7	60,7±0,7	54±18	0,17 ± 0,05
	06/00	45,5±1,9	48,4±0,3	79± 8	0,20 ± 0,02
375 nm	07/99	20,8±0,8	22,0±0,1	23± 4	0,16 ± 0,03
(UV)	09/99	22,3±0,3	25,4±0,2	27± 1	0,19 ± 0,01
	06/00	25,0±0,5	28,0±0,1	46± 1	0,32 ± 0,01

TAB. B.1: *Mesures des paramètres optiques de l'eau sur le site d'*ANTARES *(de [68]).*

Annexe C

Déclenchement

Les détails des différentes études faites pour le système de déclenchement sont décrits dans [109, 99]. Ici, seule un résumé est presenté.
Dans les figures suivantes, nous montrons l'efficacité de reconstruction (ϵ_{rec}), l'efficacité de sélection (ϵ_{sel}) et l'efficacité de déclenchement (ϵ_{trig}). Elles sont définies par :

$$\epsilon_{rec} = \frac{N_{rec+trig}}{N_{gen}}, \qquad \epsilon_{sel} = \frac{N_{sel+trig}}{N_{gen}}, \qquad \epsilon_{trig} = \frac{N_{rec+trig}}{N_{rec}}, \tag{C.1}$$

avec le nombre d'événements simulés N_{gen}, le nombre d'événements reconstruits N_{rec}, le nombre d'événements reconstruits qui ont passé le déclenchement $N_{rec+trig}$ et le nombre d'événements selectionnés qui ont passé le déclenchement $N_{sel+trig}$.

Un certain nombre de déclenchements basés sur des événements locaux et proches du déclenchement proposé dans [63] ont été étudiés. Ce dernier déclenchement est basé sur trois niveaux différents (L0, L1, L2). L0 sont les coups simples. L1 sont des coïncidences locales, formé de 2 L0. Le niveau L2 exige 2 L1 sur une ligne (*line trigger*) ou 3 L1 dans le détecteur entier (*array trigger*). Les possibilités analysées ici sont :

(A) 2 L1 sur 1 ligne

(B) 2 L1 sur 2 lignes

(C) 3 L1 sur au moins 2 lignes

(D) 4 L1 sur au moins 2 lignes

(E) 4 L0 sur 1 ligne dans 3 étages voisins

(F) 2 L1 sur 1 ligne dans plusieurs (6-12) étages voisins

Pour trois d'entre eux, les distributions de l'efficacité de la reconstruction et de la sélection pour les événements qui ont passé le déclenchement sont montrés dans la figure C.1. Pour un seuil en amplitude de 0,5 photoélectrons les différences sont négligeables.

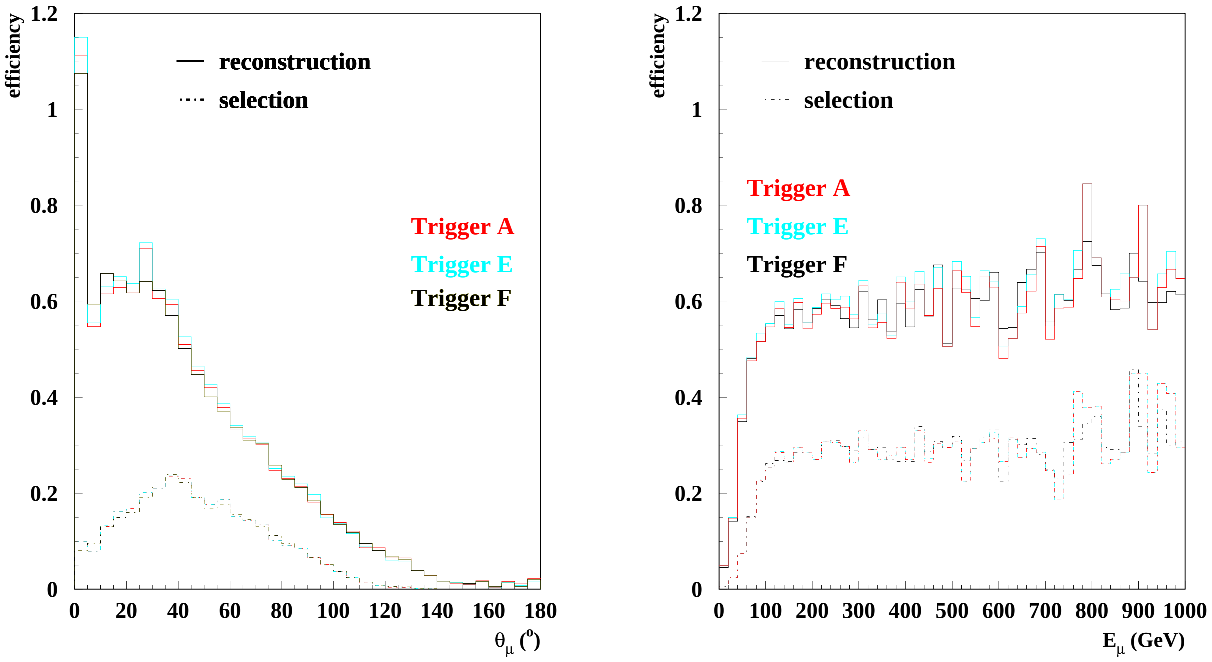


FIG. C.1: *Efficacité de reconstruction et de sélection des déclenchements A-F pour un seuil en amplitude de 0,5 pe dans un détecteur avec une distance de 16 m entre les étages. À gauche : efficacité en fonction de l'angle d'incidence du muon pour des muons avec des énergies E_μ comprises entre 20 GeV et 1 TeV. À droite : efficacité en fonction de l'énergie du muon pour des muons avec $\theta_\mu < 80°$.*

Paramètres mesurés du bruit de fond optique

Des mesures du taux de bruit de fond optique au niveau du déclenchement L0 (coups simples) ont été effectuées par la collaboration ANTARES [70]. La conception des mesures permettait une variation du seuil en amplitude des coups acceptés. Afin de corriger l'effet des photomultiplicateurs de 8 pouces utilisés dans les mesures, un facteur d'échelle a été appliqué sur les valeurs mesurées. Ce facteur d'échelle, à peu près le rapport des aires de détection des photomultiplicateurs, est de $\left(\frac{10}{8}\right)^2$ pour les photomultiplicateurs utilisés dans le détecteur final. Le taux de comptage des coups simples (L0) ainsi obtenus sont montrés dans la première ligne du tableau C.1. Visiblement, une forte réduction du taux de comptage peut être atteinte par l'augmentation du seuil en amplitude de 0,5 à 1 ou 2 photoélectrons (pe).
Le *taux des coïncidences* R_k peut être calculé à partir du *taux des coups simples* R_0

par

$$R_k = k \cdot \frac{N!}{k! \cdot (N-k)!} \cdot (R_0\tau)^k \cdot (1 - R_0\tau)^{N-k}/\tau \ , \qquad \text{(C.2)}$$

où τ est la fenêtre en temps (20 ns), $N = 3$ sont les 3 photomultiplicateurs par étage, parmi lesquels $k = 2$ sont touchés. Le taux de coïncidences (L1) par étage en fonction du seuil en amplitude est montré dans la seconde ligne du tableau C.1.

	Déclenchement analysé	Seuil en amplitude 0,5 pe	1 pe	2 pe	taux élevé
L0	*coups simples* (par photomultiplicateur)	60kHz	30kHz	500Hz	100kHz
L1	*coïncidences* (par étage)	430Hz	110Hz	$0,03$Hz	$1,2$kHz
A	(2 L1/ 1 ligne)	$3,2$kHz	205Hz	$< 10^{-4}$Hz	24kHz
B	(2 L1/ 2 lignes)	40kHz	$2,5$kHz	⋮	300kHz
C	(3 L1/ $\geq$ 2 lignes)	$5,2$kHz	86Hz	⋮	112kHz
D	(4 L1/ $\geq$ 2 lignes)	446Hz	2Hz	⋮	27kHz
E	(4 L0/ 3 étages)	8kHz	501Hz	⋮	62kHz
F	(2 L1/ 6-12 étages)	245Hz	16Hz	⋮	2kHz

TAB. C.1: *En haut : taux de comptage du bruit de fond optique au niveau des coups simples (par photomultiplicateur) et des coïncidences (par étage) pour les trois seuils d'amplitude étudiés. En bas : taux du déclenchement dans le détecteur entier pour les déclenchements analysés A-F.*

Taux et efficacité de déclenchement

Les taux des déclenchements analysés sont montrés dans le tableau C.1 pour différents seuils en amplitude. La stabilité du taux de chaque déclenchement à un taux élevé de bruit de fond (100 kHz à 0,5 pe) a aussi été calculée. Les résultats sont montrés dans la dernière colonne. Comme nous l'avons déjà vu, pour les coups d'une amplitude inférieure à 2 pe tous les déclenchements locaux analysés sont équivalents. Bien qu'un seuil de 1 pe réduise une grande partie du bruit de fond, aucune influence sur la physique n'a été remarquée. Au contraire, à 2 pe, les différences entre les déclenchements locaux deviennent plus importantes (figure C.2). La densité du détecteur (distance entre les étages voisins) joue aussi un certain rôle, comme les études de différents[1] détecteurs l'ont montré : plus la distance est grande, moins le déclenchement est efficace à 2 pe.

[1]Des détecteurs avec une distance de 8, 12 et 16 m entre les étages ont été analysés.

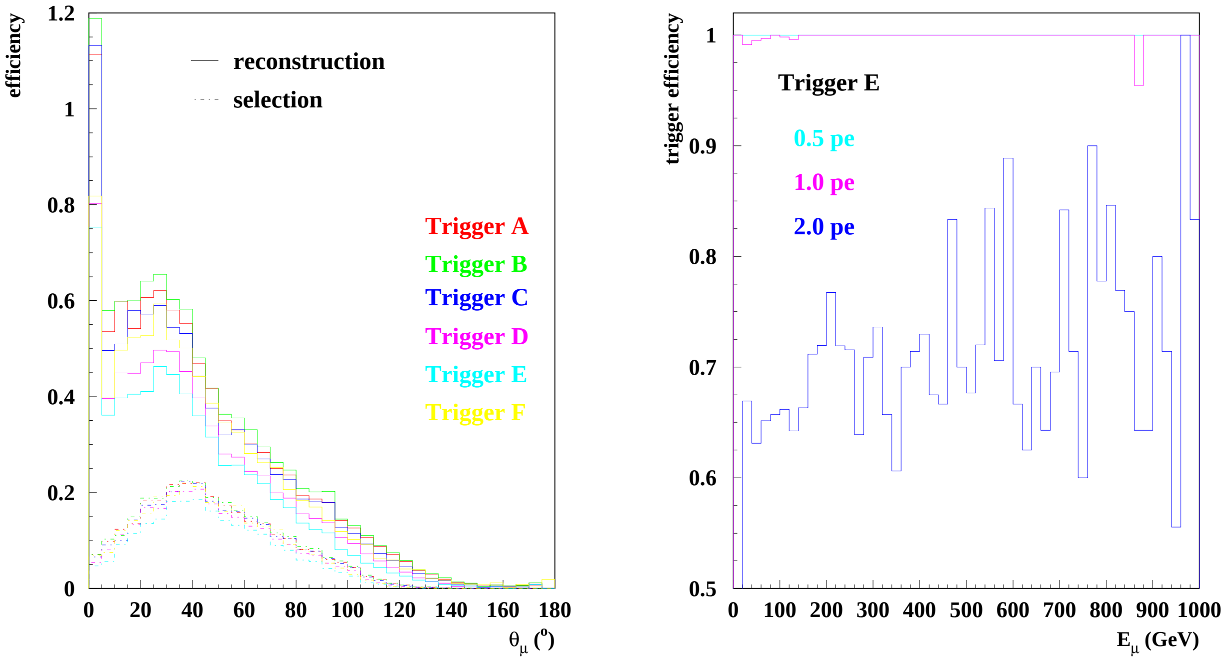


FIG. C.2: *Efficacités pour un seuil en amplitude de 2 pe. À gauche : efficacité de reconstruction et de sélection des déclenchements A-F dans un détecteur avec une distance de 8 m entre les étages en fonction de l'angle d'incidence du muon pour des muons avec des énergies E_μ comprises entre 20 GeV et 1 TeV. À droite : efficacité du déclenchement E dans un détecteur avec une distance de 16 m entre les étages en fonction de l'énergie du muon pour des muons avec $\theta_\mu < 80°$.*

L'efficacité de toutes les possibilités de déclenchement des événements reconstruits a été étudiée. On trouve que les déclenchements locaux sont tous très efficaces, indépendament de l'énergie[2] : pour des muons ascendants avec un angle inférieur à 60°, l'efficacité du déclenchement est de 100%. Pour des angles supérieurs, l'efficacité depend du nombre de coups associés au muon : comme l'algorithme de reconstruction, le déclenchement a une certaine inefficacité, si le muon ne donne que peu de coups (< 15). À l'inverse, l'efficacité atteint aussi 100% pour les événements avec plus de 15 coups associés au muon. Pour les événements qui passent au centre du détecteur et pour les muons de très haute énergie (par exemple 100 TeV, voir figure C.3), l'efficacité de reconstruction et du déclenchement sont de 100% pour les muons ascendants avec des angles d'incidence de 0° à 70°.

[2]L'analyse a été faite pour les traces qui passent au centre du détecteur.

Conclusion

Nous avons analysé différentes possibilités d'un déclenchement local. Les études ont montré l'équivalence des déclenchements pour des seuils en amplitudes inférieurs à 2 pe. Dans ce cas, l'efficacité du déclenchement est toujours supérieure à 80%. Le système de déclenchement final sera une combinaison de coups de grande amplitude (lus en continu par un ARS spécial) et un déclenchement local basé sur des coups de basse amplitude (lu dans le cas de réalisation des conditions de déclenchement). Ce déclenchement a été décrit au paragraphe 3.2.4.

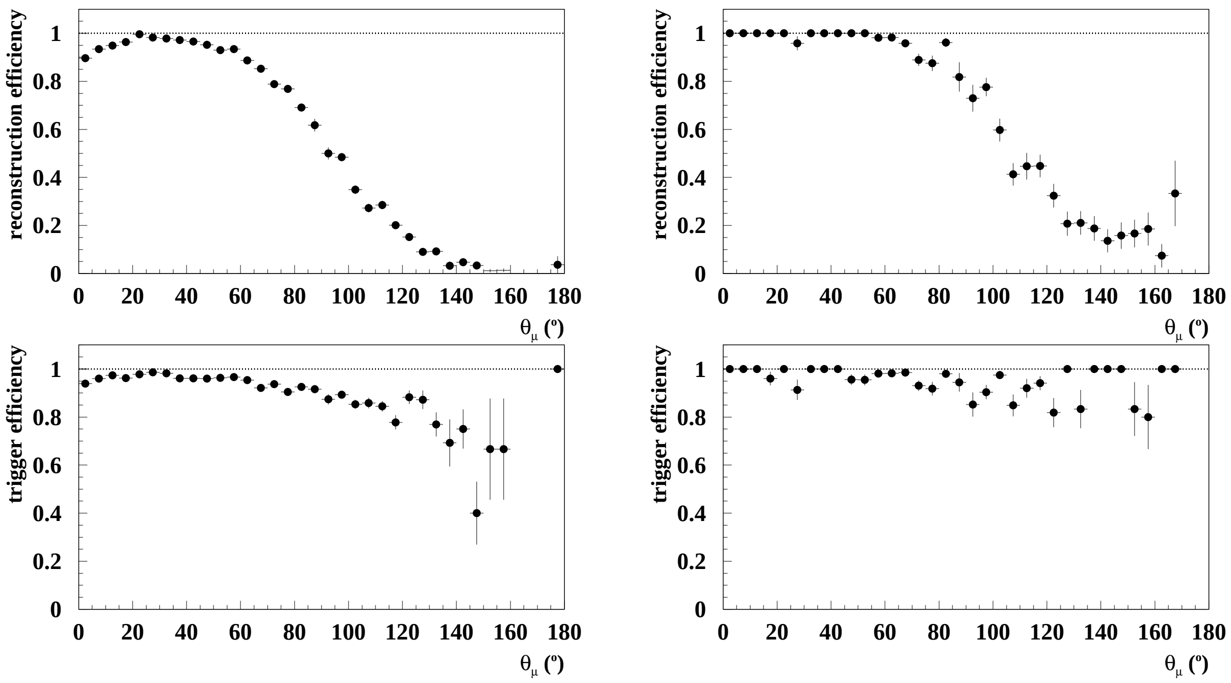


FIG. C.3: *Efficacité de reconstruction (en haut) et de déclenchement (en bas) pour le système de déclenchement final (décrit au paragraphe 3.2.4) en fonction de l'angle d'incidence du muon pour des muons avec $E_\mu = 250$ GeV (à gauche) et $E_\mu = 100$ TeV (à droite). Le seuil en amplitude est de 0,5 pe. Un détecteur avec une distance de 12 m entre les étages a été utilisé.*

Annexe D

Comparaison des programmes de simulation

Dans le chapitre 4.2 nous avons décrit les programmes de simulation du détecteur. Deux programmes sont utilisés à présent, GEAGMU et KM3. Or, d'autres programmes existaient et une étude de leurs performances et leurs différences était nécessaire pour décider lesquels seraient utilisés dans le futur.
Une comparaison entre GEASIM et KM3 a été présentée dans [110], pour les basses énergies. À l'inverse, pour les hautes énergies, l'accord (ou désaccord) entre les programmes de simulation n'a jamais été étudié. Enfin, l'étude des différences entre les programmes permet de tester la stabilité des performances du détecteur sous des différentes approximations de simulation. Cette étude sera brièvement présentée par la suite.
Les programmes comparés ici sont :

- le programme KM3 [85] avec (modèle NWATER) ou sans (modèle PARTIC) diffusion ;
- le programme GEASIM [84] avec ses adaptations pour les hautes énergies GEAGMU et GEAHEN.

Pour ces derniers, les différences se trouvent dans les corrections des sections efficaces, qui sont montrées sur la figure D.1 (voir le paragraphe 2.2.2 pour l'explication des différents processus d'interaction d'un muon).

Pour les comparaisons, des muons ascendants d'une énergie entre 300 GeV et 10 PeV ont été engendrés avec GENTRA [80]. La simulation du détecteur a été faite avec les cinq programmes différents. Un taux de bruit de fond optique de 60 kHz a été simulé. Les effets de l'électronique n'ont pas été pris en compte. D'après [110], les événements sont ensuite comparés à travers les distributions :

- du nombre de photomultiplicateurs touchés par événement ;

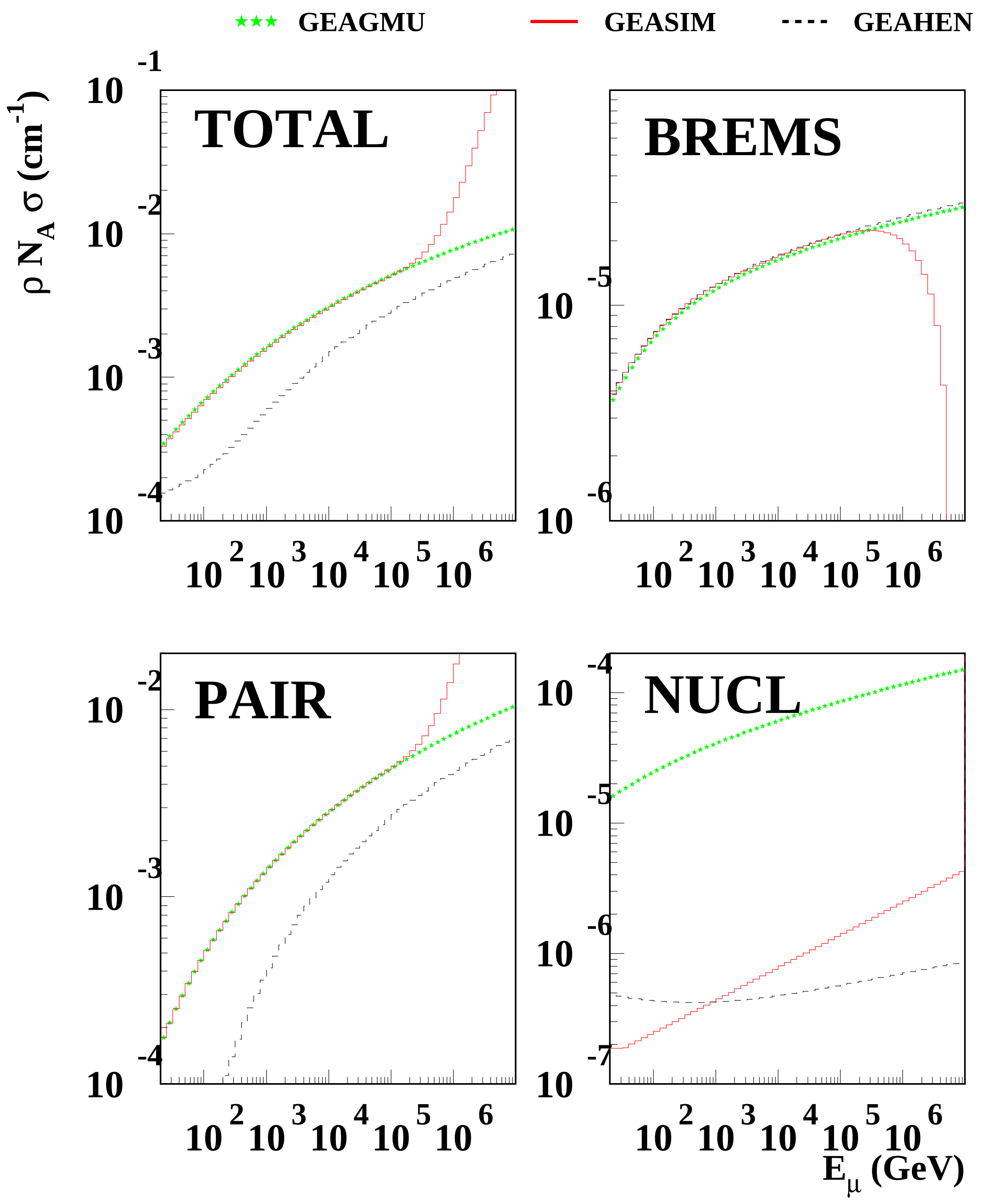


FIG. D.1: *Comparaison des sections efficaces pour différents processus d'interaction d'un muon en fonction de son énergie : la section efficace totale ('TOTAL'), le bremsstrahlung ('BREMS'), la production de paires ('PAIR') et les interactions nucléaires ('NUCL') pour les programmes GEASIM, GEAGMU et GEAHEN.*

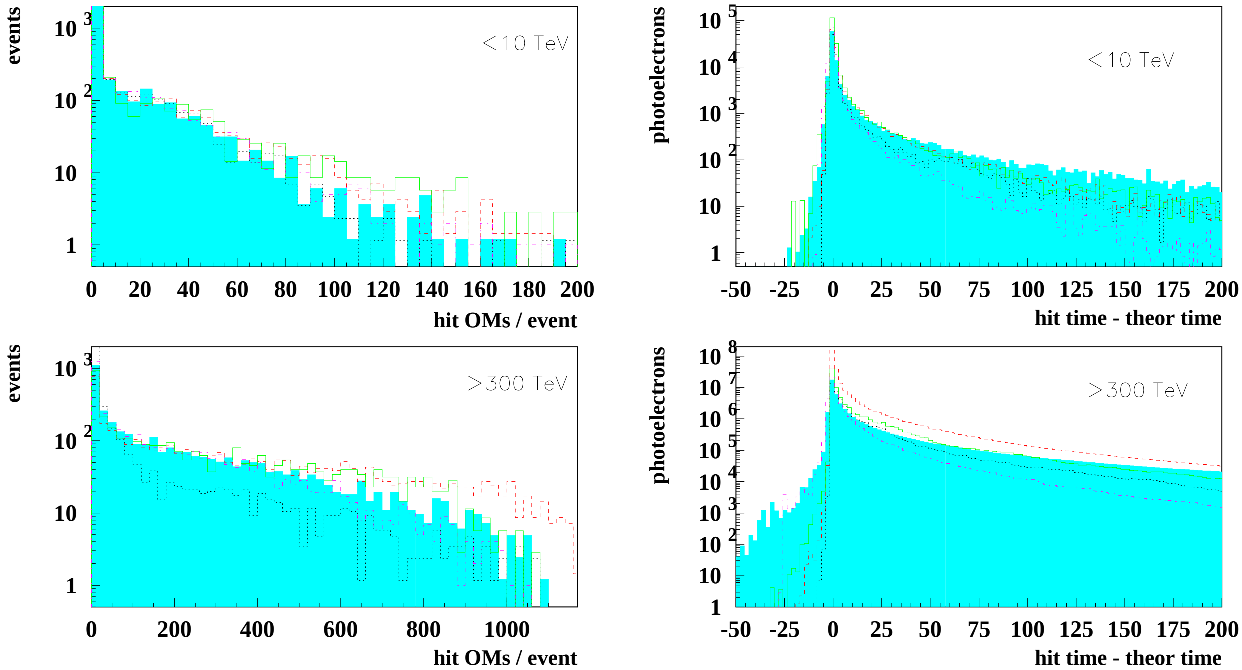


FIG. D.2: *Nombre des photomultiplicateurs touchés (à gauche) et distribution du temps d'arrivée des photoélectrons (à droite) pour deux régions d'énergie.*

- du temps d'arrivée des photoélectrons[1] ;
- du nombre de photoélectrons par coup ;
- du nombre de coups et de photoélectrons par événement ;
- du nombre total de photoélectrons par événement.

Ces distributions sont montrées sur les figures D.2, D.3 et D.4. Après la reconstruction, les distributions angulaires des événements reconstruits (la figure D.5 montre la différence entre l'angle zénithal du muon simulé et l'angle zénithal du muon reconstruit, ce qui est une mesure de la qualité de la reconstruction) et les surfaces effectives (figure D.6) ont été comparées.

GEASIM

Les distributions obtenues avec GEASIM sont représentées en tirets sur les figures. GEASIM est un programme pour les énergies inférieures à 100 TeV, parce que les sections efficaces utilisées ont un comportement asymptotique aux énergies plus

[1]Cette distribution a déjà été montrée à plusieurs reprises, par exemple sur la figure 4.4.

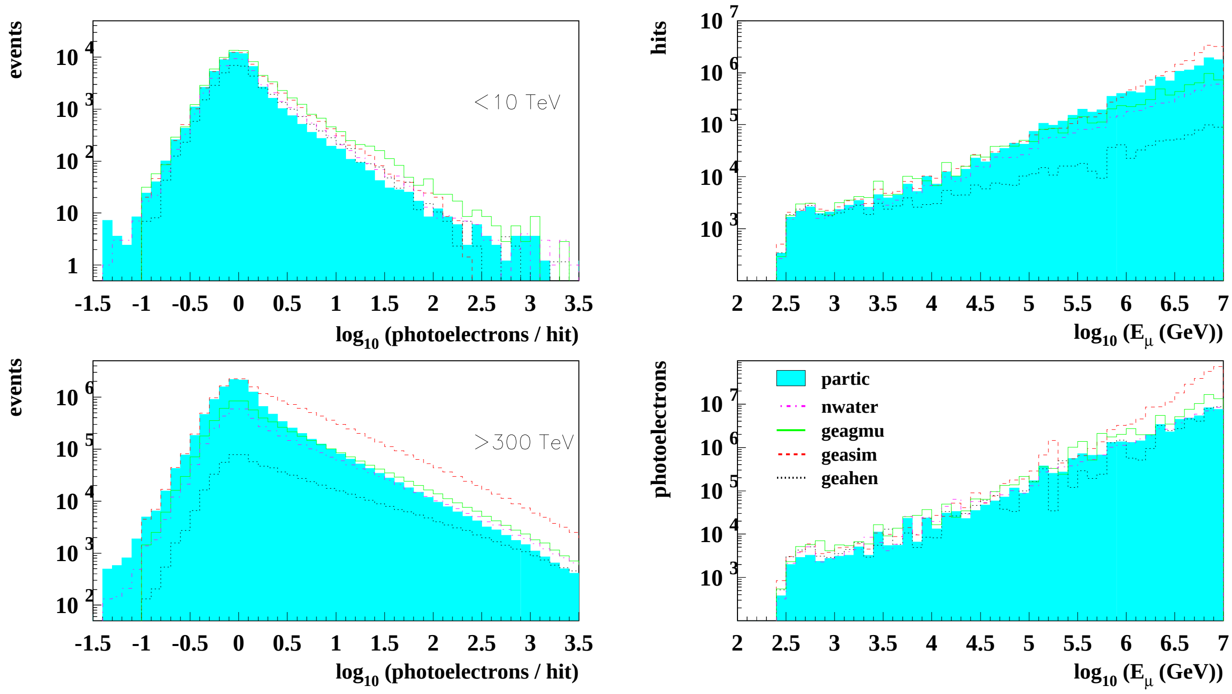


FIG. D.3: *À gauche : nombre de photoélectrons par coup enrégistré pour deux régions d'énergie. À droite : nombre de photoélectrons par événement en fonction de l'énergie.*

hautes, qui n'est pas physique. C'est pourquoi ce programme donne trop de lumière à haute énergie (figure D.4). Le nombre des photomultiplicateurs touchés est donc élévé (figure D.2), ainsi que le nombre de photoélectrons par coup (figure D.3). La surproduction de lumière se traduit aussi par des surfaces effectives trop élévées (figure D.6).

GEAHEN

Le programme GEAHEN est représenté en pointillé sur les figures. Les sections efficaces de GEAHEN sont plus basses que celles de GEASIM, ce qui vient de la différence dans la production des paires, qui est très réduite dans GEAHEN. En conséquence, le nombre des photomultiplicateurs touchés est significativement inférieur au résultat obtenu avec les autres programmes (figure D.2). La même chose est vraie pour le nombre de photoélectrons par coup et le nombre total de coups par événement (figure D.3).
La distribution angulaire des événements reconstruits est comparable à celle du modèle NWATER. Elle est caractérisée par un angle moyen peu différent. Au con-

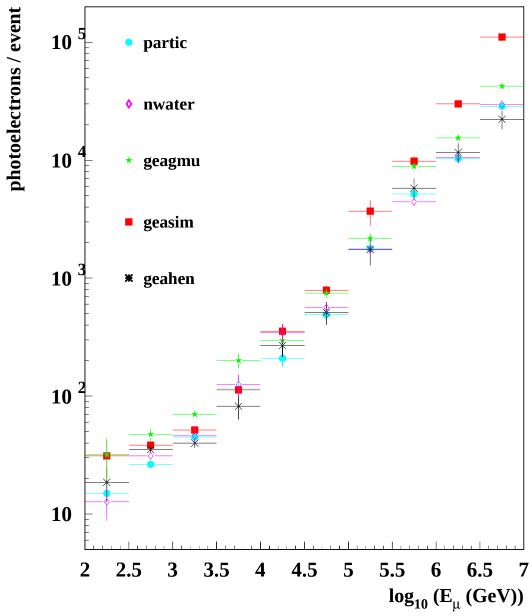


FIG. D.4: *Nombre total de photoélectrons enrégistrés par événement en fonction de l'énergie E_μ d'un muon, obtenu avec les cinq programmes différents de simulation.*

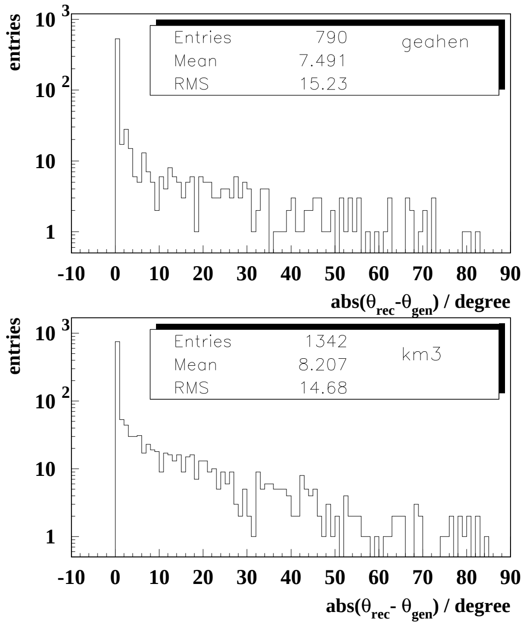


FIG. D.5: *Qualité de la reconstruction avec GEAHEN (en haut) et NWATER (en bas). L'angle moyen entre la trace reconstruite et la trace vraie est comparable.*

traire, le nombre des événements reconstruits (ligne 'entries' dans la fenêtre de statistique sur la figure D.5) est très bas, un effet, qui vient de la section efficace sous-estimée. Cela se voit aussi sur la figure D.6, qui montre les surfaces effectives pour NWATER, GEASIM et GEAHEN. Visiblement, GEAHEN donne des résultats mal compris à toutes les énergies. La raison n'est pas claire, mais l'utilisation de GEAHEN n'est pas recommandée.

GEAGMU

Le programme GEAGMU, en traits pleins sur les figures, unit tous les avantages de GEASIM, mais pour les hautes énergies les sections efficaces ont été corrigées. Aussi, les résultats obtenus avec ce programme semblent cohérents, et le bon accord avec les résultats de KM3 (un programme qui s'est montré très convaincant après une première étude) en font un bon choix pour un programme de simulation final.

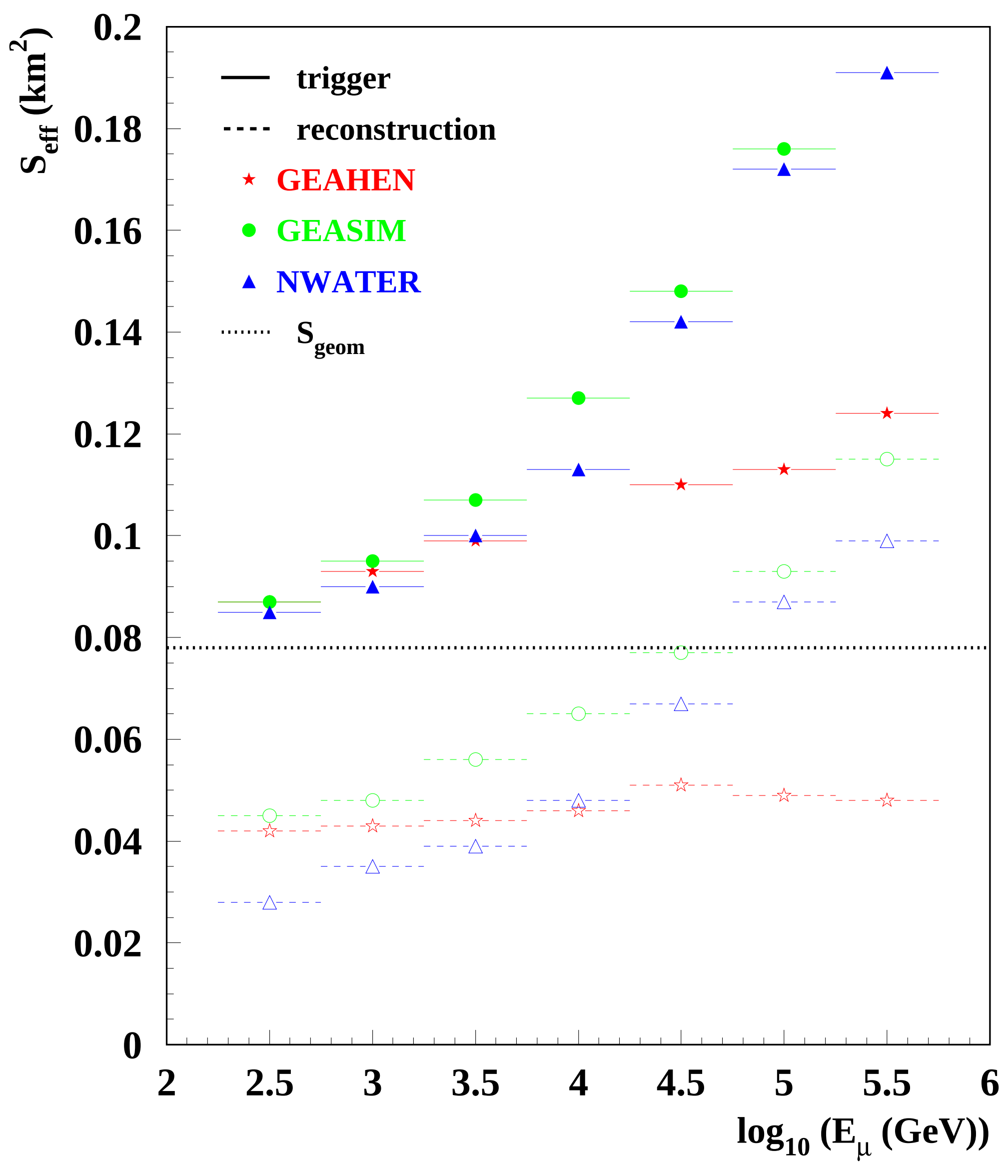


FIG. D.6: *Surfaces effectives de déclenchement (symboles pleins) et de reconstruction (symbols ouverts) obtenues avec GEASIM (points), GEAHEN (étoiles) et NWATER (triangles).*

NWATER

NWATER est représenté sur les figures en trait mixte. Comparé avec GEAGMU, l'accord semble parfait, sauf pour la distribution des temps d'arrivée des photoélectrons (figure D.2) : quelle que soit l'énergie, NWATER montre moins de coups retardés que les autres programmes. Une explication possible est l'effet de la simulation des hadrons, qui n'existe pas dans KM3 et qui ajouterait des coups retardés par rapport au temps Tcherenkov de la trace.
Les surfaces effectives suivent bien les courbes de GEASIM, même si elles sont un peu plus petites, ce qui semble plus réaliste, si on prend en compte l'effet des sections efficaces élévées de GEASIM.

PARTIC

PARTIC, en histogramme plein sur les figures, inclut la simulation d'un modèle particulier de diffusion (voir l'annexe B). L'influence de la diffusion se voit davantage dans la distribution du temps d'arrivée des photoélectrons : le nombre de coups arrivant en retard augmente visiblement (figure D.2). Les autres distributions sont très proches de celles du modèle NWATER ou GEAGMU. Ce n'est qu'aux hautes énergies que le modèle PARTIC donne un peu plus de coups de faible amplitude et moins de coups d'amplitude élévée (figure D.3). Ceci s'explique par l'effet de diffusion : les coups des photons diffusés arrivent avec des temps retardés, ce qui diminue l'amplitude enregistrée à un certain temps. Le nombre total de photoélectrons, en revanche, correspond au modèle NWATER, comme prévu.

Conclusion

Pour les énergies inférieures à 10 TeV nous notons que l'accord entre les différents programmes est très bon. Le nombre total de photoélectrons (c'est à dire, la production totale de lumière) montre un bon accord sur la gamme entière d'énergie étudiée. Après la reconstruction, la résolution angulaire des événements reconstruits ne montre pas de grandes différences pour les cinq programmes de simulation comparés.
À cause de son comportement étrange, GEAHEN n'est plus utilisé. L'utilisation de GEASIM n'est pas recommandée au-delà de 100 TeV. C'est GEAGMU, qui donne les meilleurs résultats dans ce domaine d'énergie. Le programme KM3 (avec ou sans diffusion) donne également des résultats convaincants. Néanmoins, pour des simulations sans diffusion, il est recommandé d'utiliser GEAGMU, car il fournit des possibilités supplémentaires, comme la simulation des hadrons et des gerbes.
Finalement, PARTIC et GEAGMU restent les deux programmes les plus cohérents. En conséquence, leur utilisation pour la simulation du détecteur est recommandée.

Leurs propriétés et possibilités étant complémentaires (voir tableau 4.1), le choix de l'un ou de l'autre dépend de l'étude que l'on souhaite effectuer.

Bibliographie

[1] N.Hayashida, Updated AGASA event list above $4 \cdot 10^{19}$eV, astro-ph/0008102.

[2] K.Greisen, *Phys.Rev.Lett* **16** (1966) 748 ;
G.T.Zatsepin, V.a.Kuz'min, *JETP Lett.* **4** (1966) 78.

[3] I.Asimov, Die exakten Geheimnisse unserer Welt, 6.Auflage, Droemer Knaur, München (1993).

[4] J.Herrmann, dtv-Atlas Astronomie, 13. überarbeitete Auflage, Deutscher Taschenbuch Verlag, München (1998).

[5] N.Schmitz, Neutrinophysik, Teubner, Stuttgart (1997).

[6] Hubble Space Telescope WWW-server : *http ://hubble.stsci.edu/*

[7] http ://astro.uchicago.edu/home/web/miller/nstar.html

[8] http ://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap980425.html

[9] J.Paul, Présentation donnée à *Round table* ANTARES–*Astronomers* à Marseille, 23.5.2000 :
http ://antares.in2p3.fr/internal/minutes/collaboration/coll-000523/

[10] G.Henri, G.Pelletier, P.O.Petrucci, N.Renaud, Active Galactic Nuclei as high energy engines, *Astropart.Phys.* **11** (1999) 347, [astro-ph/9901051].

[11] BeppoSAX WWW-server : *http ://bepposax.gsfc.nasa.gov/*

[12] B.Paczynski, Are Gamma-Ray Bursts in Star Forming Regions, astro-ph/9710086.

[13] BATSE WWW-server : *http ://cossc.gsfc.nasa.gov/cossc/batse/*

[14] Y.P.Qin, G.Z.Xie, S.J.Xue, X.T.Zheng, D.C.Mei, The hardness-duration correlation in the two classes of gamma-ray bursts, astro-ph/0005005.

[15] T.Piran, *Phys.Rep.* **314** (1999) 575.

[16] J.E. McEnery *et al.*, First Results of a Study of TeV Emission from GRBs in Milagrito, astro-ph/9910549.

[17] T.J.Galama et al., Spectral Energy Distributions and Light Curves of GRB 990123 and its Afterglow, astro-ph/9903021.

[18] G.Sigl, S.Lee, P.Bhattacharjee, S.Yoshida, Probing grand unified theories with cosmic ray, gamma ray and neutrino astrophysics, *Phys.Rev.* **D 59** (1999) 043504, [hep-ph/9809242].

[19] R.J.Protheroe, Acceleration and Interaction of Ultra High Energy Cosmic Rays, astro-ph/9812055.

[20] T.K.Gaisser, F.Halzen, T.Stanev, Particle Astrophysics with High Energy Neutrinos, *Phys.Rep.* **258** (1995) 173, [hep-ph/9410384].

[21] M.Catanese, T.C.Weekes, Very High Energy Gamma-Ray Astronomy, astro-ph/9906501.

[22] `CANGAROO` home page : *http ://icrhp9.icrr.u-tokyo.ac.jp/index.html*

[23] `CAT` WWW-server : *http ://lpnp90.in2p3.fr/ cat/index.html*

[24] `CELESTE` home page :
http ://wwwcenbg.in2p3.fr/extra/Astroparticule/celeste/e-index.html

[25] `Durham` WWW-Server : *http ://www.dur.ac.uk/~dph0www4/history.htm*

[26] `GRAAL` home page : *http ://hegra1.mppmu.mpg.de/GRAAL/*

[27] `HEGRA` WWW-server : *http ://www-hfm.mpi-hd.mpg.de/CT/CT.html*

[28] `HESS` home page : *http ://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/HESS.html*

[29] `MAGIC` WWW-server : *http ://hegra1.mppmu.mpg.de/MAGICWeb/*

[30] The `MILAGRO` Collaboration, Status of the Milagro Gamma Ray Observatory, Proceedings ICRC 1999, HE 6.1.02, [astro-ph/9906383].

[31] `VERITAS` home page : *http ://veritas.sao.arizona.edu/veritas/index.shtml*

[32] `WHIPPLE` home page : *http ://egret.sao.arizona.edu/index.html*

[33] D.J.Maccomb, N.Gehreis, A General Gamma-Ray Source Catalog, *Astrophys.J.Suppl.Ser.* **120** (1999) 335.

[34] T.C.Weekes, VHE Astronomy before the new Millennium, Proceedings ICRC 1999.

[35] F.W.Stecker, O.C.De Jager, M.H.Salomon, Predicted extragalactic TeV Gamma Ray Sources, astro-ph/9609102.

[36] R.Gandhi, C.Quigg, M.H.Reno, I.Sarcevic, Ultrahigh-Energy Neutrino Interactions, *Astropart.Phys.* **5** (1996) 81,[hep-ph/9512364] ;
R.Gandhi, C.Quigg, M.H.Reno, I.Sarcevic, Neutrino interactions at ultrahigh energies, *Phys.Rev.* **D 58** (1998) 39009, [hep-ph/9807264].

[37] The `SuperKamiokande` Collaboration, Measurement of a small atmospheric ν_μ/ν_e ratio, *Phys.Lett.* **B 433** (1998) 9-18, [hep-ex/9803006].

[38] G.Ingelman, M.Thunman, High energy neutrino production by cosmic ray interactions in the sun, *Phys.Rev.* **D 54** (1996) 4385, [hep-ph/9604288].

[39] F.Montanet, Neutrinos from cosmic ray interaction with galactic matter, note interne, ANTARES-Phys/1999-018.

[40] R.M.Crocker, F.Melia, R.R.Volkas, Oscillating Neutrinos from the Galactic Center, astro-ph/9911292.

[41] L.V.Volkova, *Sov.J.Nucl.Phys* **31** (1980) 784.

[42] S.Yoshida *et al.*, *Astrophys.J.* **479** (1997) 547.

[43] E.Waxman, J.N.Bahcall, High Energy Neutrinos from Astrophysical Sources : An Upper Bound, *Phys.Rev.* **D 59** (1999) 023002, [astro-ph/9807282].

[44] F.W.Stecker, C.Done, M.H.Salamon, P.Sommers, High-energy neutrinos from active galactic nuclei, *Phys.Rev.Lett.* **66** (1991) 2697 ; Erratum *Phys.Rev.Lett.* **69** (1992) 2738.

[45] R.J.Protheroe, High Energy Neutrinos from Blazars, astro-ph/9607165.

[46] F.Halzen, E.Zas, Neutrino Fluxes from Active Galaxies : a Model-Independent Estimate, *Astrophys.J.* **488** (1997) 669, [astro-ph/9702193].

[47] K.Mannheim, *Astropart.Phys.* **3** (1995) 295.

[48] K.S.Hirata. *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **58** (1987) 1490 ; *Phys.Rev.* **D 38** (1988) 448.

[49] M.Roy, Ultra High Energy Neutrinos from Supernova Remnants, *J.Phys.* **G25** (1999) 129-134, [astro-ph/9901215].

[50] R.J.Protheroe, W.Bednarek, Q.Luo, γ-Rays and Neutrinos from Very Young Supernova Remnants, *Astropart.Phys.* **9** (1998) 1, [astro-ph/9703045].

[51] F.W.Stecker, M.H.Salamon, High Energy Neutrinos from Quasars, *Space Sci.Rev.* **75** (1996) 341, [astro-ph/9501064].

[52] F.W.Stecker, O.C.De Jager, M.H.Salamon, Predicted Extragalactic TeV γ-Ray Sources, astro-ph/9609102.

[53] The **AMANDA** Collaboration, Results from the AMANDA High Energy Neutrino Detector, astro-ph/0009242.

[54] J.Kwiecinski, A.D.Martin, A.M.Stasto, Penetration of the earth by ultrahigh-energy neutrinos predicted by low x QCD, *Phys.Rev.* **D 59** (1999) 093002, [astro-ph/9812262].

[55] P.Lipari, T.Stanev, Propagation of multi-TeV muons, *Phys. Rev.* **D 44** (1991) 3543.

[56] A.Kouchner, A.Oppelt, Updated detector performances, note interne, ANTARES-Soft/2001-007.

[57] J. Brunner, Effect of neutrino oscillations on cosmic neutrino fluxes, note interne, ANTARES-Phys/2000-9.

[58] The LVD Collaboration, Study of neutrinos from stellar collapses with the LVD experiment in the Gran Sasso Laboratory, Présentation donnée à ICRC 1997, HE 4.1.12 ;
The LVD Collaboration, Search for point sources with muons observed by LVD, Présentation donnée à ICRC 1997, HE 3.1.9.

[59] The MACRO Collaboration, Neutrino astronomy with the MACRO detector, astro-ph/0002492, à paraître dans *Astrophys.J.*.

[60] The SOUDAN 2 Collaboration, The Observation of a Shadow of the Moon in the Underground Muon Flux in the Soudan 2 Detector, hep-ex/9905036.

[61] G.V.Domogatsky, The Lake Baikal Experiment : Selected Results, Proceedings NANP 1999, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999).

[62] E.Andres *et al.*, The AMANDA Neutrino Telescope : Principle of Operation and First Results, astro-ph/9906203, à paraître dans *Astropart.Phys.*.

[63] The ANTARES Collaboration, A Deep Sea Telescope for High Energy neutrinos, astro-ph/9907432.

[64] DUMAND WWW-server : *http ://www.phys.hawaii.edu/dmnd/dumand.html*

[65] S.Bottai, NESTOR : a Status Report, Proceedings ICRC 1999, HE 6.3.08.

[66] A.Biron, communication privée.

[67] SPACE WWW-server : *http ://ast.leeds.ac.uk/haverah/spase.shtml*

[68] N.Palanque-Delabrouille, Light transmission in the ANTARES site, notes internes, ANTARES-Site/1999-003 et ANTARES-Site/2000-002 et ANTARES-Site/2001-002.

[69] C.D.Mobley, Light and Water. Radiative Transfer in Natural Water, Academic Press (1994) 124.

[70] The ANTARES Collaboration, Background light in potential sites for an undersea neutrino telescope, *Astropart.Phys.* **13** (2000) 127.

[71] F. Devillez, C. Racca, Optical background measurements by test 1.12 in the ANTARES site, note interne, ANTARES-Site/2001-001.

[72] Y.Benhammou et al., Report on first results of Test-5, note interne, ANTARES-Prot/2000-001.

[73] A. Kouchner, Possibilité d'observation, par le télescope ANTARES, de neutrinos de haute énergie associés aux sursauts gamma et validation des techniques de détection à l'aide d'un prototype, thèse de doctorat, Université Paris VII (2001).

[74] J.Brunner, Detector Optimisation and String Arrangement, Présentation donnée à la réunion de collaboration au CERN, 29.9.00 :
http ://antares.in2p3.fr/internal/minutes/collaboration/coll-000926/seafloor/

[75] C.Cârloganu, Caractérisation des performances à basse énergie du futur télescope sous-marin à neutrinos **ANTARES** et leur application à l'étude des oscillations des neutrinos atmosphériques, thèse de doctorat, Université de la Méditerranée (1999).

[76] F.Hubaut, Optimisation et caractérisation des performances d'un télescope sous-marin à neutrinos pour le projet **ANTARES**, thèse de doctorat, Université de la Méditerranée (1999).

[77] D.Lachartre, F.Feinstein, N.de Botton, Introduction à l'ARS1, note interne, ANTARES-Elec/1999-001.

[78] V.Niess, Rapport de stage sur le système de positionnement acoustique Base Longue moyenne fréquence GENISEA du détecteur ANTARES, decembre 2000.

[79] A.Kouchner, GEMINI v0r0, note interne, ANTARES-Soft/1999-004.

[80] J.Brunner, GENNEU User Manual :
http ://antares.in2p3.fr/internal/software/genneu.html

[81] A.Okada, *Astropart.Phys.* **2** (1994) 393.

[82] A.Kouchner, L.Moscoso, A generator of muon fluxes : GEM, note interne, ANTARES-Soft/1999-001 ; A.Kouchner, Up-date of GEM, note interne, ANTARES-Soft/1999-006.

[83] S.Bottai, L.Perrone, Simulation of UHE muons propagation for GEANT3, hep-ex/0001018.

[84] J.Brunner, GEASIM User Manual :
http ://antares.in2p3.fr/internal/software/geasim.html

[85] S.Navas, L.Thomson, KM3 user Guide and Reference Manual, note interne, ANTARES-Soft/1999-011.

[86] F.Cassol, GENDET, notes internes, ANTARES-Soft/1999-007 et ANTARES-Soft/1999-010.

[87] GEANT, Detector Description and Simulation Tool, CERN Program library W5013.

[88] C.H.V.Wiebusch, The Detection of Faint Light in Deep Underwater Neutrino Telescopes, thèse de doctorat, RWTH Aachen (1995).

[89] P.Antolioli *et al.*, *Astropart.Phys.* **7** (1997) 357.

[90] H.Lafoux, K40 Simulation, note interne, ANTARES-Opmo/1999-002.

[91] J.Brunner, Simulation of K40 signals, note interne, ANTARES-Site/1999-002 ; J.Brunner, K40 signals from the glass sphere, note interne, ANTARES-Opmo/2000-9.

[92] P.Payre, Communication privée.

[93] F.Cassol, RECO, notes internes, ANTARES-Soft/1999-004 et ANTARES-Soft/1999-005.

[94] C.Carloganu, J.Carr, On the Atmospheric Neutrino Oscillation Study in ANTARES, note interne, ANTARES-Phys/1999-014.

[95] A.Oppelt, High energy performance of the 13 string detector, note interne, ANTARES-Soft/2000-001.

[96] D.Bailey, The effect of scattering on the ANTARES detector performance, note interne, ANTARES-Phys/2000-010.

[97] A.Oppelt, Energy reconstruction, note interne, ANTARES-Soft/2001-008.

[98] J.Brunner, Communication privée.

[99] J.Carr, A.Pohl, Another new trigger for ANTARES, note interne, ANTARES-Elec/1999-003.

[100] A.Cade, H.Lafoux, Latest Gamelle Results, note interne, ANTARES-Opmo/1998-001.

[101] F.Cassol, Alignment algorithms and software, note interne, ANTARES-Slow/1999-001.

[102] F. Cassol Brunner, Reconstruction likelihood and water optical properties, note interne, ANTARES-Soft/2000-010.

[103] E.Carmona, J.J.Hernández, A new reconstruction technique for ANTARES, note interne, ANTARES-Soft/2000-011.

[104] D.A.Green, A Catalogue of Galactic Supernova Remnants (2000 September version), *http ://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/*

[105] The MACRO Collaboration, Observation of the Shadowing of Cosmoc Rays by the Moon using a Deep Underground Detector, hep-ex/9807006.

[106] G.W.Clark, *Phys.Rev.* **108** (1957) 450.

[107] N. Giglietto, Moon and Sun Shadowing Observed by the MACRO Detector, hep-ex/9905026.

[108] K.Mannheim, R.J.Protheroe, J.P.Rachen, On the cosmic ray bound for models of extragalactic neutrino production, astro-ph/9812398.

[109] J.Carr, F.Feinstein, A.Pohl, Trigger Studies, note interne, ANTARES-Elec/1999-002.

[110] S.Navas, A Comparison between GEASIM and KM3 generators, note interne, ANTARES-Soft/1999-002.

Curriculum Vitae

de

Anne Oppelt née Pohl

Mél : **pohl@in2p3.fr**

14.02.1974	Née à Berlin (Allemagne)
juin 1992	Baccalauréat
octobre 1992	Début des études de physique à l'Université Humboldt de Berlin
été 1994	Obtention du Vordiplom (équivalent DEUG)
octobre 1994 – mars 1998	Études supplémentaires de mathématique et de pédagogie
été 1996	Étudiante d'été au CERN (Genève, Suisse) (expérience CHORUS)
avril 1997 – mars 1999	Encadrement de travaux dirigés à l'Université Humboldt de Berlin en physique des particules et mécanique
décembre 1997	Début du travail de thèse de diplôme : *"Search for scalar muons with the L3 detector at* $\sqrt{s} = 183\,GeV$*"*
décembre 1998	Obtention du Diplom (équivalent DEA)
janvier 1999	Début du travail de thèse de doctorat au CPPM Marseille (France) : *"Étude de la résolution angulaire du télescope à neutrinos ANTARES"*
avril 2001	Obtention du Doctorat de l'Université de la Méditerranée en spécialité Physique des Particules, Physique Mathématique et Modélisation

Version du 12.07.2001
La thèse présentée est disponible sur **http ://antares.in2p3.fr/users/pohl/** .

Étude de la résolution angulaire du télescope à neutrinos ANTARES

Résumé : L'astrophysique des neutrinos de haute énergie est une branche relativement récente dans l'astrophysique des particules. L'observation de ces neutrinos nécessite la construction de nouveaux types de télescopes immenses. Après une phase de recherche et de développement pendant laquelle elle a démontré la faisabilité d'une telle entreprise en milieu sous-marin, la collaboration ANTARES construit maintenant un télescope à neutrinos avec une surface de $0,1$ km^2. Le détecteur, exposé à un taux élévé de bruit de fond ambiant, doit être capable de reconnaître un faible signal physique, ce qui nécessite un déclenchement à la fois puissant et efficace. Nous présentons ici une analyse des différentes possibilités d'un déclenchement local. À l'issue de cette étude, la définition du déclenchement final du détecteur est devenue possible. Nous présentons également une étude des performances du détecteur envisagé. L'analyse nécessite la simulation d'événements de très haute énergie (TeV–PeV). À ces énergies les programmes de simulation utilisent des hypothèses différentes, ce qui a nécessité une comparaison de leurs résultats avant utilisation. Une caractéristique importante d'un télescope à neutrinos est sa résolution angulaire. Celle d'ANTARES, obtenue dans cette thèse est de l'ordre de $0,5^\circ$ pour les muons ascendants et inférieure à 1° pour les muons descendants. Une détection de l'ombre de la Lune, dont nous avons étudié la faisabilité, permet de vérifier ce résultat après 2-5 ans de prise de données.

Mots-clés : ANTARES, neutrino, télescope, système de déclenchement, résolution angulaire, précision de pointage, muons, astrophysique, ombre de la Lune

Study of the angular resolution of the neutrino telescope ANTARES

Abstract : High energy neutrino physics is a relatively new field in astroparticle physics. The detection of highly energetic neutrinos needs a new kind of large telescopes. The ANTARES collaboration aims to build such a deep-sea neutrino telescope. After an intensive phase of R&D the construction of a 0.1 km^2 detector has started. For the recognition of a small signal within the enormous background, a powerful and effective trigger system is needed. A study of a local trigger which led to the definition of the final trigger system is presented in this work. Furthermore, the detector performances are analysed. For this study the simulation of very high energy events is necessary. Different simulation programs were compared before being used. One of the most important parameters of a telescope is the angular resolution. We found it to be of the order of $0,5^\circ$ for upgoing tracks and smaller than 1° for downgoing tracks. A good pointing accuracy and an absolute positioning can be proved by the detection of the moon shadow which should be possible after 2-5 years of data taking.

Keywords : ANTARES, neutrino, telescope, trigger system, angular resolution, pointing precision, muons, astrophysics, moon shadow