



HAL
open science

Reconstruction de muons atmosphériques avec ANTARES

Maximilien Melissas

► **To cite this version:**

Maximilien Melissas. Reconstruction de muons atmosphériques avec ANTARES. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2007. Français. NNT: . tel-00279916

HAL Id: tel-00279916

<https://theses.hal.science/tel-00279916>

Submitted on 15 May 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



CPPM-T-2007-02
N° d'ordre : 2007 AIX 22042

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

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique Mathématique, Physique des particules et Modélisation

présentée par

Maximilien-Dimitri MELISSAS

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

Reconstruction de muons atmosphériques avec ANTARES

Soutenue le 20 septembre 2007 devant le jury composé de

| | | |
|-------------|-----------|--------------------|
| M. Roy | ALEKSAN | Président du jury |
| M. Fabrice | FEINSTEIN | Rapporteur |
| M. Bertrand | VALLAGE | Rapporteur |
| M. Mossadek | TALBY | |
| M. Jürgen | BRUNNER | |
| M. John | CARR | Directeur de thèse |

| | |
|---|-----------|
| Introduction | 1 |
| Prologue | 5 |
| 1 Rayons cosmiques et neutrinos | 9 |
| 1.1 Un peu de physique des rayons cosmiques | 9 |
| 1.1.1 Le flux de rayons cosmiques à terre | 9 |
| 1.1.2 Accélération des rayons cosmiques | 10 |
| 1.1.3 Propagation des rayons cosmiques | 16 |
| 1.2 Un peu de physique du neutrino | 18 |
| 1.2.1 Production de neutrinos cosmiques de haute énergie | 18 |
| 1.2.2 Propagation du neutrino et oscillations | 18 |
| 1.2.3 Les questions ouvertes | 21 |
| 1.3 Sources ponctuelles de neutrinos | 21 |
| 1.3.1 Sources galactiques | 21 |
| 1.3.2 Sources extra-galactiques | 23 |
| 1.3.3 Particules exotiques et matière noire | 24 |
| 1.4 Principe de détection des neutrinos | 25 |
| 1.4.1 Propagation du neutrino à travers la Terre et interaction avec le détecteur | 25 |
| 1.4.2 La mer, un environnement intéressant pour avoir de gros volumes | 26 |
| 1.4.3 Les expériences pionnières | 27 |
| 2 ANTARES | 29 |
| 2.1 Le détecteur | 29 |
| 2.1.1 Le site ANTARES | 29 |
| 2.1.2 Géométrie du détecteur | 29 |
| 2.1.3 Composition d'un étage puis d'une ligne | 31 |
| 2.2 Historique du détecteur | 32 |
| 2.2.1 1999-2000 : Ligne démonstrateur | 32 |
| 2.2.2 2000-2002 : Préparation du site | 32 |
| 2.2.3 La MILOM : 2005-2007 | 32 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 2.2.4 | 2006- Aujourd'hui : Installation du détecteur définitif | 33 |
| 2.3 | Du photomultiplicateur à la terre : Parcours d'un signal | 34 |
| 2.3.1 | Les Modules Optiques | 34 |
| 2.3.2 | Les ARS | 34 |
| 2.3.3 | Transfert de données à terre | 37 |
| 2.4 | Sélection et écriture des données | 38 |
| 2.4.1 | La salle de contrôle | 38 |
| 2.4.2 | Le traitement des données à terre | 38 |
| 2.4.3 | Le trigger | 38 |
| 2.4.4 | Les autres informations nécessaires pour l'analyse | 40 |
| 2.5 | Bruit de fond optique sur le site | 40 |
| 2.6 | Vers un détecteur avec une taille de l'ordre d'un km ³ | 40 |
| 2.6.1 | ICECUBE | 42 |
| 2.6.2 | KM3NET | 42 |
| 2.6.3 | Complémentarité des instruments | 42 |
| 3 | Stabilité des calibrations | 45 |
| 3.1 | Vue générale de la procédure de calibration | 45 |
| 3.1.1 | Importance de la calibration | 45 |
| 3.1.2 | Méthode de positionnement | 45 |
| 3.1.3 | Le calcul du temps | 46 |
| 3.1.4 | La calibration en charge | 48 |
| 3.1.5 | La calibration temporelle à terre | 49 |
| 3.1.6 | La calibration in-situ | 51 |
| 3.2 | Le contrôle des temps de transit | 52 |
| 3.2.1 | Stabilité du détecteur | 56 |
| 3.2.2 | Procédure automatique sur un détecteur complet | 59 |
| 3.2.3 | Évolution des calibrations en charge et en temps | 62 |
| 3.2.4 | Conclusion sur la stabilité | 65 |
| 4 | Simulation du détecteur et reconstruction de traces | 67 |
| 4.1 | La chaîne de simulation | 67 |
| 4.1.1 | Production de données simulées | 67 |
| 4.2 | Reconstruction | 72 |
| 4.2.1 | Principes généraux de reconstruction | 72 |
| 4.2.2 | Phénomènes venants perturber la reconstruction | 76 |
| 4.2.3 | Les outils de reconstruction existants | 77 |
| 5 | Étude de la propagation de la lumière dans l'eau à l'aide des balises optiques | 81 |
| 5.1 | Reconstruction de balises optiques | 81 |
| 5.1.1 | Sélection des événements | 82 |
| 5.1.2 | La stratégie de reconstruction | 82 |
| 5.1.3 | Résultats | 82 |
| 5.2 | Propagation de la lumière dans l'eau | 86 |
| 5.3 | Les mesures faites lors des tests de site | 87 |
| 5.4 | Principe de la mesure | 88 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 5.5 | Correction angulaire | 88 |
| 5.6 | Mesure de la longueur d'atténuation | 89 |
| 5.6.1 | La mesure | 89 |
| 5.6.2 | Combinaison des mesures et estimation du résultat | 90 |
| 5.7 | Mesure de la longueur d'absorption | 92 |
| 5.7.1 | Les changements par rapport à l'atténuation | 92 |
| 5.7.2 | Exemple d'ajustement | 93 |
| 5.7.3 | Combinaison des mesures et estimation du résultat | 93 |
| 5.8 | Estimation de la longueur de diffusion | 95 |
| 5.9 | Effet de la propagation sur la résolution en temps | 95 |
| 6 | Analyse des muons descendants | 99 |
| 6.1 | Sélection des runs | 99 |
| 6.2 | Analyse des données à une ligne | 100 |
| 6.2.1 | Les données analysées | 100 |
| 6.2.2 | La stratégie de reconstruction | 100 |
| 6.2.3 | Étude sur les simulations Monte-Carlo | 101 |
| 6.2.4 | Données simulées et amélioration des résultats | 101 |
| 6.3 | Les données reconstruites | 104 |
| 6.3.1 | Application des méthodes de sélection aux données | 108 |
| 6.4 | Données à 5 lignes | 109 |
| 6.4.1 | Les données analysées | 109 |
| 6.4.2 | La stratégie de reconstruction | 109 |
| 6.4.3 | Etude Monte-Carlo et améliorations | 110 |
| 6.4.4 | Résultats | 114 |
| | Épilogue | 119 |
| | Conclusion | 121 |
| A | Simulation de la production de neutrinos par désintégration du μ | 123 |
| B | Format de données | 125 |
| B.1 | Données brutes | 125 |
| B.2 | Données calibrées | 126 |
| C | Propagation du muon dans la matière | 129 |
| D | Acceptance angulaire des modules optiques | 135 |
| D.1 | Introduction au problème | 135 |
| D.2 | Effet sur les simulations | 136 |
| E | Exemples d'événements | 139 |

Je voudrais d'abord remercier l'ensemble des membres de ce Jury, à commencer par Roy Aleksan, qui d'une part en a accepté la présidence et d'autre part pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire. Merci à Fabrice Feinstein et Bertrand Vallage d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail. Merci beaucoup à Jurgen Brunner et John Carr pour avoir encadré cette thèse, sans leurs précieux conseils ce travail n'aurait pas été possible. Enfin merci également à Mossadek Talby pour sa participation au Jury.

Je voudrais remercier P. Coyle ainsi que tous les membres du groupe ANTARES au CPPM pour leurs accueil, en particulier je voudrais remercier Stéphanie Escoffier, Jose Busto, et Gabrielle Lelaizant pour leurs contribution à la relecture du manuscrit. De Marseille à la collaboration il n'y a qu'un pas que je franchis merci à toute la collaboration également, en particulier M. de Jong, J.J. Hernandez, et S. Loucatos pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux et leurs précieux conseils. Merci également à Y. Becherini pour avoir supporter mes nombreuses questions. Enfin merci aux *Djeuns* Fabrice, Claudine, Gordon, Ronald, Nicollo pour leur sympathie.

Une pensée pour tous les thésards du CPPM à commencer par mes co-bureau successifs : Valentin, Cécile, Nguyet, Stéphane. Mais aussi aux autres les anciens : Cédric, Seb, Vincent, Julien, Aurelien puis à la meilleure promo du CPPM : Sam, Pascal, Bernardo, Rana et enfin aux petits jeunes : Anne-Fleur, Guillaume, Jeremy(s), Gabrielle (courage vous voyez le bout), Diane, Pierre « machins » Simon, Pierre « truc » Elie, George, Remy, Garo, Bassem, Cecile, Marine, Betty, Raphael, Nicolas (L'ordre à l'intérieur des promotions est purement arbitraire et ne saurait avoir de sens caché, les éventuels oublis sont priés de se manifester, ils auront alors droit à un café).

Il y a également beaucoup de personnes extérieures au Labo qui ont supporté ma compagnie ces dernières années. Sylvain, JeF, Judith, Claire, Frede, Vincent ainsi que leurs suites. Pascale, Cecile, Arnaud ainsi que toute la troupe de PANAMA. Sarah, Jean-Yves ainsi que toute l'équipe de Rezodoc. Micky, Gaël, Arnaud et tout ceux de la table de jdr historique.

Enfin les derniers ne sont pas les moindres, je tiens à remercier mes parents pour leurs soutient sans faille toutes ces longues années.

L'astronomie au XX^e siècle

Au cours du vingtième siècle la physique et l'astrophysique ont fait d'énormes progrès. Sur le plan théorique, on pense bien sûr à la découverte de la mécanique quantique et de la relativité générale et à leurs conséquences. Sur le plan expérimental, de nombreux instruments ont permis de faire d'importantes découvertes. Citons en particulier :

- Le télescope du Mont Wilson qui a permis à Hubble, dans un premier temps de comprendre la nature des nébuleuses en 1924 puis d'en déduire par spectroscopie la fuite des galaxies en 1929.
- Le cyclotron de Lawrence ayant ouvert la voie à l'accélération des particules.
- La chambre de Wilson qui a permis d'observer des trajectoires. Anderson a utilisé ce type de détecteur afin d'observer des rayons cosmiques, cela lui a permis de mettre en évidence le positron en 1932 puis le muon en 1936.
- L'avènement de la radioastronomie, à la fin des années 30, a permis après la guerre d'observer la raie à 21 cm de l'hydrogène et donc le milieu interstellaire. Puis l'utilisation d'un récepteur micro-onde a conduit Penzias et Wilson à mettre en évidence le Fond diffus micro-ondes (CMB) en 1965.
- En 1930 Pauli propose le neutrino pour expliquer le spectre de désintégration Beta, cette particule sera observée, auprès d'un réacteur nucléaire, 26 ans plus tard par Reines et Cowan.

Plus récemment, d'importants travaux théoriques ont mené à la construction d'un modèle standard de la physique des particules, qui fut vérifié sur les accélérateurs. En astronomie, ce sont en particulier les télescopes embarqués à bord de satellites (que ce soit dans le visible comme Hubble, dans le domaine des rayons gamma comme Compton Gamma Ray Observatory (CGRO), ou dans le domaine radio comme Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP)) qui ont apporté un ensemble important de nouvelles observations. En particulier, il a été mis en évidence le fait que la matière ordinaire ne représente que 4% de notre Univers, 26 % étant composé d'une matière dite noire car actuellement invisible. Enfin 70% du contenu de l'Univers est sous forme d'énergie d'origine inconnue. L'astronomie gamma a permis, quant à elle, d'observer des phénomènes particulièrement violents tels que les sursauts gamma mais aussi de voir que le flux de rayons gamma de notre galaxie est supérieur au flux prédit par la physique des rayons cosmiques.

L'astronomie neutrino

La recherche de neutrinos cosmiques se situe à la croisée de la physique des particules et de l'astrophysique. La recherche de neutrinos solaires a commencé d'abord avec les détecteurs au chlore de Davis, ensuite avec les expériences Irvinne-Michigan-Brookhaven (IMB), puis avec Kamiokande –au départ conçue pour observer la désintégration du proton– qui ont observé la première source extra-terrestre de neutrinos : le Soleil, dont le flux de neutrinos a été mesuré avec une précision suffisante pour mettre en évidence une incohérence avec les prédictions de la physique stellaire. Il s'agit du fameux problème des neutrinos solaires qui a mené à l'observation des oscillations de neutrinos. Le second phénomène astrophysique observé en neutrino est l'explosion de la supernova *SN1987A* dans le grand nuage de Magellan. Ces observations ont été récompensées par le prix Nobel de physique 2002 attribué à Davis et Koshiba *pour leur contribution pionnière en astrophysique*.

C'est dans ce contexte scientifique passionnant que se place l'expérience ANTARES. ANTARES (*Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environment RESearch*) a pour but l'installation d'un télescope à neutrinos en mer Méditerranée. Ce télescope devrait être complémentaire à l'instrument américain AMANDA installé au pôle sud mais également aux télescopes gamma de hautes énergies tels que HESS ou GLAST. L'instrument est conçu pour avoir des performances suffisantes pour détecter des sources ponctuelles de neutrinos cosmiques. La détection de neutrinos cosmiques permettrait alors de comprendre l'origine des rayons cosmiques. De plus, la présence de matière noire peut, dans certains modèles, avoir pour signature un flux de neutrinos dans des gammes d'énergie où ANTARES est sensible.

Plan de l'exposé

Le travail présenté dans ce manuscrit porte sur l'analyse des premières données de ce télescope et, en particulier, la reconstruction de muons atmosphériques.

Dans la première partie, nous allons faire un rapide résumé des connaissances en physique des rayons cosmiques et des neutrinos. Puis nous allons présenter divers objets cosmiques susceptibles de produire des neutrinos potentiellement observables. Ensuite nous décrirons les principes généraux de physique qui permettent de détecter des neutrinos

Dans la deuxième partie, nous allons présenter le détecteur utilisé à savoir ANTARES.

Dans la troisième partie, nous allons nous intéresser à l'étalonnage du détecteur et à ses performances. Nous allons traiter de la stabilité *in-situ* de la calibration du détecteur, avec les premières lignes ANTARES déployées. Nous montrerons ainsi que le fonctionnement du détecteur est compris et qu'il est stable *in-situ*.

La quatrième partie nous permettra de décrire la simulation du détecteur mais également de présenter les principes généraux de la reconstruction. A partir de là, nous présenterons les performances nominales du détecteur complet, telles qu'obtenues par simulation.

Dans la cinquième partie nous traiterons des propriétés optique de l'eau, en effet il est nécessaire de comprendre la propagation du cône Tcherenkov dans l'eau de mer pour faire de la reconstruction. Pour cette mesure nous utiliserons une stratégie de reconstruction visant à reconstruire les flashes des balises optiques utilisées pour la calibration en temps. Ensuite nous appliquerons cette reconstruction à l'étude des propriétés optique de l'eau sur le site ANTARES

Après avoir montré que nous comprenons le fonctionnement du détecteur et son environnement, nous traiterons, dans la sixième partie de la reconstruction des muons atmosphériques descendants. En effet, le nombre de muons détectables étant un million de fois supérieur au flux de neutrinos, les premières données avec un détecteur incomplet ne permettent pas d'obtenir suffisamment de neutrinos pour une

analyse. Nous allons également décrire des méthodes pour rejeter les gerbes électromagnétiques dues à l'interaction du muon avec l'environnement. Nous traiterons d'abord des muons reconstruits avec la ligne 1, puis aborderons rapidement les événements reconstruits avec les cinq premières lignes, cependant cette étude a due être réalisée rapidement, les données à cinq lignes n'étant disponible que depuis le mois de mars.

L'astronomie est une science plusieurs fois millénaire. Avant d'entrer dans le vif du sujet, nous allons regarder brièvement le chemin parcouru par nos prédécesseurs. Nous ne parlerons que de l'astronomie occidentale, née au Proche Orient, élevée au rang de science en Grèce, reprise par les arabes puis formalisée par les Européens.

Des prêtres aux astronomes

L'observation des astres est certainement aussi vieille que l'humanité. On retrouve des traces d'activité astronomique dans les plus anciens manuscrits que l'on connaisse. On soupçonne également des sites préhistoriques tels que Stonehenge d'avoir eu pour fonction l'observation d'alignements. Dans les temps anciens, l'observation du ciel était l'apanage des prêtres. Ceux-ci ont rapidement appris à distinguer les planètes des étoiles. La position des planètes était utilisée pour produire diverses prophéties. C'est en Mésopotamie que l'on trouve les plus anciennes traces d'écriture, c'est donc de là également que proviennent les premières traces écrites d'astronomie. Les Sumériens avaient associé un dieu à chaque planète, pratique que l'on retrouve toujours dans la dénomination des planètes. L'autre héritage important de cette période est l'usage du système sexagésimal, toujours en vigueur pour la mesure des angles, en particulier pour les coordonnées astronomiques.

L'apparition de l'astronomie en tant que science est l'oeuvre des Grecs. En particulier, Aristote (-384,-322) a proposé la première cosmologie, celle-ci étant basée sur la géométrie. La Terre étant placée au centre de l'Univers, le Soleil et les différentes planètes étaient chacune fixées à une sphère tournant en dessous de la voûte céleste. Ce modèle a été amélioré par Ptolémée, en particulier avec l'ajout d'epicycles pour décrire correctement le mouvement des planètes. Ce modèle cosmologique va perdurer jusqu'au XVI^e siècle. Cependant, le principal héritage des Grecs dans l'astronomie moderne nous vient d'Hipparque (-190,-120) qui a inventé le système de magnitude, classant les astres suivant leur luminosité, attribuant une magnitude de 1 aux étoiles les plus brillantes et une magnitude de 6 aux étoiles les moins brillantes. C'est à cause de cet usage que l'échelle des magnitudes est aujourd'hui encore inversée.

Les Arabes ont, au cours du Moyen Âge, retravaillé l'ensemble des travaux des astronomes grecs ; en particulier, ils ont pu constater bon nombre d'erreurs dans les éphémérides héritées de Ptolémée. Ces erreurs sont dues au mouvement de précession de l'axe de la terre. On retrouve dans les annales arabes, la mention de l'explosion en 1054 d'une supernova dans le Crabe. Ce phénomène a complètement été occulté par les érudits européens. Les astronomes arabes ont surtout popularisé l'usage des instruments

d'astronomie, en particulier de l'astrolabe, permettant alors d'avoir une mesure précise des coordonnées d'un astre. Cependant, l'astronomie arabe figure au rang des victimes de Ptolémée. En effet, bien que les savants arabes aient l'intuition de faire tourner la terre pour simplifier la description du mouvement des astres, ils s'y refusèrent au motif qu'un oiseau quittant son nid dans le sens opposé à la rotation de la terre aurait une distance plus importante à parcourir pour y retourner¹

Il a fallu attendre la Renaissance pour qu'enfin Copernic ose s'attaquer au modèle géocentrique de Ptolémée, Copernic propose un univers héliocentrique et explique que les mouvements des astres sont en fait dus au mouvement de la Terre. Ses idées sont reprises dans un traité : "*De revolutionibus orbium coelestium*", publié en 1543 peu avant sa mort. Cependant, elles mirent beaucoup de temps à être acceptées, en particulier par l'Inquisition. Ainsi l'astronome italien Giordano Bruno, ardent défenseur du monde héliocentrique, fut brûlé en place publique pour hérésie en 1600.

L'ère de la raison

L'utilisation de la lunette astronomique, en 1609 par Galilée, est une étape cruciale de l'histoire de l'astronomie. Jusqu'à présent, l'observateur était limité par la sensibilité de son oeil. La lunette permet de gagner fortement en sensibilité, et donc d'observer des astres invisibles à l'oeil nu. Galilée a pu ainsi observer les satellites de Jupiter et constater leur mouvement de rotation autour de la planète, mettant à mal la vision ptoléméenne du monde. Cependant, ses travaux déplurent à l'Église et l'oeuvre de Galilée fut mise à l'index. A la même époque, Kepler, partisan de la vision héliocentrique de l'Univers eut l'idée de décrire les trajectoires des planètes non pas suivant des cercles mais suivant des ellipses.

En 1665, un jeune physicien anglais observe la chute d'une pomme. Mais c'est en 1687 que Newton publie les *Philosophiae naturalis principia mathematica*, acte de naissance de la mécanique moderne. A partir des lois de la mécanique, Newton parvient à retrouver les lois de Kepler. Cette oeuvre ouvre la voie à une unification de la physique car pour Newton les astres obéissent aux mêmes lois que les pommes tombant d'un arbre.

L'autre contribution de Newton à l'astronomie est l'invention du télescope, résolvant par l'usage de miroirs les problèmes d'aberration chromatique rencontrés avec des lunettes astronomiques basées sur des lentilles. La plupart des télescopes modernes sont basés sur ce principe.

Le triomphe de la mécanique céleste date du XIXe siècle. En effet, c'est en étudiant les irrégularités dans l'orbite d'Uranus que Le Verrier prédit, en 1846, l'existence et la position de la planète Neptune, qui sera observée à la position voulue quelques mois après. Suite à ce premier succès, Le Verrier a voulu retenter l'exploit en expliquant les irrégularités de l'orbite de Mercure par l'existence d'une planète, nommée Vulcain, située entre le Soleil et Mercure. Cette planète ne fut jamais observée et le phénomène fut expliqué par Einstein à l'aide de la relativité générale.

Ainsi, à la fin du XIXe siècle, l'astronomie et plus généralement la physique semblent terminées : Selon Lord Rayleigh, "*La physique était pratiquement terminée, qu'il y avait encore des constantes à mesurer, un certain nombre de travaux à faire, mais qu'enfin toutes les grandes idées étaient obtenues ; il ne restait guère que deux petites choses à examiner*".

Les temps modernes

Le XXe siècle a donné tort à Rayleigh. En effet, les progrès théoriques et expérimentaux se sont enchaînés. En 1912, V. Hess monte en ballon avec un détecteur de particules et prouve alors, en mesurant

¹J-P. Verdet, *Histoire de l'astronomie ancienne et classique*, puf

l'augmentation des taux de comptage avec l'altitude, l'existence des rayons cosmiques. Ces rayons cosmiques ont été utilisés dans les années 30 par les physiciens des particules pour accéder à des énergies supérieures aux limites techniques de l'époque et ont ainsi permis l'observation de nombreuses particules (e^+ , μ , π , K , etc...). Les rayons cosmiques restent aujourd'hui un domaine d'étude important, car leur origine n'a toujours pas été clairement expliquée.

En 1915, Einstein publie la théorie de la relativité générale liant alors la gravitation à la géométrie. Cette théorie a permis d'expliquer l'orbite de Mercure, et a triomphé lorsque Einstein a prédit le déplacement apparent de la position des étoiles dû au Soleil, et que ce résultat fut observé en 1919 lors d'une éclipse.

Friedmann et Lemaitre établissent indépendamment des modèles d'univers en expansion, durant les années 20. Cependant, Einstein était un défenseur d'un univers statique, et avait pour cela proposé une constante cosmologique. Il a reconnu son erreur lorsque Hubble a, en 1929, établi la relation entre la distance des galaxies et leur vitesse d'éloignement. Suite à cette controverse la constante cosmologique a été jetée aux oubliettes d'où elle n'est ressortie que récemment. Ces travaux marquent la naissance de la cosmologie moderne.

De nouveaux messagers se sont ensuite ouverts aux astronomes, d'abord en descendant dans l'échelle des énergies avec la radioastronomie. En 1933, Jansky, ingénieur au laboratoire Bell, travaillant sur les communications radios transatlantiques, observe un bruit avec une période correspondant à un jour sidéral, il en déduit alors l'origine extra-terrestre du signal. Cependant, la radioastronomie s'est vraiment développée après la seconde guerre mondiale. En particulier, l'observation de la raie à 21 cm a permis de cartographier le gaz contenu dans le milieu interstellaire.

C'est à nouveau en voulant développer des antennes de télécommunication que Penzias et Wilson également employés par le laboratoire Bell mettent en évidence le fond diffus cosmologique à 3K. L'observation de celui-ci et en particulier la détection d'anisotropies par COBE dans les années 90 a permis de contraindre les modèles cosmologiques et transformer la cosmologie en science de précision.

A partir des années 60, on a commencé à utiliser des messagers avec une énergie de plus en plus haute, d'abord avec des rayons X, permettant d'observer le gaz chaud du milieu intergalactique, mais également le rayonnement synchrotron issu des régions où règnent des champs magnétiques importants. Puis à plus haute énergie, avec des rayons gamma, d'abord avec des télescopes spatiaux tel que CGRO, puis avec des instruments à terre tels que HESS. Cette astronomie à haute énergie permet d'observer les phénomènes violents dans l'Univers mais donne également des indices sur l'origine des rayons cosmiques.

Les neutrinos cosmiques ont été observés dans un premier temps pour répondre à des préoccupations de physiciens des particules. Cependant, deux sources astrophysiques ont été détectées : le Soleil, dont le flux mesuré était insuffisant par rapport aux modèles théoriques, et surtout la supernova SN 1987A, premier et –pour l'instant– seul objet extragalactique observé avec un messager autre que le photon. Ces deux découvertes ont lancé de nombreux projets de détection de neutrinos cosmiques, nous y reviendrons plus tard.

En ce début de vingt-et-unième siècle, personne n'oserait prétendre que l'astrophysique est terminée, bien au contraire. On parle d'agrandir les instruments existants, et ce, dans toutes les gammes de fréquences. Bien que l'accélération des rayons cosmiques de basse énergie soit en passe d'être comprise, le mystère reste entier pour les ultra-hautes énergies. En cosmologie, bien que l'on soit capable de réaliser des mesures de précision, on n'arrive toujours pas à comprendre le type de nouvelle physique induite par ces observations. Le futur nous réserve certainement des surprises...

*Juste un pli
Champ unitaire
chante-moi l'univers
chante-moi l'éther
au-delà de toute substance*

I. A. Maréchal, À l'écoute, 1988

L'astronomie neutrino a pour objectif l'observation de neutrinos cosmiques. L'observation de neutrinos émis par des objets astrophysiques pourra apporter des informations sur les mécanismes de physique au sein de ces sources. En ce sens, le neutrino est un messager complémentaire aux autres messagers astrophysiques. Le lien est particulièrement fort avec l'astronomie gamma de haute énergie car tout comme les rayons gamma, les neutrinos sont produits par des mécanismes de physique des particules. C'est pourquoi on regroupe l'astronomie neutrino avec l'astronomie gamma et la physique des rayons cosmiques dans une nouvelle branche de la physique appelée la physique des astroparticules.

Dans cette partie, nous allons présenter un bref résumé des connaissances en physique des rayons cosmiques. Nous allons également décrire les propriétés des neutrinos qui vont avoir une influence sur l'utilisation de ceux-ci comme messagers astrophysiques. Enfin, nous allons présenter quelques phénomènes astrophysiques susceptibles de produire des neutrinos.

1.1 Un peu de physique des rayons cosmiques

1.1.1 Le flux de rayons cosmiques à terre

Les rayons cosmiques ont été mis en évidence en 1912 par V. Hess. Il s'agit de noyaux atomiques et d'électrons provenant de l'espace avec des énergies allant de quelques keV jusqu'à des énergies supérieures à plusieurs centaines d'EeV. Un certain nombre de sources potentielles ont été proposées, bien qu'aux plus hautes énergies leur origine reste mystérieuse. Le flux de rayons cosmiques a été mesuré ainsi que sa composition. Les mesures ont été réalisées pour les particules de basses énergies par détection directe à l'aide de ballons et de satellites. Tandis que pour les hautes énergies, la gerbe produite dans l'atmosphère par le rayon cosmique primaire est détectée à l'aide de réseaux de détecteurs en surface.

Le spectre de rayons cosmiques est représenté sur la figure (1.1) Il peut être paramétré par la loi de puissance suivante :

$$\frac{dN}{dE} \sim E^{-\gamma} \text{ avec : } \begin{cases} \gamma = 2.7 & 10 \text{ GeV} < E < 10^7 \text{ GeV} \\ \gamma = 3.0 & 10^7 \text{ GeV} < E < 10^{10} \text{ GeV} \\ \gamma = 2.7 & E > 10^{10} \text{ GeV} \end{cases}$$

Ce spectre a deux points d'inflexion, le premier est appelé le genou et se trouve à une énergie d'environ 10^{16} eV. Le second est appelé la cheville et se trouve à une énergie d'environ 10^{19} eV. On considère généralement que les rayons cosmiques ayant une énergie inférieure au genou sont d'origine galactique tandis que ceux ayant une énergie au delà de la cheville sont d'origine extragalactique. En effet, l'énergie des particules à la sortie d'un objet dépend de la taille de l'objet et de la nature de son champ magnétique. Cela permet de définir des gammes d'énergies en fonction du type de source. Pour les basses énergies, des sources de type galactique tel que des rémanences de supernova peuvent correspondre. Pour ce qui est des plus hautes énergies, il faut des sources étendues telles que les jets relativistes induits par les noyaux actifs de galaxie. Le spectre mesuré à terre est dû à deux phénomènes : l'accélération à la source, puis la propagation, nous allons décrire ces deux phénomènes dans la suite.

1.1.2 Accélération des rayons cosmiques

Le mécanisme de Fermi[1] a été proposé pour expliquer l'accélération des rayons cosmiques. Ce mécanisme reste à la base de la plupart des scénarios d'accélération proposés.

Nous allons d'abord présenter ici une version simple de ce modèle[2]. Soit un plasma de particules chargées, ce plasma contient des perturbations magnétiques, une particule d'énergie E_1 dans le référentiel de la galaxie, croise une perturbation avec un angle θ_1 par rapport à la direction de celle-ci, son énergie dans le référentiel de la perturbation est obtenue par transformation de Lorentz :

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos(\theta_1)) \quad (1.1)$$

où γ est le facteur de Lorentz et $\beta = v/c$ est la vitesse de la perturbation dans le référentiel galactique. Dans le nuage magnétique, la particule est déviée, elle en sort donc avec un angle θ_2 . Son énergie dans le référentiel de la galaxie est alors :

$$E_2 = \gamma E'_1 (1 + \beta \cos(\theta'_2)) \quad (1.2)$$

où E_2 est l'énergie de la particule à la sortie de la région perturbée. Comme la force magnétique ne travaille pas, on a $E'_1 = E'_2$. On peut alors calculer le gain d'énergie à chaque choc avec la perturbation :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\beta(\cos(\theta'_2) - \cos(\theta_1)) + \beta^2(1 - \cos(\theta_1)\cos(\theta'_2))}{1 - \beta^2} \quad (1.3)$$

À chaque collision, la particule gagne alors de l'énergie. On va définir ξ tel que le gain d'énergie soit $\Delta E \equiv \xi E$. Après n interactions avec une perturbation du champ magnétique, une particule d'énergie initiale E_0 aura une énergie donnée par :

$$E_n = E_0(1 + \xi)^n \quad (1.4)$$

Cette particule a une probabilité P_e de quitter la région d'accélération à chaque interaction soit une probabilité de rester dans le milieu de $(1 - P_e)^n$ après n interactions. Le nombre d'interactions, n , pour

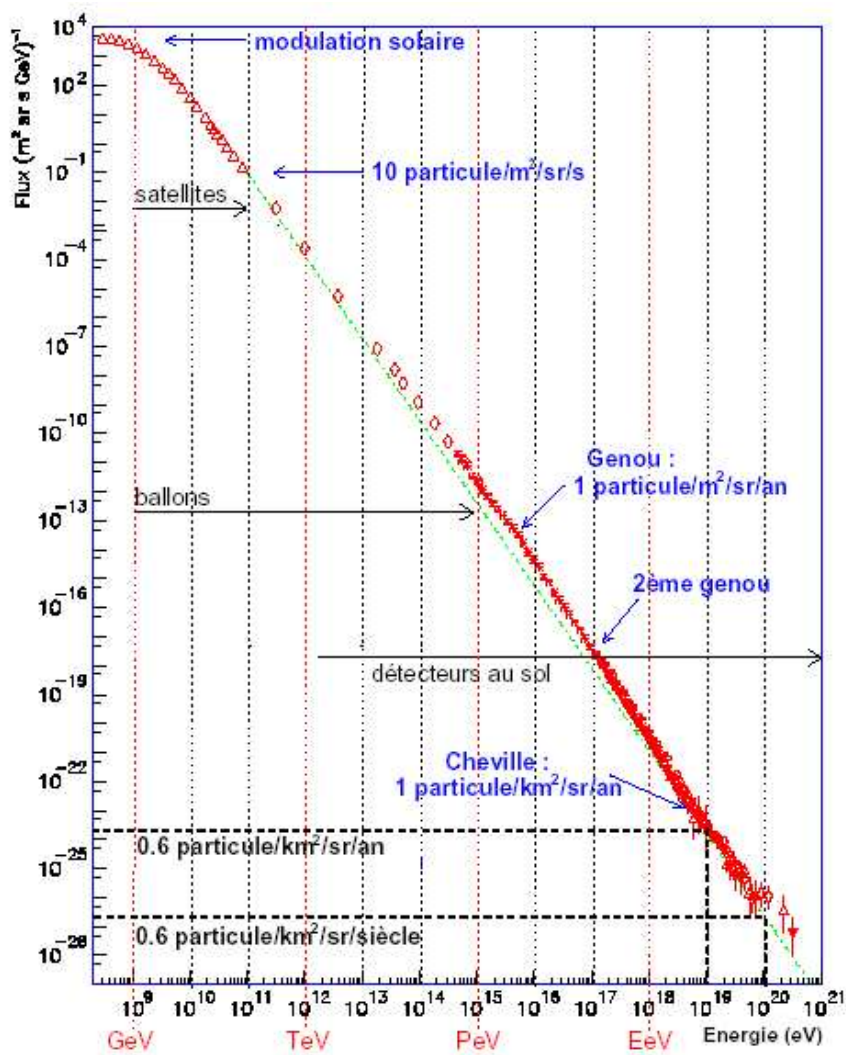


FIG. 1.1 – Spectre de rayons cosmiques

obtenir une énergie E est donnée par :

$$n = \frac{\ln\left(\frac{E}{E_0}\right)}{\ln(1 + \xi)} \quad (1.5)$$

Le nombre de particules avec une énergie supérieure à E est donné par :

$$N(> E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_e)^m = \frac{(1 - P_e)^n}{P_e} \quad (1.6)$$

En combinant (1.5) et (1.6), on obtient :

$$N(> E) \propto \frac{1}{P_e} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\gamma} \quad (1.7)$$

avec

$$\gamma = \frac{\ln\left(\frac{1}{1 - P_e}\right)}{\ln(1 + \xi)} \simeq \frac{P_e}{\xi} \quad (1.8)$$

En dérivant (1.7) on trouve alors que le spectre de rayons cosmiques suit une loi de puissance ayant un indice spectral $-\gamma - 1$, ce qui correspond à ce qui est observé expérimentalement. Suivant le type de choc, deux cas sont possibles :

Soit il s'agit d'un front d'onde de choc : tel que celui qu'on peut rencontrer suite à une explosion de supernova, la particule va alors en quelque sorte être poussée par le choc. À l'interface entre un milieu calme se déplaçant à la vitesse $-u_1$ et un milieu choqué se déplaçant à la vitesse $V = -u_1 + u_2$, la probabilité qu'une particule interagisse avec le choc en fonction de son angle est donnée par :

$$\frac{dn}{d\cos(\theta'_2)} = 2\cos(\theta'_2), \quad 0 \leq \cos(\theta'_2) \leq 1 \quad (1.9)$$

Le flux de particules étant isotrope dans le plan, on a :

$$\langle \cos(\theta'_2) \rangle = 2/3 \quad (1.10)$$

L'équation (1.3) devient alors :

$$\frac{\langle \Delta E \rangle_2}{E_1} = \frac{\beta(2/3 - \cos(\theta_1)) + \beta^2(1 - 2/3\cos\theta_1)}{1 - \beta^2} \quad (1.11)$$

On va maintenant moyenner $\cos(\theta_1)$. La probabilité d'interaction avec le front d'onde est à nouveau la projection dans le plan d'un flux isotrope :

$$\frac{dn}{d\cos(\theta_1)}, \quad -1 \leq \cos(\theta_1) \leq 0 \Rightarrow \quad (1.12)$$

$$\langle \cos(\theta_1) \rangle = -2/3 \quad (1.13)$$

en injectant ce résultat dans l'équation (1.11), on obtient alors :

$$\langle \xi \rangle \equiv \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4/3\beta + \beta^2(1 + 4/9)}{1 - \beta^2} \sim 4/3\beta = 4/3 \frac{u_1 - u_2}{c} \quad (1.14)$$

On a alors un mécanisme de premier ordre dit Fermi-I.

Dans le cas d'interactions avec des perturbations locales : la particule subit alors de multiples diffusions sur des chocs dans le milieu interstellaire. On va faire un raisonnement similaire au précédent. Pour cela, nous allons estimer la valeur moyenne de $\cos \theta'_2$ et $\cos \theta_1$. Il n'y a pas de direction privilégiée pour l'interaction avec un nuage de gaz ionisé :

$$\frac{dn}{d \cos \theta'_2} = \text{constante}, \quad -1 \leq \cos \theta'_2 \leq +1 \Rightarrow \quad (1.15)$$

$$\langle \cos \theta'_2 \rangle = 0 \quad (1.16)$$

L'équation (1.3) devient alors

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{\beta^2 - \beta \cos(\theta_1)}{1 - \beta^2} \quad (1.17)$$

La probabilité que la particule entre dans un nuage dépend de la vitesse relative, V , du nuage par rapport à la particule :

$$\frac{dn}{d \cos \theta_1} = \frac{c - V \cos \theta_1}{2c}, \quad -1 \leq \cos \theta_1 \leq 1 \Rightarrow \quad (1.18)$$

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = -V/3 \quad (1.19)$$

En injectant (1.19) dans (1.17) on obtient alors :

$$\langle \xi \rangle = \langle \frac{\Delta E}{E} \rangle = \frac{\beta^2 + 1/3\beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \sim 4/3\beta^2 \quad (1.20)$$

On a un mécanisme du second ordre dit Fermi-II.

Nous allons estimer l'indice spectral à la source des rayons cosmiques à l'aide de l'équation (1.8). nous avons déjà estimé ξ , il nous reste à estimer P_e . Pour cela, nous allons projeter un flux isotrope de rayons cosmiques de densité ρ_{CR} sur une onde de choc plane¹ :

$$\int_0^1 d \cos \theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{c\rho_{CR}}{4\pi} \cos \theta = \frac{c\rho_{CR}}{4} \quad (1.21)$$

Le taux de convection en aval du choc est $\rho_{CR} \times u_2$ on a donc :

$$P_e = \frac{4u_2}{c} \quad (1.22)$$

en injectant ce résultat dans (1.8), on obtient :

$$\gamma = \frac{P_e}{\xi} = \frac{3}{\frac{u_1}{u_2} - 1} \quad (1.23)$$

Nous allons maintenant introduire les relations de Rankine-Hugoniot, donnant, dans le référentiel de l'onde de choc, la vitesse en amont (u_1) et en aval (u_2) du choc :

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1 + 2M_1^{-2}} \quad (1.24)$$

¹Nous allons faire l'estimation pour un mécanisme de Fermi du premier ordre.

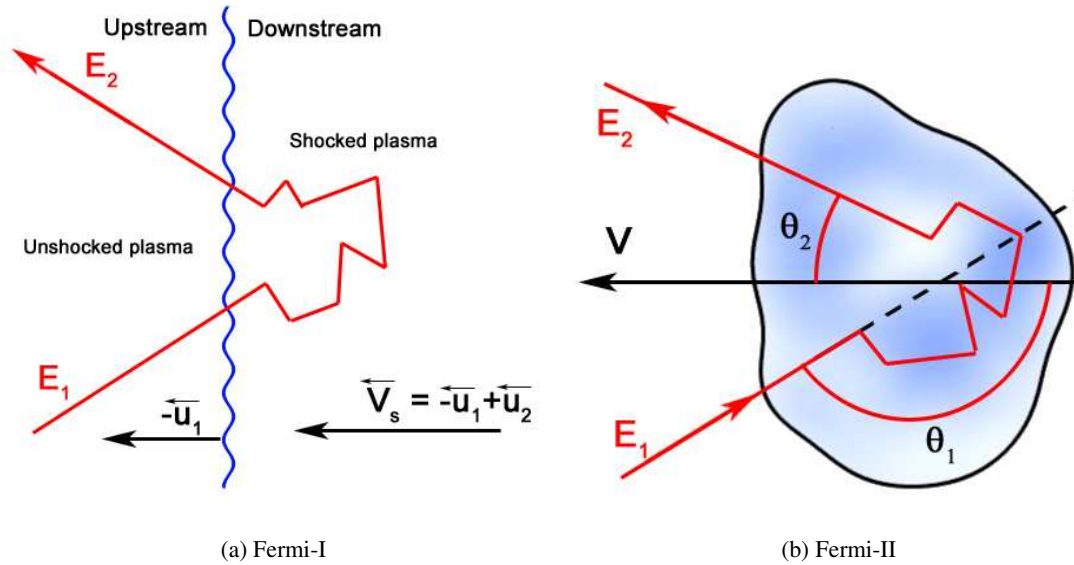


FIG. 1.2 – Mécanisme de Fermi

où γ est le coefficient adiabatique du milieu valant $5/3$ dans le cas d'un gaz parfait monoatomique et $M_1 = u_1/u_{son}$ est le nombre du Mach. Si $M_1 \gg 1$, dans le cadre d'un gaz parfait monoatomique, l'équation (1.24) devient :

$$r \equiv \frac{u_1}{u_2} \sim \frac{\gamma+1}{\gamma-1} = 4 \quad (1.25)$$

En utilisant ce résultat dans (1.23), on obtient $\gamma = 1$, les rayons cosmiques sont émis par la source avec un indice spectral $-\gamma - 1$ soit un indice spectral de l'ordre de -2 , ce qui est proche de la valeur attendue.

On peut démontrer que l'énergie maximale dans une source est donnée par :

$$E_{max} \sim \frac{3u_1}{20c} ZeB(u_1 T_A) \quad (1.26)$$

où T_A est le temps d'accélération de la particule, il dépend de la taille de la source L , B est le champ magnétique de la source. On peut donc faire l'approximation :

$$E_{max} \propto BL \quad (1.27)$$

Cette relation est représentée sur la figure (1.3) appelée diagramme de Hillas. On y représente les caractéristiques des principales sources dans le plan (L, B) , ce qui permet de visualiser l'énergie maximale des rayons cosmiques pour les différentes sources.

La désintégration de particules lourdes, peut également produire des rayons cosmiques de haute énergie. De telles particules pourraient avoir été produites à la fin de l'inflation[3][4]. Il peut s'agir soit de défauts topologiques, soit de particules reliques de phénomènes ayant eu lieu aux énergies de grande unification. On parle alors de scénario *top-down*. La contribution d'une telle composante pourrait expliquer la cheville dans le spectre de rayons cosmiques[5].

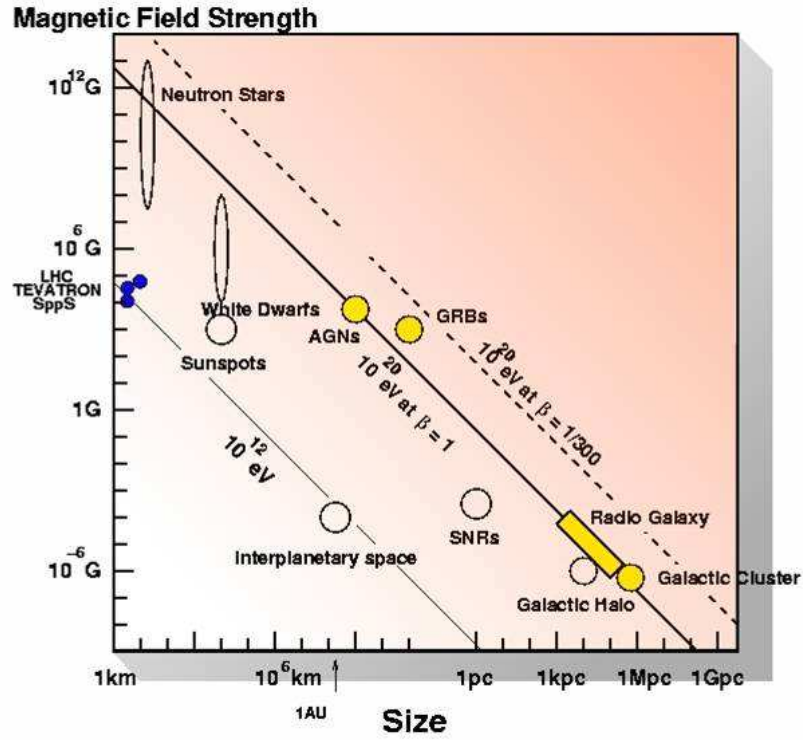


FIG. 1.3 – Diagramme de Hillas : les lignes représentent l'ensemble des paramètres permettant d'accélérer une particule à une énergie donnée. On peut alors constater qu'il est difficile de trouver des sources compatibles avec les plus hautes énergies, d'autant plus qu'il faut que le même mécanisme puisse accélérer des particules à des basses énergies.

1.1.3 Propagation des rayons cosmiques

Une fois émis, les rayons cosmiques diffusent sur les inhomogénéités du champ magnétique dans le milieu galactique ou extra-galactique. Cette propagation va modifier le spectre des rayons cosmiques. Plusieurs mécanismes rendent cette propagation complexe[2] :

- La réaccélération (ou le freinage) par interaction avec le champ magnétique ambiant.
- La convection due au mouvement de l'environnement.
- La désintégration des particules (en particulier des noyaux lourds) et la fragmentation de celles-ci.

En prenant en compte le terme de diffusion, on obtient une équation du type :

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \underbrace{q(\vec{r}, p)}_1 + \underbrace{\vec{\nabla} \cdot (D_{xx} \vec{\nabla} \psi - \vec{V} \psi)}_2 + \underbrace{\frac{\partial}{\partial p} p^2 D_{pp} \frac{\partial}{\partial p} \frac{1}{p^2} \psi}_3 - \underbrace{\frac{\partial}{\partial p} \left(\dot{p} \psi - \frac{p}{3} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) \psi \right)}_4 - \underbrace{\left(\frac{1}{\tau_f} + \frac{1}{\tau_r} \right) \psi}_5 \quad (1.28)$$

où ψ est la densité de particules, $q(\mathbf{r}, p)$ est le terme de source, D_{xx} est le coefficient de diffusion spatiale, \mathbf{V} est la vitesse de convection. La réaccélération est vue comme une diffusion dans l'espace des impulsions de coefficient D_{pp} . \dot{p} représente les gains et pertes d'énergie. Enfin τ_f est le temps de fragmentation tandis que τ_r est le temps de désintégration radioactive. Les termes peuvent donc se décomposer ainsi :

- 1 un terme de source.
- 2 un terme de diffusion.
- 3 un terme de réaccélération.
- 4 un terme de convection.
- 5 un terme de fragmentation et de désintégration.

La résolution exacte de cette équation est complexe. Plusieurs approches ont été développées pour résoudre ce problème :

Le modèle de la boîte qui fuit est une approche analytique, qui était très utilisée. Dans ce modèle, les rayons cosmiques se propagent librement dans un volume de confinement, avec une probabilité constante de s'en échapper. Le terme de diffusion (2) de l'équation (1.28) devient alors $-\Psi/\tau_{esc}$ où τ_{esc}^{-1} est la probabilité d'évasion par unité de temps, τ_{esc} correspond au temps passé par le rayons cosmique dans le volume de confinement. Si l'on se place à l'équilibre ($\frac{\partial \Psi}{\partial t} = 0$), en négligeant les termes de réaccélération et de convection, l'équation (1.28) devient alors :

$$\frac{\Psi}{\tau_{esc}} = q(\vec{r}, p) - \left(\frac{1}{\tau_f} + \frac{1}{\tau_r} \right) \Psi \quad (1.29)$$

On peut également définir :

$$\lambda_{esc} = \rho \beta c \tau_{esc} \quad (1.30)$$

comme la quantité de matière rencontrée par une particule se propageant à la vitesse βc . Cette variable a été paramétrée en fonction de la rigidité magnétique R du rayon cosmique incident, à l'aide de mesures expérimentales sur les rapports secondaire sur primaire, on peut utiliser[6]

$$\lambda_{esc} = \beta c \tau_R = 1.8 gcm^{-2} \left(\frac{4}{R} \right)^\delta, \quad R > 4 GeV \quad (1.31)$$

avec $\delta = 0.6$. En négligeant la fragmentation, on peut alors écrire (1.29) sous la forme

$$\Psi(E) = q(E) \times \tau_{esc} \quad (1.32)$$

Par conséquent si une source émet avec un spectre du type $E^{-\gamma-1}$, le spectre observé sera de la forme $E^{(-\gamma-1)-\delta}$. **On obtient ainsi un spectre ayant un indice spectral conforme aux observations expérimentales.**

Les méthodes numériques : La simplification précédente permet de comprendre les grandes lignes de la propagation des rayons cosmiques, et d'obtenir des résultats cohérents avec les mesures expérimentales. Pour obtenir des résultats plus précis, il est fait usage de méthodes numériques. Par exemple, GALPROP[7] qui est capable de simuler la propagation des rayons cosmiques dans une galaxie en 3D, en prenant en compte l'ensemble des effets décrits dans l'équation (1.28). Ce code sort alors des distributions réalistes en ce qui concerne les flux mesurés.

Les contraintes expérimentales proviennent en particulier des mesures des rapports *secondaire/primaire*. En effet, l'astrophysique stellaire nous permet de savoir quels sont les éléments naturellement produits par les sources potentielles de rayons cosmiques. Les autres éléments sont donc produits par l'interaction d'un rayon cosmique avec le milieu interstellaire. Ainsi le rapport B/C est particulièrement bien mesuré et contraint les paramètres de propagation. Plusieurs expériences cherchent à mesurer précisément les rapports *antimatière/matière*, en particulier le satellite PAMELA[8] qui vole depuis juin 2006, et vise à étudier les positrons et les anti-noyaux légers (\bar{p} , $\bar{H}e$ etc...). La Station Spatiale Internationale devrait également très bientôt recevoir le détecteur AMS[9] qui cherche également à détecter des anti-protons. L'ensemble de ces mesures impose déjà des contraintes fortes sur les paramètres de l'équation de propagation.

Coupure GZK

A ultra-haute énergie ($E > 10^{19} eV$), la section efficace d'interaction proton-photon devient grande. Donc, la probabilité qu'un proton cosmique interagisse avec un photon du fond cosmologique devient également importante et limite la distance que peut parcourir une particule[10]. De fait, à ces énergies, l'univers devient opaque aux protons. Ce phénomène est appelé coupure GZK².

À cause de ce phénomène, une particule avec une énergie supérieure à $10^{20} eV$ ne peut parcourir une distance supérieure à $100 Mpc$. Or aucune source aussi proche de nous ne semble capable d'accélérer des particules à une telle énergie. La non observation de cette coupure serait alors un signe de nouvelle physique. L'expérience AGASA, basée sur la détection en surface des particules composant la gerbe issue de l'interaction du rayon cosmique avec l'atmosphère a annoncé avoir détecté des événements avec une énergie supérieure à la coupure GZK[11]. Cependant l'expérience HIRES, basée sur la détection de la lumière de fluorescence induite par la gerbe due à l'interaction du rayon cosmique primaire dans l'atmosphère, n'a pas observé de tels événements[12]. L'expérience Auger visant à construire un détecteur de rayons cosmiques de grande taille ($3000 km^2$) devrait permettre de conclure cette controverse. Cette expérience a des résultats compatibles avec la coupure GZK [13].

²Du nom de ses inventeurs : Greizen-Zatsepikn-Kuzmin.

1.2 Un peu de physique du neutrino

1.2.1 Production de neutrinos cosmiques de haute énergie

Les neutrinos cosmiques sont généralement produits³ lors d'interactions proton-proton dans une source astrophysique⁴. Cette interaction produit généralement un pion chargé qui se désintègre suivant la chaîne suivante :

$$\begin{cases} \pi^+/\pi^- \rightarrow \mu^+/\mu^- + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu & \text{suivie de} \\ \mu^+/\mu^- \rightarrow e^+/e^- + \bar{\nu}_\mu/\nu_\mu + \nu_e/\bar{\nu}_e \end{cases}$$

donnant alors deux neutrinos muoniques et un neutrino électronique. Dans le cas où un kaon est produit, celui-ci se désintègre le plus souvent soit directement en muon, soit en pion produisant alors les mêmes neutrinos que dans le cas du pion. La contribution des autres particules produites est négligeable[14]. La désintégration du muon joue donc un rôle important dans le flux de neutrinos ainsi produits, une étude de celle-ci est présentée dans l'annexe A.

Lien avec l'astronomie gamma

L'interaction entre deux protons peut également donner un pion neutre. Celui-ci se désintègre alors suivant le processus suivant :

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

produisant alors des photons gamma. Le rapport π^0/π^\pm dans les interactions proton-proton étant connu, il est donc possible d'extrapoler des flux éventuels de neutrinos à partir des flux photons gamma mesurés. Néanmoins, une telle extrapolation est plus complexe car des photons gamma sont également produits lors des processus suivants :

- Rayonnement synchrotron d'électrons déviés par un champ magnétique.
- Bremsstrahlung produit principalement par le freinage d'électrons de haute énergie dans le milieu interstellaire.
- Diffusion Compton inverse dans laquelle un électron de haute énergie interagit soit avec un photon du fond diffus cosmologique (CMB), soit avec un photon infrarouge.

Il s'agit néanmoins de processus électromagnétiques ne mettant pas de hadrons en jeu. La simple observation de rayons gamma ne permet donc pas facilement de discriminer une source accélérant des électrons d'une source accélérant des hadrons. L'observation de neutrinos émis par une source cosmique serait alors une preuve flagrante de l'existence d'un mécanisme d'accélération hadronique.

1.2.2 Propagation du neutrino et oscillations

Une source de neutrinos devrait produire deux fois plus de neutrinos muoniques que de neutrinos électroniques. Cependant les oscillations de neutrinos ont été observées[17]. Par conséquent, les neutrinos sont massifs et les états propres de saveurs sont différents des états propres de masse. Dans ce paragraphe, nous allons décrire les oscillations de neutrinos.

³On s'intéresse exclusivement aux neutrinos de haute énergie. Des neutrinos de basse énergie sont produits par les réactions de fusion nucléaire dans les étoiles, ou par désintégration bêta inverse lors de l'explosion d'une supernova.

⁴Des mécanismes similaires ont lieu lors de l'arrivée d'un rayon cosmique dans l'atmosphère, on parle alors de neutrinos atmosphériques.

Oscillations de neutrinos dans le vide : Formalisme général

On considère les saveurs ν_α comme une superposition d'états propres de masse ν_i décrits par une matrice de mélange $U_{\alpha i}$:

$$\nu_\alpha = \sum_i U_{\alpha i} \nu_i$$

Aussi, la probabilité P qu'une saveur α se transforme en une saveur β après une distance L à une énergie E est donnée par :

$$P(\alpha \rightarrow \beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2(\Delta m_{ij}^2 L/4E) + 2B_{CP} \quad (1.33)$$

Où B_{CP} est un terme de violation CP donné par la relation suivante :

$$B_{CP} = \sum_{i>j} \Im(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin(\Delta m_{ij}^2 L/2E)$$

Et $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ est la différence des masses au carré entre les états propres de masse. Enfin, dans le cas des antineutrinos, on remplace $U \rightarrow U^*$ et on a alors :

$$P(\alpha \rightarrow \beta) = P(\bar{\beta} \rightarrow \bar{\alpha})$$

Matrice de Mélange

On peut exprimer U en utilisant des angles de mélange entre les différents états propres de saveur θ_{12} , θ_{23} et θ_{13} , ainsi qu'une phase représentant la violation CP δ telle que⁵ :

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

où c_{ij} représente le cosinus de l'angle de mélange θ_{ij} et s_{ij} représente le sinus de ce même angle. δ est une phase prenant en compte la violation CP.

Mesure des angles de mélange

Pour mesurer les angles de mélange, on utilise les trois sources de neutrinos facilement accessible au physiciens

- Le Soleil, source historique de neutrinos, produit des ν_e qui oscillent en d'autres saveurs au cours de leur propagation. La distance parcourue par le neutrino correspond à une unité astronomique. Les neutrinos solaires permettent de réaliser des mesures sur θ_{12}
- Les neutrinos atmosphériques : ils sont produits par l'interaction de rayons cosmiques dans l'atmosphère, on dispose alors de ν_μ . En se propageant, ces neutrinos vont osciller principalement en ν_τ nous informant sur l'angle θ_{23} . La distance parcourue par ceux ci peut être extrapolée à l'aide de l'angle zénithal du neutrino incident. Des oscillations ont clairement été mises en évidence dans ce contexte par l'expérience Super-Kamiokande[22].

⁵On présente ici la matrice de mélange pour des neutrinos de Dirac.

- Les centrales nucléaires : elles produisent de nombreux ν_e , qu'il est possible de détecter. Deux options sont possibles : l'installation d'un détecteur dans une région avec une forte densité de centrales nucléaires permet alors de faire des mesures avec plusieurs distances, c'est ce que fait l'expérience KAMLAND[19] en profitant de la forte densité de centrales nucléaires au Japon. Il est aussi possible d'installer un détecteur à une faible distance du réacteur ce qui permet de disposer d'un flux important. C'est par exemple la disposition choisie par l'expérience Double Chooz[20]. Ces expériences visent principalement à mesurer l'angle θ_{13} .

Les valeurs expérimentales des paramètres sont alors[21] :

$$\begin{aligned}\sin^2(2\theta_{12}) &= 0.86_{-0.04}^{+0.03} \\ \Delta m_{21}^2 &= (8_{-0.3}^{+0.4}) \times 10^{-5} eV^2 \\ \sin^2(2\theta_{23}) &> 0.92 \\ \Delta m_{32}^2 &= 1.9 \text{ à } 3.0 \times 10^{-3} eV^2 \\ \sin^2(2\theta_{13}) &< 0.19\end{aligned}$$

Approximation pour une source lointaine

Dans un cadre astrophysique, on peut considérer que la source est lointaine. Dans ce cas, on peut considérer que le sinus se moyenne et faire l'approximation $\sin^2(\Delta m_{ij}^2 L/2E) \sim 0.5$; l'équation (1.33) devient alors

$$P(\alpha \rightarrow \beta) = \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2$$

La probabilité de transition devient alors :

$$P \sim \begin{pmatrix} 0.59 & 0.21 & 0.21 \\ 0.21 & 0.4 & 0.4 \\ 0.21 & 0.4 & 0.4 \end{pmatrix}$$

On multiplie alors le flux initial par un coefficient constant.

Conséquence sur le flux observé

Après propagation, la répartition entre saveurs de neutrinos est donc modifiée. La principale conséquence est l'apparition de neutrinos tau et la réduction du nombre de neutrinos muoniques. Si l'on ne s'intéresse qu'au neutrino muonique, le flux observable serait environ deux fois plus petit que le flux émis.

La figure (1.4) représente la probabilité de survie d'un neutrino électronique, pour les sources astrophysiques celle-ci devient constante, on peut également y observer l'influence de l'incertitude sur θ_{13} . Les expériences voulant mesurer cet angle doivent se placer à une distance de la source correspondant à la première perte pour qu'un effet soit visible, ce qui explique la difficulté de la mesure.

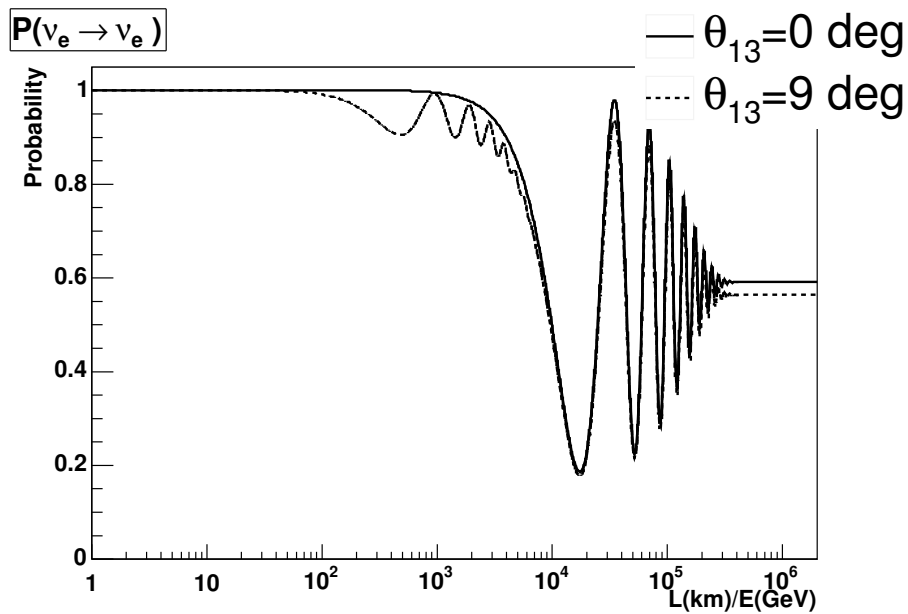


FIG. 1.4 – probabilité de survie d’un neutrino électronique en fonction de L/E pour deux valeurs différentes de θ_{13}

1.2.3 Les questions ouvertes

La masse, sa valeur, sa hiérarchie et son origine.

Les oscillations de neutrinos dépendent des différences de masses (entre les différents saveurs de neutrinos) au carré. Par conséquent, de telles expériences ne donnent pas accès aux informations sur la masse absolue du neutrino. Celle-ci est accessible par la mesure du spectre de désintégration du tritium [23]. Enfin, le fait que le neutrino ait une masse très faible demande à ce que le neutrino ait un couplage de Yukawa anormalement faible. C’est pourquoi d’autres mécanismes sont invoqués pour expliquer la petitesse de la masse du neutrino, en particulier le mécanisme dit de *see saw* [24].

Dirac ou Majorana ?

Le neutrino est le seul fermion neutre. Il peut par conséquent être décrit par un spineur de Dirac ou par un spineur de Majorana. Dans le second cas, le neutrino serait également son anti-particule. Un neutrino de Majorana serait identifiable par une double désintégration bêta sans neutrino. Plusieurs expériences cherchent à mettre en évidence ce phénomène, en particulier NEMO3 [25] au tunnel du Fréjus, ainsi que Heidelberg-Moscow [26] au Gran Sasso, qui prétend avoir mis en évidence le phénomène recherché [27].

1.3 Sources ponctuelles de neutrinos

1.3.1 Sources galactiques

Le plan galactique contient de nombreuses sources éventuelles de neutrinos de hautes énergies. Ces sources étant relativement proches, le flux émis par celles-ci est suffisamment important pour être détecté

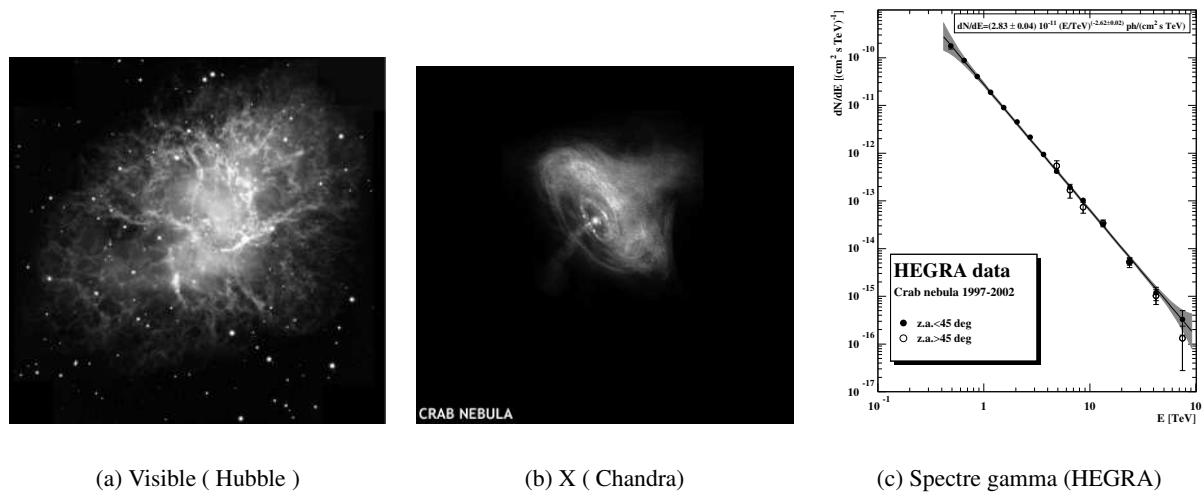


FIG. 1.5 – Rémanence de supernova formant la nébuleuse du Crabe, dans le visible (à gauche) et en rayons X (au centre), et (à droite) spectre gamma observé par HEGRA[31]. On peut alors constater que des particules sont accélérées à haute énergie dans ce type d’objet, cependant, l’astronomie gamma ne permet pas de trancher entre une accélération de hadrons ou de leptons

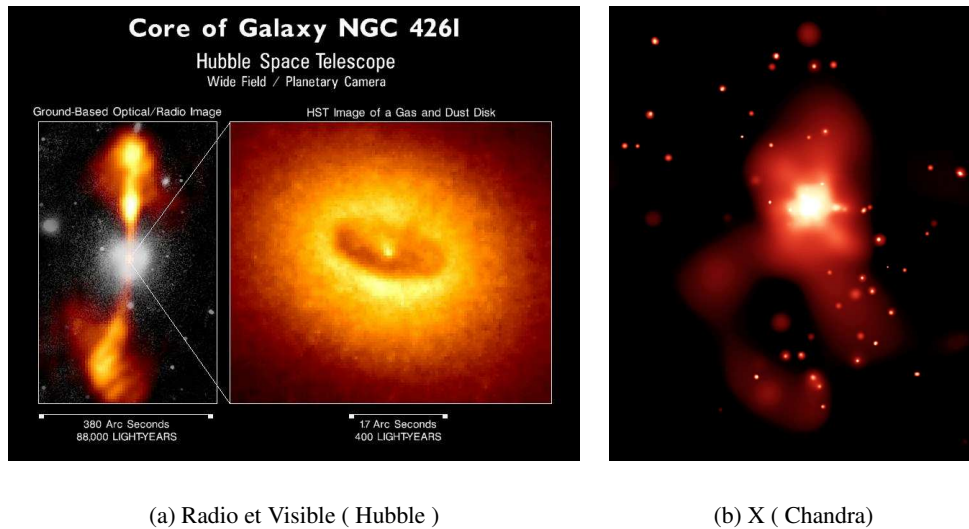
sur Terre.

Reste de Supernova

Après l’explosion d’une supernova, l’enveloppe de gaz éjecté forme une rémanence. Ce gaz est éjecté sous forme ionisée. On a donc des ondes de choc magnétiques donnant alors les conditions pour que le mécanisme de Fermi s’applique. De plus, de tels objets produisent des rayons gammas de hautes énergies ce qui est un indice fort en faveur de l’accélération de hadrons en leur sein[29]. La figure (1.5) représente la rémanence de la Supernova du Crabe ayant explosé en 1054. Le pulsar se trouvant au centre de celle-ci est bien visible sur la vue en X, enfin, le spectre de rayons gammas émis par cet objet montre que des particules y sont accélérées au delà du TeV . L’accélération de rayons cosmiques se fait dans la coquille de la supernova lors des collisions avec l’onde de choc dûe à l’explosion. Les observations récentes en astronomie gamma permettent de supposer que ce sont bien des hadrons qui sont accélérés dans ces objets[30]. Cependant, l’observation de neutrinos permettrait de trancher de manière non ambiguë.

Microquasar

Les microquasars sont des systèmes binaires dont l’un des partenaires est un objet compact (étoile à neutron, trou noir). Ces systèmes ont des caractéristiques similaires aux quasars – disque d’accrétion et jet de particules relativistes – mais sont d’une taille plus petite. Ils sont détectables principalement en radio, mais également en X et en gamma. De telles sources devraient également accélérer des rayons cosmiques suivant un mécanisme de Fermi et donc produire des neutrinos[32].



(a) Radio et Visible (Hubble)

(b) X (Chandra)

FIG. 1.6 – Exemple de galaxie active vue dans plusieurs longueurs d’onde. On voit bien les lobes radio où des particules sont accélérées, le disque d’accrétion typique de la topologie de ce genre d’objet. Enfin l’image prise en rayons X (à droite) confirme que des mécanismes d’accélération de particules ont lieu dans le coeur de ce type d’objet.

Sources sans contrepartie optique

Récemment l’expérience HESS a mis en évidence des sources émettant des rayons gammas de haute énergie, sans contrepartie optique dans d’autres longueurs d’onde[33]. Le fait que ces sources émettent des rayons γ de hautes énergies, sans contrepartie optique, peut impliquer un mécanisme d’accélération purement hadronique au sein de ces objets. Quoi qu’il en soit l’observation –ou la non-observation – de neutrinos émis par ces sources apportera de précieuses informations quant à la nature de celles-ci.

1.3.2 Sources extra-galactiques

Le flux étant inversement proportionnel au carré de la distance, seuls les phénomènes extra-galactiques les plus *lumineux* pourront éventuellement être détectés. Citons en particulier :

Blazars

Les Blazars sont une classe de galaxies actives dont la luminosité peut varier de plus de deux ordres de grandeur en quelques jours. Ces objets sont, semble-t-il, de la même famille que les quasars et ont une topologie avec disque d’accrétion et jet de particules relativistes à de grandes échelles donnant alors de gros *lobes* détectables en radioastronomie. Les observations en astronomie gamma[34] permettent de penser que des particules γ sont accélérées au delà du TeV. La figure (1.6) représente la galaxie NGC4261 qui est un exemple de galaxie active. On voit bien les deux lobes radios, le disque d’accrétion dans le visible, enfin l’image en rayons X confirme qu’il y a accélération de particules chargées.

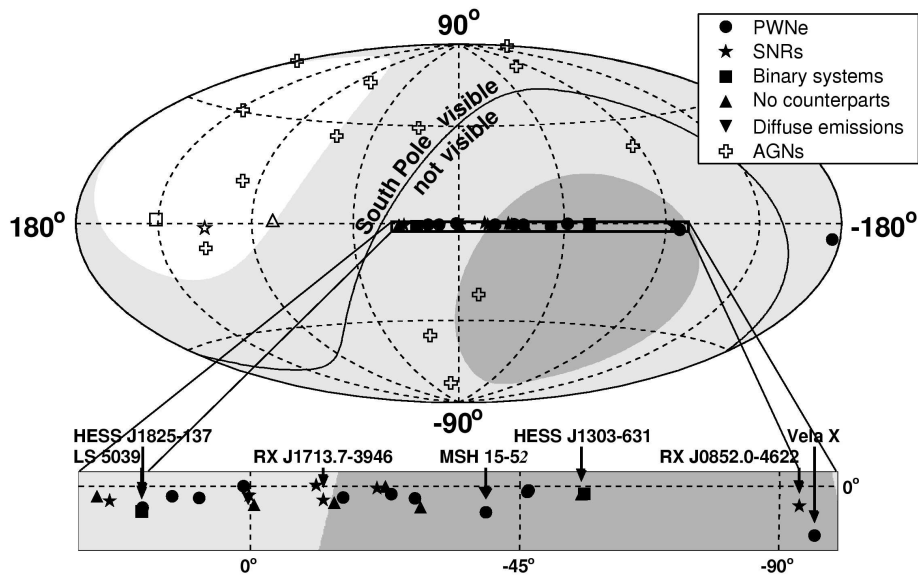


FIG. 1.7 – Cartes, en coordonnées galactiques des sources, de rayons gamma émis avec une énergie supérieure au TeV . On a représenté la visibilité de ces sources pour un détecteur installé en mer Méditerranée, le gris foncé correspond à plus de 75% de visibilité, le gris clair à entre 25 et 75 % de visibilité, et la région en blanc n'est pas vue. Une ligne indique également la démarcation entre les sources visibles du pôle sud et invisibles depuis cette position.

Sursauts gamma

Ce sont des phénomènes très brefs (typiquement de quelques secondes), au cours desquels un flux gamma très important est émis. De tels phénomènes ont lieu plusieurs fois par semaine. Il semble que ces phénomènes soient liés à des explosions d'hypernovae lointaines ou à des effondrements de systèmes binaires formés d'objets compacts. Au cours de tels événements, il est fort probable qu'un flux important de neutrinos de haute énergie soit émis[35]. De plus, il existe désormais tout un réseau de veille visant à transmettre des alertes lors d'une détection, le plus souvent faite par satellite.

Afin d'avoir une estimation de la visibilité des différentes sources que nous avons observées, la figure (1.7) représente, en coordonnées galactiques, les sources émettant des rayons gamma avec une énergie supérieure au TeV . La majorité de ces sources se trouve dans le plan galactique. Quelques noyaux actifs de galaxies ont été observés, les sources extra-galactiques sont cependant atténuées à haute énergie à cause de l'interaction des photons gamma dans le milieu inter-galactique.

1.3.3 Particules exotiques et matière noire

Depuis les années 30[36], on sait que si l'on applique les lois de la dynamique newtonienne aux galaxies et amas de galaxies afin d'en calculer la masse, on trouve une masse largement supérieure aux estimations faites à partir de la matière visible. Jusqu'à présent, personne ne sait de quoi est composée cette masse manquante. Néanmoins, la supersymétrie prédit l'existence d'une particule lourde, neutre et stable, le plus souvent il s'agit du neutralino. Les modèles à dimensions supplémentaires prédisent aussi l'existence d'excitation de Kaluza-Klein stable. De telles particules sont alors de bons candidats au rôle de matière noire. De plus, si les particules composant la matière noire sont de type Majorana,

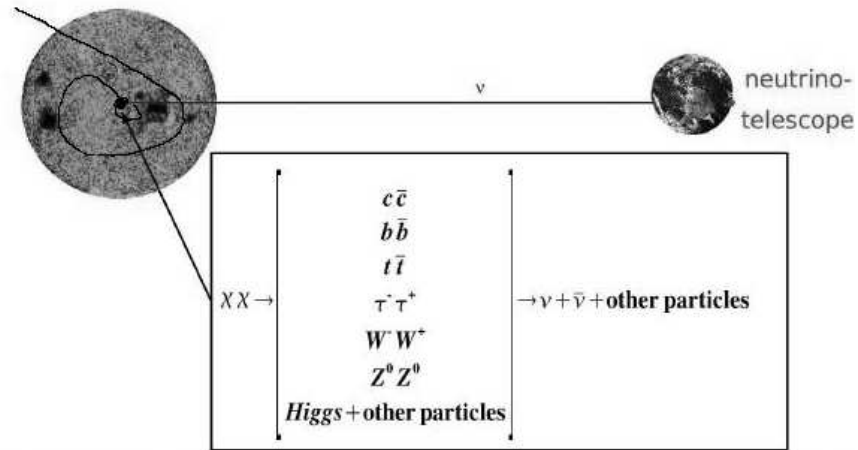


FIG. 1.8 – Principe de de détection indirecte de particules de matière noire avec un télescope neutrino : une particule de matière noire, par exemple un neutralino, est capturé gravitationnellement par un objet massif –ici le Soleil– dans lequel il va s’auto-annihiler, produisant alors des particules dont des neutrinos qui seront les seuls à pouvoir s’échapper de l’objet.

elles pourraient alors s’annihiler par auto-interaction avec elles même. Si ces particules sont capturée par un objet massif, seuls les neutrinos pourront s’en échapper, donnant alors un signal observable par un télescope neutrino[37].

Certains modèles de cosmologie prédisent également l’existence de défauts topologiques. De tels défauts auraient une masse de l’ordre de la masse de grande unification. Ils peuvent être en zéro dimension (monopole magnétique), une dimension (corde cosmique), deux dimensions (Mur de domaines). Si des monopoles magnétiques venaient à traverser le détecteur, ils laisseraient un signal très particulier qui serait alors détecté et identifié[38].

1.4 Principe de détection des neutrinos

La faible section efficace d’interaction du neutrino avec la matière fait de sa détection un défi. De fait, l’astronomie neutrino est une discipline récente bien que déjà récompensée par un prix Nobel.

Dans cette partie, nous allons d’abord présenter le principe physique de détection de neutrinos. Puis nous allons justifier le fait de construire un détecteur dans l’eau de mer. Ensuite, nous allons présenter le télescope à neutrinos ANTARES qui fournit les données étudiées dans la suite. Le parcours des données depuis les photomultiplicateurs jusqu’à leur sauvegarde sur bande magnétique sera décrit.

1.4.1 Propagation du neutrino à travers la Terre et interaction avec le détecteur

Le neutrino n’interagit que par courant faible. De fait, sa section efficace d’interaction avec la matière est très petite - de l’ordre de 10^{-38}cm^2 à 1 GeV. C’est pourquoi les neutrinos sont les seules particules connues capables de traverser la Terre.

Le neutrino peut interagir avec un noyau atomique soit par courant neutre (1.34), soit par courant

chargé (1.35).

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + X \quad \text{courant neutre} \quad (1.34)$$

$$\nu_l + N \rightarrow l + X \quad \text{courant chargé} \quad (1.35)$$

ainsi que leurs conjugués CP. N est un nucléon, l est le lepton chargé associé au neutrino interagissant et X représente une gerbe hadronique.

L'interaction par courant neutre ne produit qu'une gerbe dont l'extension spatiale est relativement courte, comme représenté sur la figure (1.9(a)). Dans le cas d'un courant chargé, le lepton associé au neutrino interagissant est produit. Plusieurs cas sont alors possibles.

- Dans le cas d'un neutrino électronique : l'électron ainsi produit donnera également une gerbe qui se superposera à la gerbe hadronique produite par l'interaction du neutrino comme représenté sur la figure (1.9(a))
- Dans le cas d'un neutrino muonique : le muon produit se déplace de manière quasi-colinéaire au neutrino incident sur une longue distance⁶, donnant alors un signal clair dans le détecteur comme représenté sur la figure (1.9(b))
- Dans le cas d'un neutrino tau : le tau produit va voler sur une distance dépendant de son énergie avant de se désintégrer. Plusieurs modes de désintégration sont possibles :
 - $\tau \rightarrow \mu \nu_\mu \nu_\tau$: dans ce cas, le tau donne un muon après sa désintégration. L'événement peut être confondu avec un événement μ . On a une topologie du type (1.9(b))
 - $\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau$: dans ce cas, la désintégration du tau donne une gerbe. Généralement cette gerbe est confondue avec celle ayant donné naissance au tau (fig 1.9(a)). Mais, aux plus hautes énergies, le tau peut voler sur une distance suffisante⁷ pour avoir un événement de type *double bang* comme représenté sur la figure (1.9(c))
 - $\tau \rightarrow \pi/K \nu_\tau$: dans ce cas, le méson produit donnera une gerbe hadronique. On peut avoir les mêmes cas que pour le mode précédent.

Ces différents cas sont résumés sur la figure (1.9). Les gerbes produisent de la lumière Cerenkov, celles-ci étant très localisées spatialement, la lumière sera produite de façon quasi-isotrope. Les muons et les taus de haute énergie, parcourent une distance importante dans le détecteur donnant alors un cône Cerenkov, nous reviendrons plus loin sur la description de ce cône. Cette lumière Cerenkov est détectée par des photomultiplicateurs, la majorité des détecteurs de neutrinos cosmiques fonctionnent ainsi.

1.4.2 La mer, un environnement intéressant pour avoir de gros volumes

Le nombre d'événements détectés est proportionnel au produit du flux de neutrinos par la section efficace et le volume. La section efficace et le flux de neutrinos sont des paramètres sur lesquels l'expérimentateur n'a pas le contrôle. La section efficace est très faible, et le flux n'est pas suffisamment important pour compenser cette faiblesse. Donc, si on veut avoir un nombre d'événements important, on est contraint d'avoir de grands détecteurs.

La technique de détection utilisée est la détection du cône Cerenkov produit par les particules chargées induites par le passage d'un neutrino. Or, nous avons besoin de grands volumes, il est impossible, aussi bien du point de vue financier que logistique, de remplir une cuve d'eau extra pure. C'est pourquoi il faut se tourner vers des endroits où de grands volumes d'eau sont disponibles gratuitement. On peut par exemple utiliser un lac, la glace des pôles, ou de l'eau de mer.

⁶Environs 2km à 1 TeV et 14km à 10TeV

⁷Environs 50m au PeV

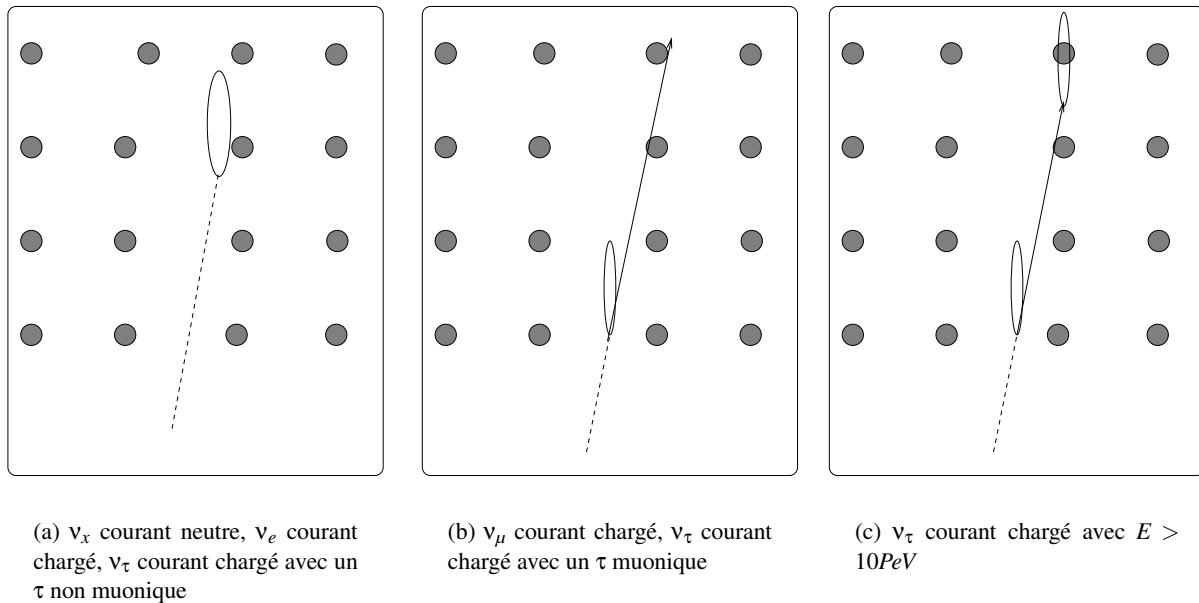


FIG. 1.9 – Topologie des événements pour les différents types de neutrinos incidents.

1.4.3 Les expériences pionnières

Les neutrinos de basse énergie

L'astronomie neutrino à basse énergie – c'est-à-dire pour des neutrinos dont l'énergie est comprise entre $0.4MeV$ et $50MeV$ – a commencé avec l'étude des neutrinos solaires, d'abord avec les détecteurs radio-chimiques au chlore de Davis dans la mine de HomeStake[39], puis avec les expériences Kamiokande[40] au Japon et IMB[41] aux États-Unis.

Le premier résultat majeur apporté par l'étude des neutrinos cosmiques a été le problème des neutrinos solaires. En effet, le nombre de neutrinos électroniques détectés en provenance du Soleil était inférieur à ce qui était prédit par la physique solaire. Ce résultat fut un des premiers indices en faveur des oscillations de neutrinos[42].

Le second résultat astronomique d'envergure obtenu avec des neutrinos de basse énergie est l'observation de neutrinos provenant de l'explosion de la supernova SN1987A[43]. Il s'agit de la première observation d'un objet extra-galactique avec un messager qui n'est pas un photon.

Ces résultats ont permis à Masatochi Kochiba et Raymond Davis de se partager la moitié du prix Nobel de physique 2002 *Pour leur contribution pionnière en astrophysique et en particulier la découverte de neutrinos cosmiques.*

Les neutrinos atmosphériques et les oscillations de neutrinos

La plupart des expériences ayant détecté des neutrinos atmosphériques travaillent dans la gamme d'énergie comprise entre $50MeV$ et $100GeV$. Ces expériences ont été conçues pour la recherche de la désintégration du proton et la détection d'oscillations de neutrinos dans le domaine des neutrinos atmosphériques, en particulier en détectant une variation du taux d'événements en fonction de l'angle et donc de la distance [44]. Ces expériences ont donc permis d'étudier en détail le spectre de neutrinos

atmosphériques[45] ainsi que de mettre en évidence les oscillations de neutrinos[46].

Les grands détecteurs et l'astronomie neutrino à haute énergie.

Si l'on veut détecter des neutrinos de haute énergies ($E > 100\text{GeV}$), il faut des grands instruments.

Le premier projet de grand télescope neutrino fut DUMAND[47]. En 1976, il fut envisagé de construire un télescope à neutrinos au large d'Hawaï à 4800 m de profondeur. Malgré une R&D importante, le déploiement de la ligne prototype en 1993 fut un échec qui a mené à l'annulation du projet en 1995[48].

L'autre projet pionnier dans l'astronomie neutrino est le télescope du lac Baïkal[49] en Sibérie. Le fait que le lac soit gelé pendant l'hiver a simplifié fortement les opérations de déploiement. Le télescope est complet depuis 1998 et se compose de 8 lignes pour un total de 192 photomultiplicateurs. Cet instrument a reconstruit des neutrinos atmosphériques[50]. En 2005, ce télescope a été amélioré par l'ajout de 4 nouvelles lignes afin d'en augmenter le volume de détection[51].

Enfin le détecteur AMANDA[52] a été construit par les États-Unis au Pôle Sud. Ce détecteur contient environ 600 photomultiplicateurs et a reconstruit de nombreux neutrinos atmosphériques, cependant ils n'ont pas détecté de source extra terrestre[53]. La glace des pôles a le défaut de diffuser beaucoup la lumière ce qui dégrade fortement la résolution angulaire de ce détecteur. Nous aborderons la complémentarité entre un détecteur au Pôle Sud et un détecteur en mer Méditerranée, à la fin de ce chapitre lorsque nous parlerons des détecteurs avec une taille d'un kilomètre cube.

En mer Méditerranée, 3 projets sont menés en parallèle par des équipes européennes

- ANTARES qui fait l'objet de ce travail et sera décrit dans le prochain chapitre.
- NEMO[54] qui se revendique comme un démonstrateur dans le cadre d'un projet de détecteur avec une taille de l'ordre d'un km^3 . La collaboration a déployé des lignes démonstrateurs sur un site au large de la Sicile. Les modules optiques de ce détecteur sont fixés sur de longs bras les éloignant du câble ombilical.
- NESTOR qui vise également à la construction d'un télescope neutrino similaire à ANTARES, pouvant être agrandi à un km^3 . Ce détecteur est basé sur une des tours rigides contenant des photomultiplicateurs répartis en étoiles. Une ligne de test a été déployée en 2003[56]. Le site se trouve en Grèce au large de Pylos.

Nous avons donc vu comment des phénomènes astrophysiques peuvent produire des neutrinos. Et pourquoi la détection de neutrinos d'origine astrophysique apporterait de nouvelles informations. Nous avons également abordé les méthodes pour détecter des neutrinos cosmiques et les principales expériences ; dans la suite, nous allons décrire l'expérience *ANTARES* visant à construire un télescope neutrino en Méditerranée.

PÈRE UBU :

Messieurs, la séance est ouverte et tâchez de bien écouter et de vous tenir tranquilles.

D'abord, nous allons faire le chapitre des finances, ensuite nous parlerons d'un petit système que j'ai imaginé pour faire venir le beau temps et conjurer la pluie.

A. JARRY, *Ubu roi*, 1896

2.1 Le détecteur

2.1.1 Le site ANTARES

ANTARES est installé au large de la Seyne sur Mer (Var) à environ 20 km de Porquerolles, comme le montre la figure (2.1). Le télescope est déployé à une profondeur de 2475m. Le site choisi correspond à une zone dont le fond est plat. Le site est à une profondeur suffisante pour être protégé de la lumière solaire et d'une partie du flux de muons atmosphériques tout en étant suffisamment proche des côtes pour que les opérations de déploiement restent simples.

2.1.2 Géométrie du détecteur

ANTARES se compose de 12 lignes. Les lignes sont numérotées de 1 à 12 dans l'ordre chronologique de déploiement. Elles sont organisées au sein d'un octogone. Cette géométrie peut être visualisée sur la figure (2.2) qui est un plan du site ANTARES, incluant les différents objets présents sur celui-ci.

Chaque ligne se compose de cinq secteurs contenant chacun 5 étages. La distance entre deux étages est de 14.5m. Chaque étage contient trois modules optiques orientés à 45° vers le bas et symétriquement répartis sur l'étage. Celui ci est contrôlé par un module de contrôle local (*LCM*) placé dans un cylindre en titane au centre de la structure. Chaque secteur contient un module de contrôle maître (*MLCM*) qui contient également un switch Ethernet afin de transmettre les signaux de la terre au secteur et réciproquement. La ligne est ancrée sur le sol avec un pied de ligne lesté. Chaque secteur contient également un hydrophone utilisé par le système de positionnement acoustique. De plus, chaque ligne contient quatre balises LED, permettant de faire une calibration en temps in-situ. Ce pied de ligne contient également le

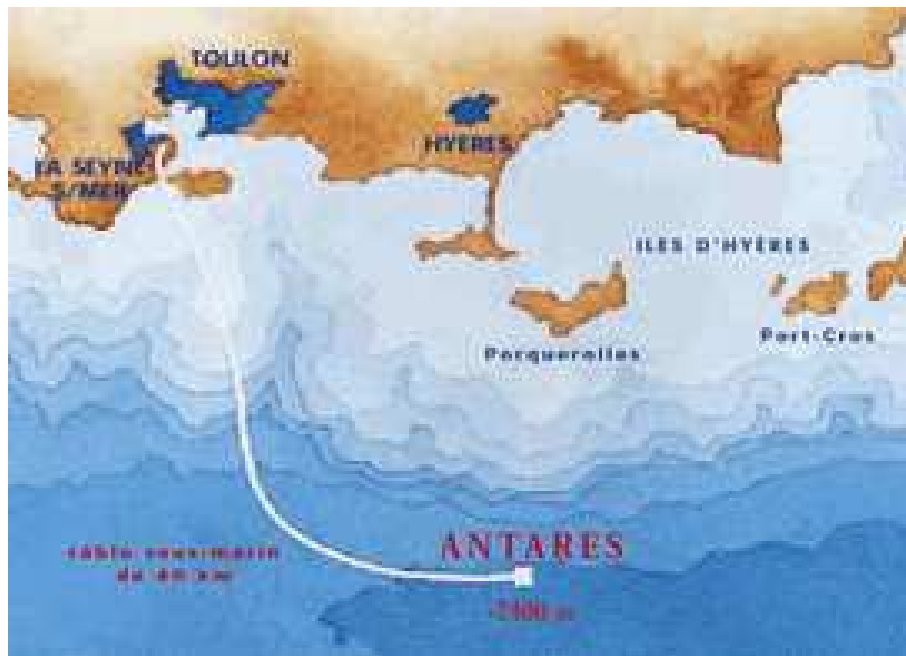


FIG. 2.1 – Carte indiquant la position du site ANTARES, par rapport aux côtes françaises

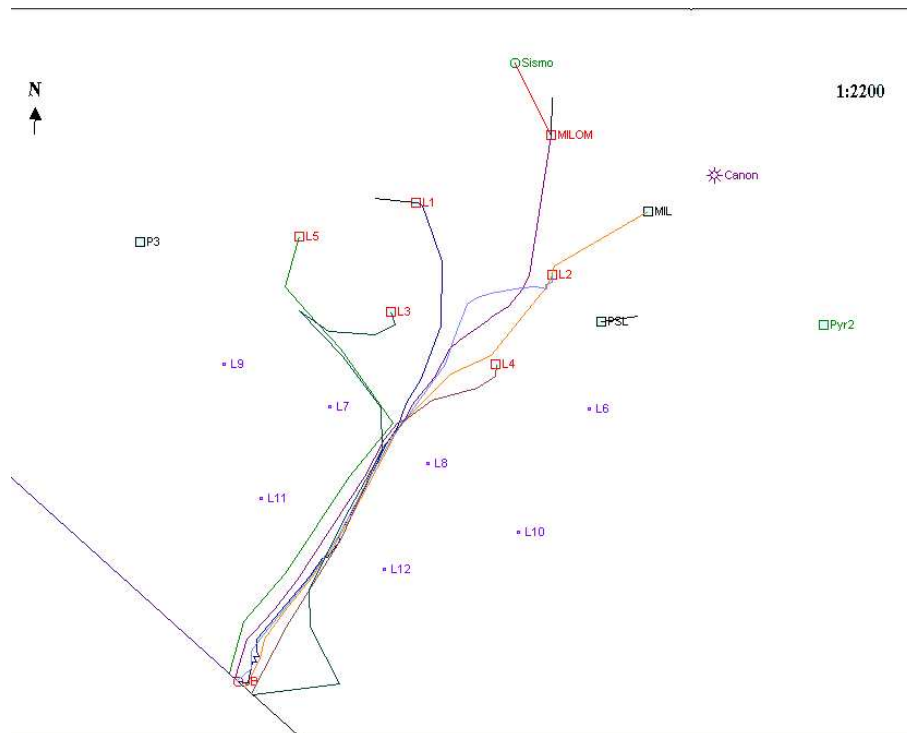


FIG. 2.2 – Plan indiquant la position des objets sur le site ANTARES après la connection des lignes 3 à 5. Les carrés représentent les objets effectivement présents sur site. Les points représentent la position théorique des objets qui n'ont pas encore été installés. Enfin, le réseau de câbles reliant les différents objets à la boîte de jonction est également représenté sur cette carte.

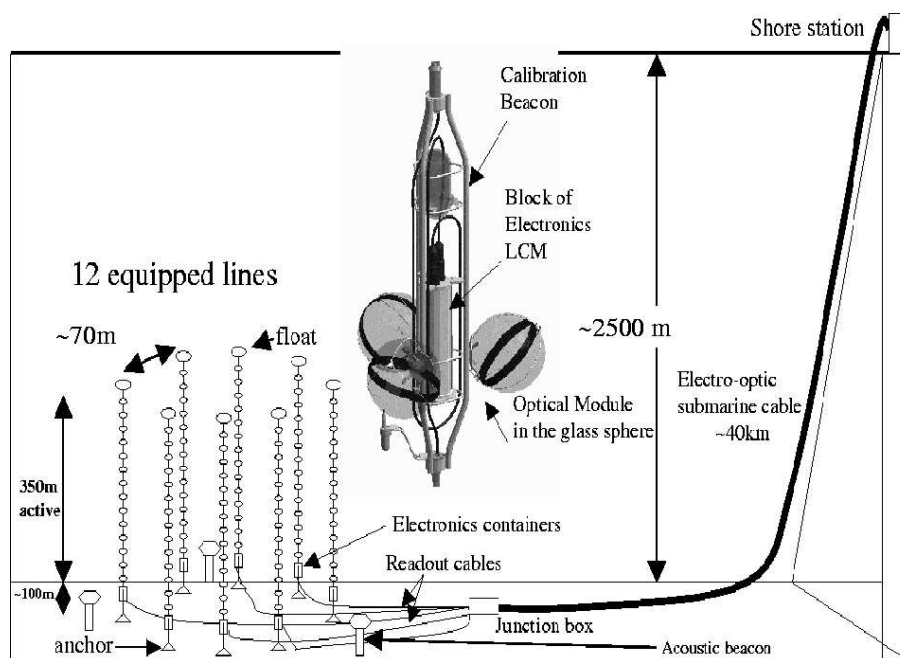


FIG. 2.3 – Schéma du détecteur ANTARES

module de contrôle de la ligne (*SCM*) et le module d'alimentation de la ligne (*SPM*). Les pieds de lignes sont reliés à la terre via une boîte de jonction qui contient 16 entrées afin de pouvoir brancher toutes les lignes tout en gardant des entrées de réserve en cas de problème. Celle-ci regroupe les signaux provenant des différentes lignes sur un seul câble reliant le détecteur à la terre. L'ensemble des éléments composant le détecteur sont représentés sur la figure (2.3)

2.1.3 Composition d'un étage puis d'une ligne

Un étage se compose de :

- Trois modules optiques numérotés 0,1,2
- Chaque module optique est lu par deux puces électroniques appelées *ARS*, soit 6 *ARS*, numérotés de 0 à 5.
- Les deux *ARS* sont regroupés sur une carte mère, par module optique, un troisième *ARS* y est également monté. Cet *ARS* ne sert pas à l'acquisition de données mais au contrôle du module optique.
- Une carte compas donnant l'orientation et les angles de roulis et tangages de l'étage.
- De l'électronique assurant le contrôle lent du module.
- Éventuellement une balise LED (quatre par ligne) et son *ARS* associé¹, numéroté 6.
- Éventuellement un hydrophone (cinq par ligne) et son électronique associée.

L'ensemble de ces cartes électroniques se trouve dans le *LCM*. Les étages sont groupés par cinq en *secteurs*. Chaque ligne contient 5 *secteurs* soit 25 étages. Quatre balises LED et cinq hydrophones sont répartis régulièrement sur la ligne afin de pouvoir réaliser calibration optique et positionnement acoustique.

¹ Soit au total 7 *ARS*, en fait le 7e *ARS* est toujours présent

2.2 Historique du détecteur

2.2.1 1999-2000 : Ligne démonstrateur

Une ligne démonstrateur a été déployée au large de Marseille à l'automne 1999. Cette ligne se composait de 16 étages contenant chacun deux photomultiplicateurs. La ligne était reliée à la terre à l'aide d'un ancien câble de téléphone reliant la Corse à la France. La transmission de données se faisait sous forme analogique à l'intérieur de la ligne. Cette ligne a pu reconstruire des muons atmosphériques[57].

2.2.2 2000-2002 : Préparation du site

Après la ligne démonstrateur, les préliminaires de l'installation sur le site définitif ont commencé avec les étapes suivantes :

- L'installation du câble reliant le détecteur à la terre en 2001.
- Le déploiement de la boîte de jonction et son raccordement au câble en 2002.

Ces deux éléments fonctionnent toujours correctement malgré plus de 5 ans passés sous l'eau. Il s'agit de pièces cruciales assurant la jonction du détecteur avec la station à terre.

2002-2004 : Les lignes prototypes

Durant la période 2002-2004, deux lignes prototypes ont été déployées. Une ligne secteur prototype (*PSL*), et une ligne d'instrumentation (*MIL*). La *PSL* a permis de mettre en évidence un défaut de conception dans le câble électromécanique ayant entraîné la rupture d'une fibre optique. Par conséquent, la ligne n'a pu transmettre de données correctes, et seuls les taux de comptage optique sur les photomultiplicateurs ont été transmis. Finalement, cette ligne a permis l'étude du bruit de fond optique sur le site ANTARES.

2.2.3 La MILOM : 2005-2007

La Mini Ligne d'instrumentation avec modules optiques (MILOM)[58] a pris des données à partir d'avril 2005 pendant presque deux ans. Elle a été remontée à la surface en Mai 2007 afin de pouvoir ajouter de l'instrumentation dans le cadre d'un projet de détection acoustique de neutrinos au sein d'ANTARES[61]. Contrairement à une ligne ANTARES standard, le but de la MILOM n'est pas l'acquisition de données physiques mais l'étude de l'environnement immédiat du détecteur apportant ainsi un certain nombre d'informations utiles à l'analyse de données. En effet, la propagation de la lumière autour du détecteur dépend fortement de l'environnement de celui-ci. C'est pourquoi les instruments suivants sont installés sur la MILOM :

- Une sonde CT mesurant la conductivité et la température de l'eau.
- Un instrument mesurant la transmission de la lumière dans l'eau (CSTAR).
- Un instrument mesurant la vitesse du son dans l'eau.
- Un dispositif capable de réaliser un profil de vitesse du courant.
- Un sismomètre dans le cadre d'une collaboration avec des géologues.

La MILOM étant la première ligne utilisant l'architecture finale, elle dispose aussi de modules optiques standards, et de balises LED afin de confirmer leur fonctionnement et d'obtenir une estimation de la résolution temporelle in-situ. Ces informations sont récapitulées sur la figure (2.4) représentant la MILOM et la position des divers instruments présents sur cette ligne. La MILOM a été remontée en mai 2007 afin

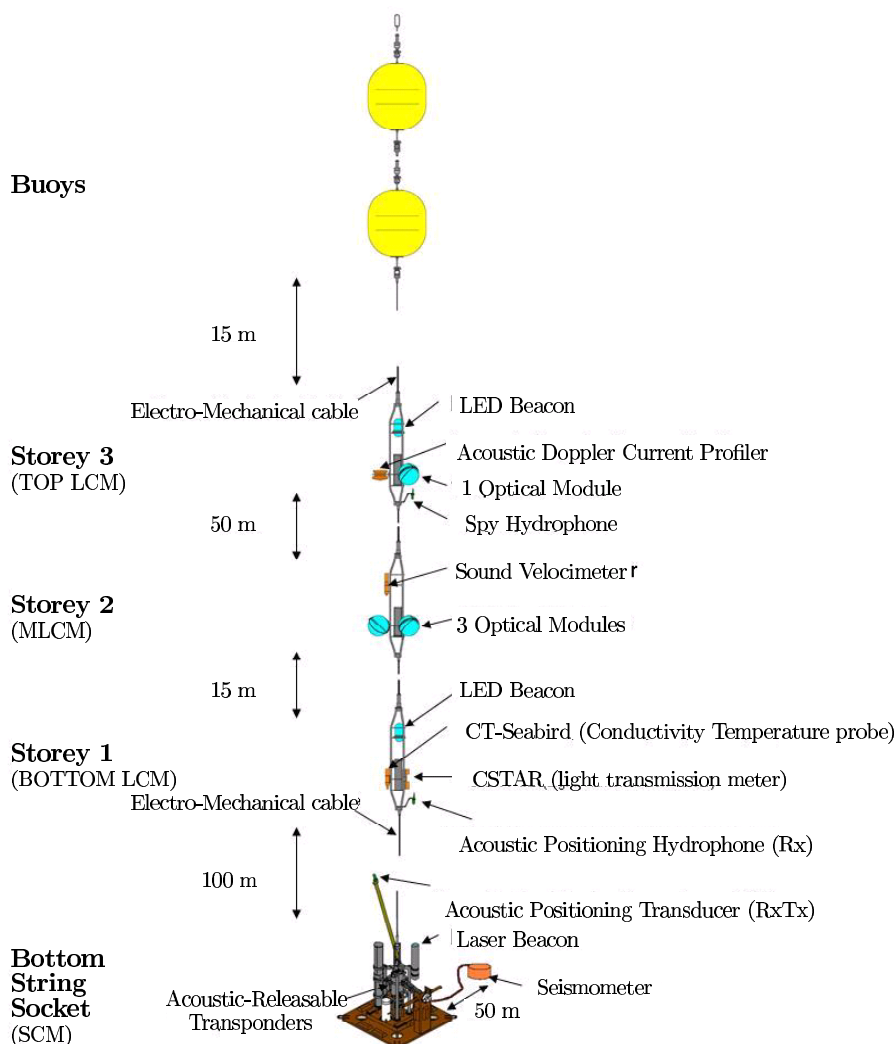


FIG. 2.4 – La MILOM

de rajouter de nouveaux instruments. Une nouvelle ligne d'instrumentation sera déployée à l'automne 2007.

2.2.4 2006- Aujourd'hui : Installation du détecteur définitif

En mars 2006, l'installation du détecteur a pris son régime de croisière. La ligne 1 a été déployée puis connectée. Les performances de cette ligne ainsi que les résultats obtenus avec les muons atmosphériques seront décrits en détail plus loin. Ces résultats ont confirmé le bon fonctionnement du détecteur. Cela a ainsi permis de donner le départ de la production en série des lignes. La ligne 2 a été connectée en septembre 2006. En février 2007, les lignes 3 à 5 ont été connectées. Et le détecteur devrait comporter neuf lignes en septembre 2007.

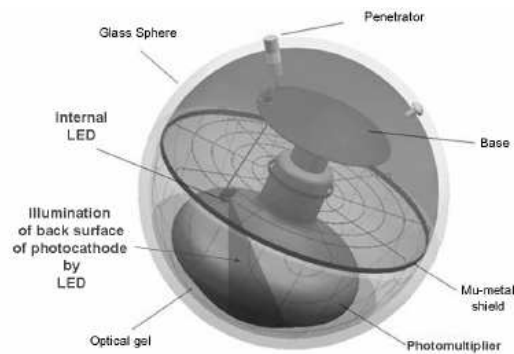


FIG. 2.5 – Module optique ANTARES

2.3 Du photomultiplicateur à la terre : Parcours d'un signal

2.3.1 Les Modules Optiques

ANTARES utilise des photomultiplicateurs Hamamatsu de 10 pouces[62]. Ce photomultiplicateur est protégé du champ magnétique terrestre par une cage en mu-métal. Afin de pouvoir contrôler les temps de transit, une LED est installée juste derrière le photomultiplicateur et peut être utilisée lors des périodes de calibration. Le photomultiplicateur est collé à l'aide d'un gel optique dans une sphère en verre conçue pour résister à la pression. La figure (2.5) est un schéma représentant un Module Optique ANTARES. Ce module contient le photomultiplicateur et les éléments que nous venons de décrire. Ces modules seront désignés par l'abréviation *OM* dans la suite.

2.3.2 Les ARS

Le signal en sortie des photomultiplicateurs est lu par le circuit *ARS*[63]. Afin de minimiser les temps morts, chaque photomultiplicateur est lu par deux *ARS*. L'acquisition est déclenchée lorsque le signal dépasse un seuil correspondant à 0.3 p.e., on parle alors d'un *hit*. L'*ARS* dispose d'un discriminateur de forme, lorsque celui-ci est actif², la forme du signal est comparée à un gabarit comme représenté sur la figure (2.6). Suivant le résultat de cette comparaison, l'*ARS* choisit alors entre deux modes :

- **Single Photon-Electron(SPE)** : ce mode est utilisé pour les pics de forme simple c'est-à-dire ceux entrant dans le gabarit. La forme du signal est supposée connue, seuls le temps et la charge intégrée du signal sont sauvegardés.
- **Waveform(WF)** : ce mode est utilisé pour les pics de forme complexe, c'est-à-dire ceux n'entrant pas dans le gabarit. Dans ce cas-là, le signal est numérisé intégralement avec un échantillonnage supérieur à 300 MHz.

En mode *SPE*, les informations suivantes sont enregistrées :

- La charge intégrée est codée sur 8 bits dans un registre appelé *AVC*. L'*ARS* est réglé de manière à ce que ces 8 bits correspondent à un signal allant de 0 à 20 p.e. soit une résolution de l'ordre de 0.1 p.e.
- Le *timestamp* est un registre de 24 bits incrémenté toutes les 50ns. Celui-ci contient le temps du *hit* à 50ns près. Ce registre est incrémenté par une rampe de tension en dents de scie. Deux fois

²Pour les données analysées dans le cadre de ce travail, le discriminateur de forme n'était pas actif, cependant à terme il devrait être actif en permanence.

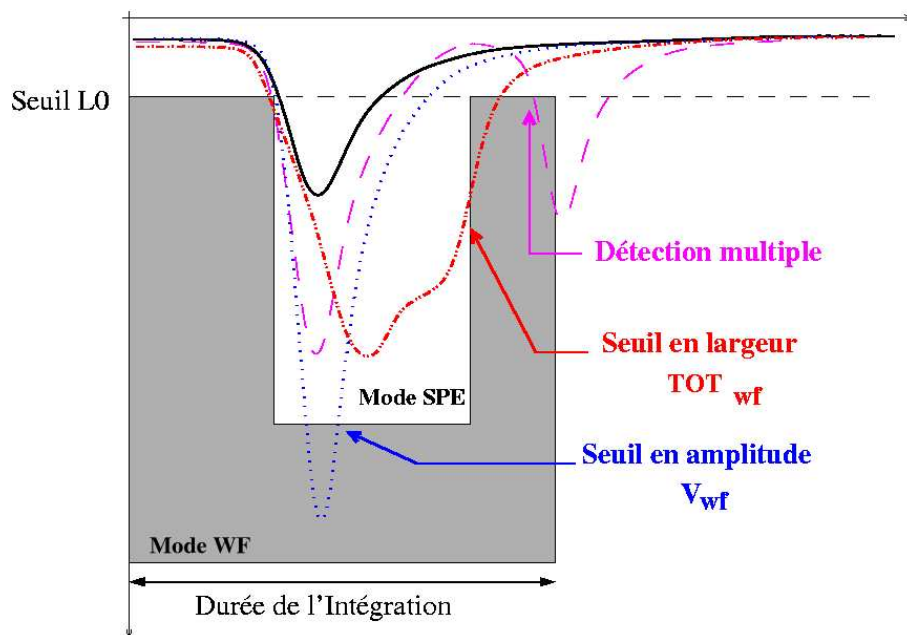


FIG. 2.6 – Principe du discriminateur de forme. Si le pic reste dans la zone blanche, il est enregistré en mode *SPE*. Sinon, il sera enregistré en mode *Waveform*.

par seconde, l'horloge envoie un signal *Reset Time Stamp* (RTS) qui remet ce compteur à zéro.

- Le *TVC* correspond à la valeur d'une rampe de tension à 20 MHz envoyée par l'horloge. Cette tension est alors convertie sur 8 bits, ce qui permet de retrouver linéairement la valeur de temps écoulé depuis la dernière incrémentation du *timestamp*. Ce système d'enregistrement du temps est illustré sur la figure (2.7). Afin d'éviter les effets de bord, on utilise deux rampes de *TVC*.

En mode *Waveform*, c'est directement la forme du signal qui est enregistrée. Le signal est échantillonné 128 fois à une fréquence pouvant varier de 0.3 à 1 GHz. L'échantillonnage est réalisé à l'aide de 128 condensateurs. Ceux-ci sont ouverts l'un après l'autre, une fois le dernier condensateur ouvert, le circuit revient au premier, on a alors une structure en anneau. Ce principe d'échantillonnage est décrit sur la figure (2.8). Une fois l'échantillonnage effectué, on dispose alors des informations suivantes :

- Le signal à 20 MHz provenant de l'horloge.
- La forme du signal à l'anode.
- La forme du signal aux dynodes.
- Un en-tête qui contient les mêmes valeurs que le *SPE* décrit ci-dessus.

Une fois qu'un *ARS* a terminé son travail d'intégration, celui-ci passe le relais à l'autre *ARS*, il restera en temps mort le temps d'enregistrer les informations et de les transmettre au *LCM*. Lors du passage de relais, si le signal est toujours au-dessus du seuil, le deuxième *ARS* commencera alors l'intégration, donnant alors un second *hit* 50ns après le premier, on parle d'*afterpulse*. Dans le cas où le premier *ARS* était en mode *Waveform*, il transmettra l'information au second, afin que celui-ci intègre le signal dans le même mode. Dans le cas contraire, c'est le discriminateur de forme qui servira à choisir le mode d'intégration. Le principe de fonctionnement de l'*ARS* est résumé sur la figure (2.9).

Une fois l'événement enregistré, il est transmis à terre. Si la bande passante est insuffisante pour transmettre immédiatement le signal à terre, le *LCM* possède une mémoire tampon pouvant servir de file

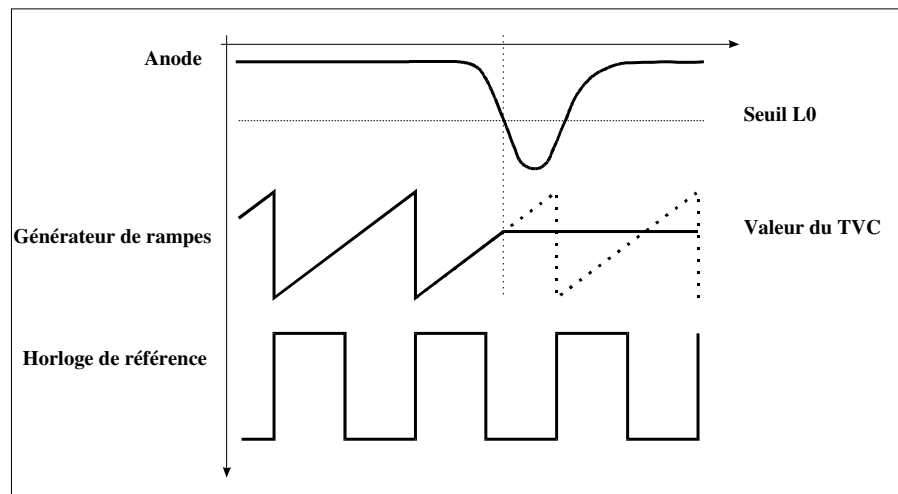


FIG. 2.7 – Principe de l'enregistrement du temps en couplant un signal d'horloge à un générateur de rampe.

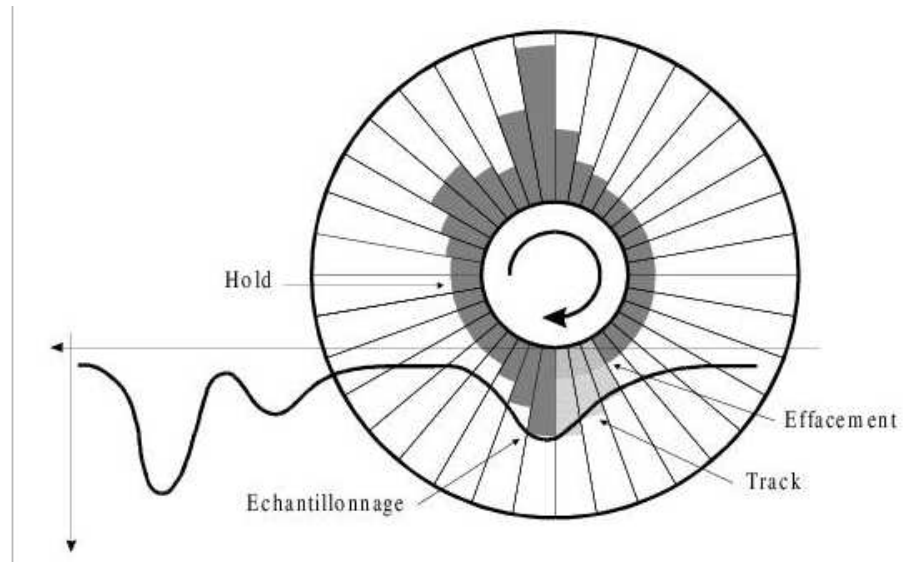


FIG. 2.8 – Principe de l'échantillonnage en anneau.

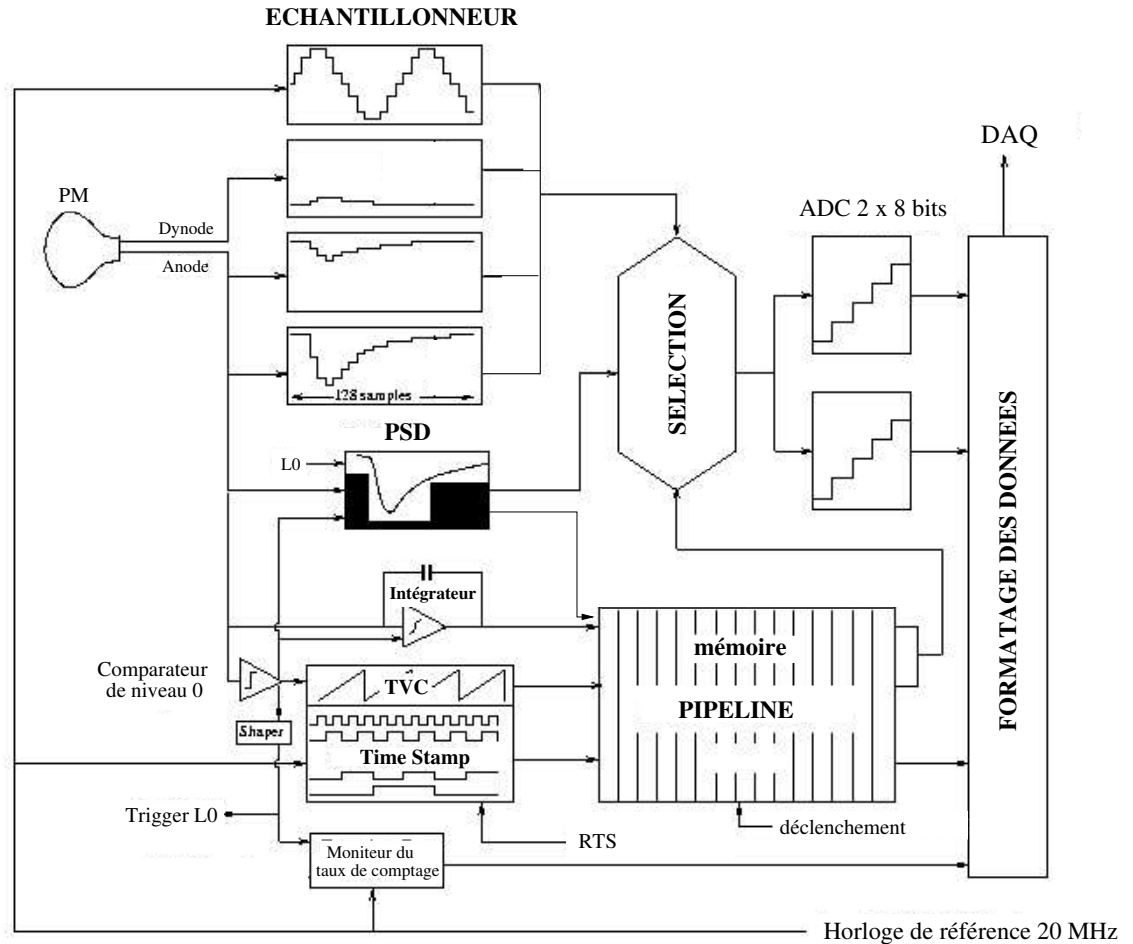


FIG. 2.9 – Principe de fonctionnement d'un ARS

d'attente. Lorsque ce tampon est plein, le *LCM* se met dans l'état *XOFF* et arrête l'acquisition jusqu'à ce que le tampon soit à nouveau vide.

2.3.3 Transfert de données à terre

Les secteurs sont reliés au pied de ligne via leur *MCLM* respectif. Au niveau du pied de ligne, le signal est (de)multiplexé puis transmis via un câble *interlink* à la boîte de jonction reliant le détecteur à la terre. Le signal est alors transmis à terre via un câble de télécom standard déployé spécialement pour ANTARES.

2.4 Sélection et écriture des données

2.4.1 La salle de contrôle

Le détecteur est relié à l'institut Michel Pacha à la Seyne sur Mer. Depuis ce lieu, on peut contrôler l'ensemble du détecteur ANTARES. On y trouve également une ferme de calcul dédiée à la sélection et à l'enregistrement des données. Une équipe de physiciens est présente en *shift* seulement durant la journée³, le détecteur fonctionnant de manière autonome pendant la nuit. La prise de données se fait par *run* déclenché depuis la salle de contrôle. Chaque *run* correspond à une configuration précise du détecteur. De plus, au delà d'un temps maximum de 8 heures, ou lorsque le fichier de sortie atteint la taille d'un Giga-Octet, un nouveau *run* est automatiquement lancé.

2.4.2 Le traitement des données à terre

Les *LCMs* envoient à la terre des données toutes les 104.8576ms sous forme de *frame*. Une fois à terre les données provenant de tout le détecteur sont regroupées dans une *timeslice* et traitées par le cluster *datafilter*. Toutes les données provenant d'une même *frame* sont traitées par la même machine. Tandis que cette machine traite la *frame*, d'autres données arrivent et sont traitées par la machine suivante. Dans la plupart des cas, il est impossible d'écrire directement sur disque les *timeslices* c'est pourquoi elles passent dans un *trigger* qui écrit alors des *PhysicsEvents*. Ces objets reprennent les informations contenues dans une *timeslice* mais seulement pour les événements sélectionnés. On peut alors accéder aux informations détaillées sur chaque photon intégré par un ARS[59]. Le format de données[60] est repris dans l'annexe B.1. La figure (2.10) résume les différentes étapes du transfert de données à terre puis du traitement de celles-ci jusqu'à l'écriture sur disque.

Lors des périodes où le bruit de fond optique est important, il n'est pas possible de ramener toute les données à terre. Pour cela on procède à un *échantillonnage*, cet *échantillonnage* consiste à ramener une *frame* sur n à terre, n est la valeur de l'échantillonnage. Généralement l'échantillonnage vaut 1 –c'est à dire pas d'échantillonnage– ou 2 – c'est à dire une *frame* sur deux– des valeurs plus élevées peuvent être appliquées, cependant l'objectif est de maximiser l'efficacité de la prise de donnée.

2.4.3 Le trigger

ANTARES est installé dans un environnement bruyant en comparaison avec d'autres détecteurs. Afin de maximiser les données accessibles pour la reconstruction puis l'analyse, on a fait le choix de ramener toutes les données à terre afin d'y faire la sélection (on parle de concept *All data to shore*). L'enregistrement d'un événement est alors décidé, soit sur des critères de quantités de *hits* intéressants, soit sur une topologie potentiellement intéressante, ou enfin sur un signal extérieur. De plus, des événements de contrôle sont également enregistrés afin de pouvoir vérifier la bonne qualité des données prises. Si la décision d'écrire l'événement est prise, c'est le *datawriter* qui se charge de l'écriture sur disque.

Le *trigger* définit d'abord des *hits triggés*⁴. La définition des *hits triggés* est basée sur des coïncidences locales c'est-à-dire au moins deux *hits* sur le même étage dans une fenêtre de 20ns ou des *hits* ayant une amplitude importante⁵.

³Des solutions pour réaliser des *shifts* à distance existent, cependant elles ne sont utilisées que pour passer brièvement la main à un expert en cas de problème résoluble par interaction logicielle

⁴on parle aussi de *hits LI*

⁵Le seuil de haute amplitude est actuellement à 10 p.e.

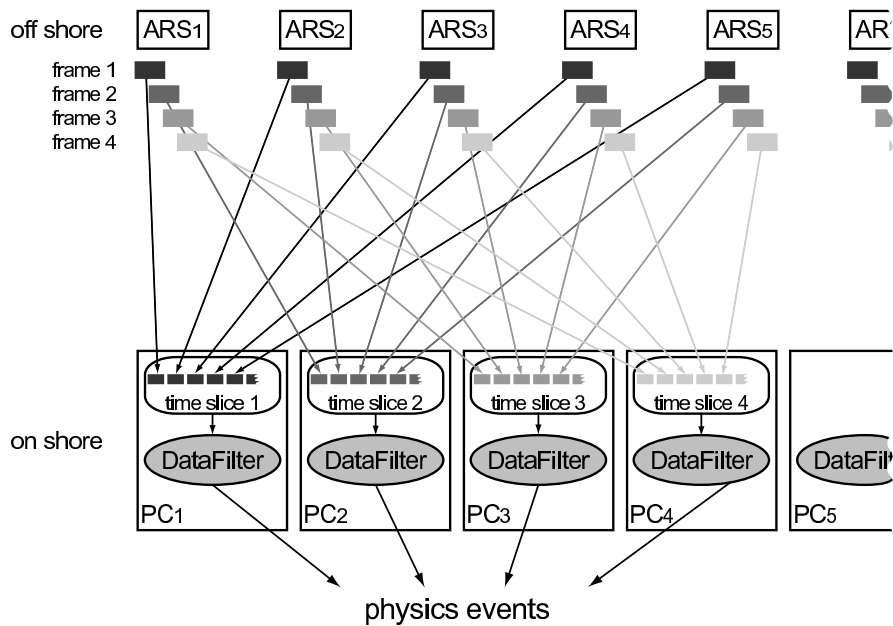


FIG. 2.10 – Principe du traitement des données : Les *LCM* envoient leurs données sous forme de *frame*. Les *frames* provenant de la même fenêtre de temps sont regroupées ensemble sous forme d'une *timeslice* et traitées par la même machine. Les événements sélectionnés par le *trigger* sont alors sauvegardés sur disque.

L'enregistrement d'un événement est déclenché par le *trigger* soit lorsqu'il y a un nombre important de *hits triggés*⁶. Il est également possible de demander au *trigger* de réagir sur une topologie particulière de *hits* laissant supposer qu'un événement provient d'une direction potentiellement intéressante⁷.

Lorsque l'enregistrement est déclenché par le *trigger*, tous les *hits* enregistrés sur une fenêtre de deux microsecondes autour du premier *hit triggé*, sont écrits sur disque. Néanmoins, les *hits triggés* sont identifiés comme tels sur disque. Ces *hits* joueront un rôle important lors de la reconstruction. Le nombre de *hits* dans les événements non écrits sur disque est tout de même sauvegardé afin de mesurer les taux de comptage sur les photomultiplicateurs, par exemple pour un suivi de la luminosité sur le site ANTARES[64].

Enfin pour les sources de type *GRB*, pour lesquelles la communauté astrophysique dispose de réseaux d'alertes basés sur des satellites tels que SWIFT[65], un *trigger* spécial permet de déclencher l'écriture de toutes les données sur disque pendant une période de quelques minutes autour de l'alerte, afin de s'assurer de ne pas jeter de données potentiellement intéressantes. Cela permet alors de lancer une procédure de reconstruction spécifique prenant en compte la direction de l'événement afin de tenter une reconstruction[66].

Afin de s'assurer du bon fonctionnement du détecteur, il existe également un *trigger* de biais minimum, celui-ci enregistre une microseconde de données une fois par seconde, permettant alors de vérifier les calibrations sans être biaisé par le fait qu'un événement soit en cours.

Enfin une fois le *run* terminé, le fichier est fermé et transféré au centre de calcul de l'IN2P3 à Lyon.

⁶Cinq *hits triggés* dans des conditions normales

⁷Telle que par exemple le Soleil ou le centre galactique.

2.4.4 Les autres informations nécessaires pour l'analyse

Nous avons désormais décrit l'organisation des données reçues par les photomultiplicateurs mais d'autres informations sont nécessaires afin de réaliser une analyse dans des conditions idéales.

Positionnement du détecteur

Afin d'avoir une résolution angulaire optimale, il est nécessaire de connaître précisément la position des modules optiques. Pour cela, un système de positionnement a été développé.

Chaque *LCM* est équipé d'une carte compas qui permet de connaître en temps réel son orientation et ses angles de tangage et roulis. De plus, chaque secteur possède un hydrophone récepteur tandis que des émetteurs acoustiques sont placés sur site à des positions connues. Ce dispositif permet de trianguler acoustiquement la position de chaque hydrophone avec une précision inférieure à la dizaine de cm. Finalement, les informations issues de la carte compas sont combinées avec celles obtenues par le positionnement acoustique afin de reconstruire la forme de chaque ligne.

Propriétés de l'eau

Les propriétés de l'eau peuvent également influencer sur ce que va voir le détecteur. Il est nécessaire de prendre en compte plusieurs phénomènes. La bioluminescence qui peut augmenter le nombre de *hits* aléatoires dans un événement. Il faut également comprendre les propriétés optiques de l'eau, nous y reviendrons ultérieurement.

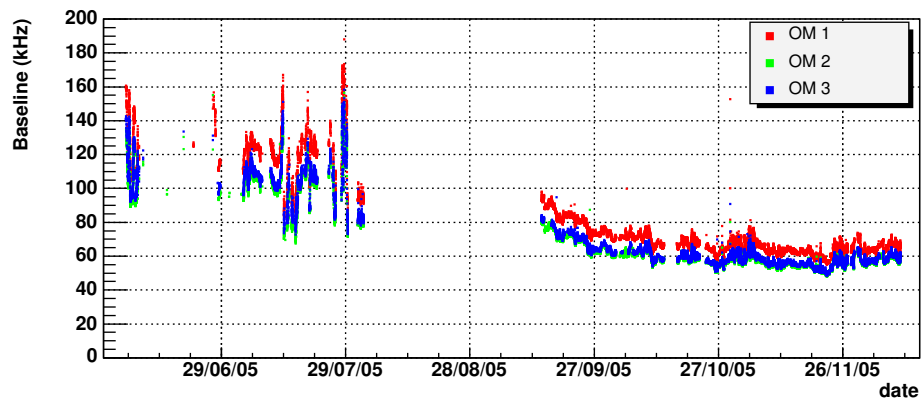
2.5 Bruit de fond optique sur le site

Le détecteur est installé dans un milieu où le bruit optique est important, afin de le surveiller le *trigger* conserve une trace du nombre de *hits*, vus par les modules optiques, pendant une *frame*. On peut alors utiliser ces informations pour extraire un taux de comptage sur les photomultiplicateurs[64]. Deux variables ont été définies afin de décrire le bruit de fond optique :

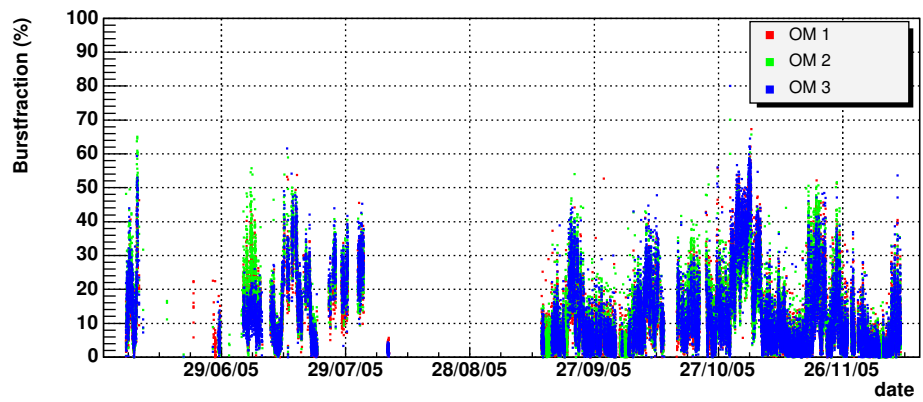
- La *Baseline* représente la composante continue de ce bruit de fond, il s'agit du taux de comptage minimum vu par les modules optiques, moyenné sur cinq minutes à l'aide d'un ajustement gaussien. Elle s'exprime en kHz et traduit la lumière provenant de la désintégration du ^{40}K et des bactéries bioluminescentes.
- La *Burstfraction* donne une indication sur la quantité de pics. Il s'agit du pourcentage de temps que passe le module optique avec un taux de comptage supérieur de 20 % à la *baseline*. Cette variable traduit la présence d'organismes bioluminescents macroscopiques. On peut voir la valeur de ces deux paramètres mesurée 2005 avec la *MILOM* sur la figure (2.11).

2.6 Vers un détecteur avec une taille de l'ordre d'un km^3

La taille actuelle d'ANTARES est de l'ordre de $\frac{1}{20}\text{km}^3$. Un tel volume permet de détecter des neutrinos atmosphériques et devrait permettre de détecter des événements cosmiques. Néanmoins, pour la plupart des sources envisagées, le nombre d'événements attendus est inférieur à un par an. C'est pourquoi, afin d'avoir un nombre d'événements suffisant pour faire de la physique, il est nécessaire d'envisager des détecteurs de plus grande taille. Les américains ont déjà commencé l'agrandissement d'AMANDA à un kilomètre cube. C'est le projet ICECUBE [67]. Quant aux européens, ils ont décidé d'unifier les



(a) Baseline



(b) Burstfraction

FIG. 2.11 – *Baseline* et *burstfraction* mesurées par les 3 *OM* du *MLCM* de la *MILOM* en 2005

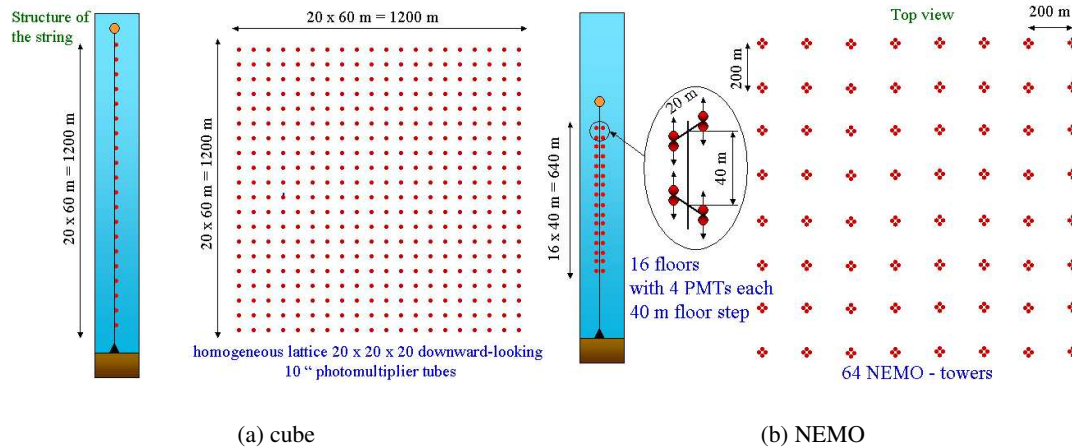


FIG. 2.12 – Exemples de géométries proposées pour KM3NET, chaque point représente la position d'un photomultiplicateur

différents projets en mer méditerranée afin de lancer le développement d'un détecteur de grande taille, KM3NET [68].

2.6.1 ICECUBE

Le projet ICECUBE est un agrandissement d'AMANDA. Il s'agit d'ajouter de nouvelles lignes sur le site AMANDA afin d'en augmenter le volume. Les lignes sont néanmoins techniquement plus évoluées que celles d'AMANDA, le signal étant traité sous forme numérique. La première ligne d'ICECUBE a été déployée au cours de l'été austral 2004-2005 et a apporté des résultats conformes aux espérances à savoir : une résolution temporelle de l'ordre de 3 ns et la reconstruction de muons atmosphériques [69]. Aujourd'hui, 21 lignes ont été déployées. De plus, le détecteur ICECUBE est accompagné d'un réseau de détecteurs en surface ICETOP. Ce réseau contribue à la discrimination événement atmosphérique/neutrino ainsi qu'à la mesure du flux de rayons cosmiques sur le site d'ICECUBE.

2.6.2 KM3NET

KM3NET est un projet européen de R&D visant à l'étude puis à la construction d'un détecteur de neutrinos cosmiques avec une taille d'environ un km^3 . Ce projet regroupe les physiciens d'ANTARES, de NEMO et de NESTOR. Un choix définitif quant au site et à l'architecture du détecteur sera fait fin 2008. Les premières données devraient arriver fin 2010 et le détecteur devrait être complet en 2015.

Plusieurs géométries ont été proposées pour un tel détecteur, la figure (2.12) présente des exemples de géométrie. Néanmoins, aucun choix définitif n'a encore été fait ni sur le site ni sur la géométrie.

2.6.3 Complémentarité des instruments

L'intérêt principal de cumuler un instrument au pôle sud et un instrument en mer Méditerranée est que ces instruments verront des portions de ciel différentes comme l'illustre la figure (2.13). En effet, ICECUBE étant dans l'hémisphère sud, il observe le ciel nordique, tandis qu'un détecteur en mer

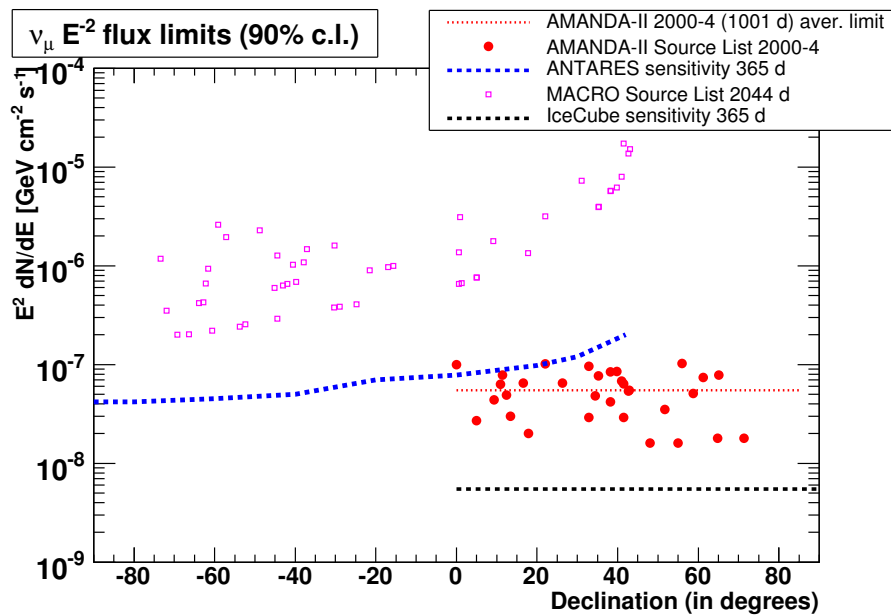


FIG. 2.13 – Sensibilité d'un détecteur de neutrinos aux sources ponctuelles – pour un spectre suivant une loi de puissance de type E^{-2} – en fonction de leur déclinaison. Un détecteur en méditerranée tel qu'ANTARES voit l'hémisphère sud c'est-à-dire les déclinaisons négatives, tandis qu'un détecteur au pôle sud voit l'hémisphère nord c'est-à-dire les déclinaisons positives. On constate également qu'un détecteur avec une taille d'un km^3 permet de gagner un ordre de grandeur sur la sensibilité a un flux de ce type.

Méditerranée observe le ciel austral qui offre une bonne vue sur le centre galactique. Il y a donc une complémentarité entre ces instruments. Bien qu'un grand nombre de sources intéressantes soient dans le plan galactique et donc visibles depuis la Méditerranée, un instrument dans l'hémisphère sud est alors handicapé pour l'observation de sources proches. Cependant, si l'on souhaite avoir une carte du ciel complète en neutrinos, il est nécessaire d'avoir un instrument dans chaque hémisphère.

La détection de neutrinos astrophysiques à l'aide de détecteur sous-marin est donc un projet ambitieux. Cependant, ANTARES prouve qu'il est possible de concevoir un détecteur capable de s'attaquer à ce genre de défi.

Dans la suite, nous allons nous intéresser aux performances du détecteur et à la calibration de celui-ci. En particulier, nous nous intéresserons à la stabilité in-situ du détecteur.

Quand nous avons soif, il nous semble que nous pourrions boire tout un océan : c'est la foi.

Et quand nous nous mettons à boire, nous buvons un verre ou deux : c'est la science.

A. Tchekhov, *Calepins*, XIX^e

Avant de faire une mesure, il est important de s'assurer du bon fonctionnement de l'instrument. Il faut également que l'instrument soit calibré afin que les mesures faites correspondent aux quantités physiques. Il est important de savoir comment varie la calibration avec le temps afin de s'assurer de la validité de celle-ci. Dans cette partie, nous allons dans un premier temps décrire la procédure de calibration du détecteur. Ensuite, nous nous concentrerons sur l'étude de la stabilité in-situ du détecteur, en particulier à l'aide des LED internes.

3.1 Vue générale de la procédure de calibration

3.1.1 Importance de la calibration

La reconstruction des traces nécessite une connaissance précise de la position des photomultiplicateurs, du temps d'arrivée du cône Cerenkov et de la quantité de lumière reçue. Comme nous l'avons vu précédemment, les informations concernant le signal à la sortie du photomultiplicateur sont numérisées. Il faut donc remonter aux valeurs physiques à partir de ces valeurs numérisées. C'est à cela que sert la calibration. La calibration se fait en plusieurs étapes, d'abord à terre, ensuite sur site. Il est également nécessaire de se donner en permanence les moyens de s'assurer que la calibration du détecteur est stable ou de corriger les variations de celle-ci le cas échéant.

3.1.2 Méthode de positionnement

La lumière dans l'eau parcourt environ 20 cm en une nanoseconde. C'est pourquoi il est nécessaire d'avoir une précision sur le positionnement de l'ordre de 10 cm, afin d'obtenir une précision meilleure que la nanoseconde. Trois dispositifs sont utilisés pour le positionnement du détecteur. D'abord, un positionnement absolu est fait acoustiquement lors des opérations de déploiement, ensuite, lors du fonctionnement du détecteur, un système acoustique mesure précisément la position des hydrophones de chaque

secteur. En parallèle, les cartes compas transmettent l'orientation et les angles d'inclinaison de chaque *LCM* afin de reconstruire la forme de la ligne.

La première étape consiste à connaître la position absolue des éléments du détecteur lors du déploiement sur site. Pour cela, un système à basse fréquence est utilisé. Ce système a une longue portée qui permet des communications claires avec le bateau procédant au déploiement. En contrepartie, sa précision est de l'ordre du mètre. Cinq transpondeurs basses fréquences ont été déployés autour du site, la plupart des éléments du détecteur en sont également équipés au niveau de leur base. Cela permet ainsi de connaître le positionnement en temps réel depuis le bateau lors des opérations de déploiement.

Lors de la prise de données, c'est un système à haute fréquence qui mesure les positions avec une précision de l'ordre de quelques cm. Pour cela, chaque secteur dispose d'un hydrophone récepteur. Chaque pied de ligne dispose d'un émetteur récepteur. De plus, des transpondeurs autonomes ont été déployés sur le site.

Le positionnement se fait par une succession de cycles en deux temps. Dans un premier temps, un pied de ligne émet un signal qui est enregistré par les hydrophones, ce qui permet de déduire l'altitude des hydrophones dans la ligne émettrice, et la distance des autres hydrophones relativement au pied de cette ligne. Dans un second temps, le pied de ligne envoie un signal à destination d'un transpondeur autonome. Celui-ci envoie alors un signal qui est reçu par les hydrophones, la distance entre le pied de ligne et le transpondeur autonome étant fixe, cela permet alors de déduire la distance entre les hydrophones récepteurs et le transpondeur émettant le signal. Ce processus est réitéré plusieurs fois jusqu'à avoir assez de données pour trianguler correctement les hydrophones.

Enfin, afin de connaître la forme de toute la ligne et la position des modules optiques, l'orientation et les angles d'inclinaison de chaque *LCM* sont mesurés en temps réel par la carte compas. Ces données sont alors combinées à celles obtenues par l'acoustique afin de réaliser un ajustement polynomial de la forme de la ligne. Cet ajustement est alors sauvegardé dans la base de données et permet de récupérer la forme du détecteur en temps réel lors de la reconstruction.

3.1.3 Le calcul du temps

L'horloge

ANTARES dispose d'une horloge centrale à terre. Cette horloge est synchronisée sur le temps GPS, avec une précision de l'ordre de la ms. L'horloge est un point central de l'instrument ANTARES. C'est elle qui transmet les ordres de début et de fin d'acquisition. L'horloge contrôle également la fréquence des *RTS*. Elle transmet également des ordres aux cartes horloges embarquées dans chaque *LCM*. En particulier pour leur transmettre périodiquement l'ordre de remise à zéro du compteur de *timestamp*. De plus, l'horloge contrôle les dispositifs de calibration in-situ du détecteur. La plupart des opérations d'horloge sont enregistrées en base de données¹ afin de pouvoir remonter facilement au temps absolu. Cette information est indispensable afin de pouvoir associer l'origine des événements avec une carte du ciel. La méthode de calcul du temps sera décrite en détail dans la suite.

La précision demandée par ANTARES nécessite de prendre en compte le temps de propagation du signal d'horloge dans la ligne. C'est ce que l'on appelle la phase d'horloge. La phase est mesurée entre l'horloge à terre et le pied de ligne et entre le pied de ligne et les étages. La phase varie d'environ

¹Depuis 2006, les remise à zéro du *timestamp* ne sont plus enregistrées en base de données en raison du nombre extrêmement important d'événements de ce type.

120 ns entre chaque étage². Il est nécessaire de corriger ce déphasage afin de connaître les temps exacts. L'horloge mesure automatiquement ce déphasage tous les quarts d'heure. Ces mesures ont une stabilité meilleure que 20 ps.

L'enregistrement du temps

Comme nous l'avons vu précédemment, les informations sur le temps sont enregistrées dans le *timestamp* et dans la rampe de *TVC*. Le registre de *timestamp* est incrémenté toutes les 50ns par l'horloge. La rampe de *TVC* correspond à un signal en dents de scie, ayant une période de 50ns, dont la valeur au moment où un signal est intégré par l'ARS est numérisée sur 8 bits³. En pratique, la dynamique de la rampe n'est pas identique pour tous les *TVC*, il est donc nécessaire de calibrer individuellement chaque *TVC*. Pour cela, il faut repérer les valeurs minimale et maximale que prend le *TVC*. C'est entre ces valeurs que s'écoule 50ns. Afin de définir ces valeurs minimale et maximale nous utilisons la méthode des 10 % : les valeurs minimale et maximale correspondent au premier et dernier canal de l'histogramme contenant au moins 10% du nombre d'entrées attendues, dans l'hypothèse d'une distribution aléatoire de *hits* allant de 0 à 255. On définit alors un seuil par :

$$Th = \frac{N}{256} * 0.1$$

où N est le nombre d'entrées dans le *TVC*. La figure 3.1 est un histogramme représentant la répartition des événements dans une rampe de *TVC*. Les bornes de la calibration en *TVC* sont représentées par les deux lignes verticales, elles ont été obtenues à l'aide du seuil représenté par la ligne horizontale. A partir des valeurs de TVC_{min}/TVC_{max} ainsi obtenues, on peut remonter linéairement au temps dans le *TVC* :

$$t_{ns}(TVC) = (TVC - TVC_{min}) * \frac{50}{TVC_{max} - TVC_{min}}$$

Le temps (en nanoseconde) depuis la dernière remise à zéro du *timestamp* est alors donné par :

$$t_{RTS} = 50 \times \frac{timestamp}{2} + t_{ns}(TVC)$$

On utilise $50 \text{ timestamp}/2$ car le dernier bit du *timestamp* est utilisé pour identifier la rampe de *TVC*. Afin de connaître le temps depuis le début du *run*, il suffit de compter le nombre de *frame* et de le multiplier par la durée d'un *frame*. On a alors :

$$t_{abs} = t_{start} + N_{frame} * t_{frame} + t_{RTS} - (t_{RTS} \% t_{frame}) t_{frame}$$

Où t_{start} est le temps auquel le run a commencé, écrit à la μs en base de donnée, N_{frame} est le nombre de *frame* depuis le début du *run*, qui figure dans les informations écrites dans l'événement, t_{frame} est la période de temps entre deux *frames* figurant en base de données⁴, t_{RTS} est le temps depuis le dernier *RTS* calculé avec les formules précédentes, % représente l'opérateur modulo, donc $t_{RTS} \% t_{frame}$ donne alors le nombre de *frame* depuis le *RTS*.

² Soit un temps correspondant au temps de propagation du signal d'horloge entre deux étages

³ On a donc 255 unités pour 50ns, soit une résolution de 0.2 ns

⁴ Elle est en général de 0.1048576 s tandis que le temps d'un *RTS* est de 0.04194304s, un *RTS* est donc envoyé toutes les 4 *frames*

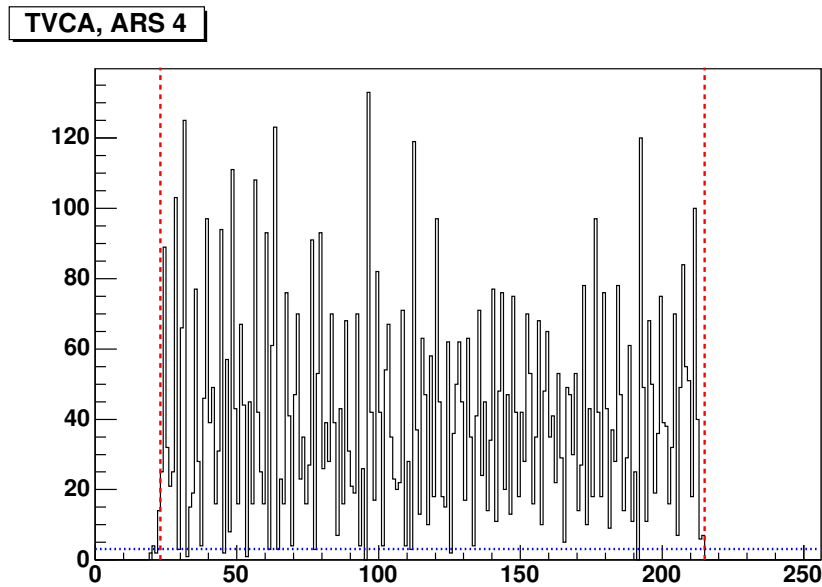


FIG. 3.1 – Exemple d’histogramme présentant la répartition des événements dans une rampe de TVC. La ligne horizontale présente le seuil utilisé pour le choix des valeurs minimale et maximale. Les lignes verticales représentent ces valeurs. Entre ces deux lignes, la distribution est proche d’une distribution plate. Les pics et trous proviennent d’effets non linéaires dans le TVC

L’effet de Walk

Un signal avec une charge élevée passera le seuil plus tôt qu’un signal avec une faible charge, comme le montre la figure (3.2). Par conséquent, un pic avec une faible charge aura un retard de quelques ns sur un pic ayant une charge élevée. Cet effet est appelé l’effet de *walk*. Nous le corrigeons en utilisant la méthode développée par S.Karkar [70]. Le temps calculé est corrigé par la fonction suivante :

$$t_{corr} = t + \frac{p_0 + p_1 \cdot Q}{p_2 + Q}$$

Où Q est la charge du signal en pC . Les paramètres p_0 , p_1 , p_2 sont obtenus en ajustant la fonction sur un profil $\Delta t / Q$ réalisé à partir des mesures en salle noire. Cette correction permet alors d’obtenir des temps corrects.

3.1.4 La calibration en charge

La calibration en charge des ARS peut se faire de deux manières différentes. À terre, avant l’intégration du détecteur, il est possible de brancher directement un générateur sur l’ARS. Ce générateur va alors envoyer périodiquement des pics de charge connue sur l’ARS. Il suffit alors de faire une régression linéaire pour convertir les AVC en pC .

Une fois le détecteur en opération, il est impossible de brancher directement un générateur de pics sur les ARS. Il faut donc utiliser les éléments disponibles sur place. Les photomultiplicateurs sont illuminés par de nombreux événements déclenchés par un seul photon⁵. On a donc un pic à un photo-électron

⁵Par exemple dû aux bactéries bioluminescentes ou à la désintégration de ^{40}K

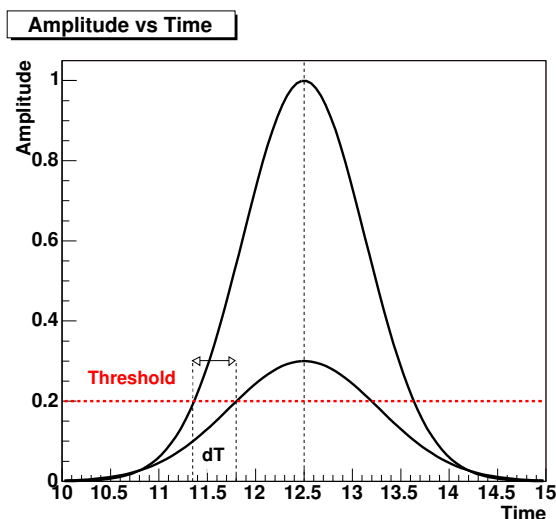


FIG. 3.2 – Principe de l'effet de *Walk* dû au temps de montée du signal jusqu'au seuil. Les signaux ayant une charge faible arrivent en retard sur ceux ayant une charge élevée. La correction permet de parer à ce problème.

bien marqué. Si on déclenche l'intégration du signal sur l'ARS à partir d'un ordre extérieur arrivant à un instant aléatoire, on peut connaître la valeur en *AVC* du piédestal correspondant à 0 *p.e.* L'utilisation de ces deux mesures permet alors de réaliser une calibration en charge en supposant la linéarité de la réponse de l'ARS. La figure (3.3) représente le spectre d'amplitude mesuré à la sortie d'un photo-multiplicateur d'une part pour le cas théorique et d'autre part en pratique.

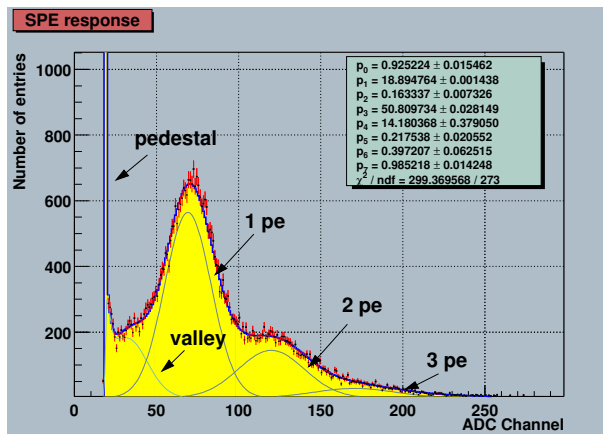
3.1.5 La calibration temporelle à terre

Après l'intégration d'une ligne, celle-ci est calibrée à terre. Cela se passe de la manière suivante[71] : dans un premier temps, l'horloge mesure les phases dans tous les *LCM*.

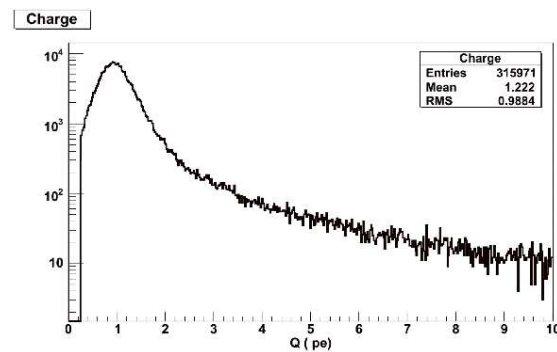
Ensuite, des données sont prises sans illuminer les photomultiplicateurs, cela permet à la fois de mesurer le taux de comptage des modules optiques au repos afin de s'assurer de leur fonctionnement correct, mais également de connaître l'amplitude en *AVC* correspondant à un photo-électron, et enfin de mesurer les valeurs minimum et maximum de la rampe de *TVC*.

Vient enfin la mesure des temps propres de chaque photomultiplicateur. Pour cela, les photomultiplicateurs sont illuminés par un LASER impulsif envoyant des impulsions de $1\mu\text{J}$ à une fréquence de 1 kHz. Le signal du LASER est transmis sur 16 voies. Une photo-diode servant de référence provient du LASER. Le signal de celle-ci est transmis sur un *LCM* de référence. Le signal optique est quant à lui dirigé vers les 15 modules optiques du secteur comme le montre la figure (3.4) qui est un schéma de principe de l'installation en salle noire. Il faut alors, pour chaque *ARS* comparer les différences de temps entre celui-ci et le signal de référence issu de la photodiode. Pour réaliser cette mesure, il faut prendre en compte tous les offsets dus à la propagation du signal. Ces offsets sont notés sur la figure 3.4. On peut les classer en 3 catégories :

- Les offsets dus au *LCM* de référence : dt_8 , dt_9 correspondant respectivement aux temps de propagation du signal du LASER à la photodiode et de celle-ci au *LCM*.
- L'offset induit par la propagation du signal entre le LASER et le splitter dt_1 .



(a) Spectre Théorique des signaux à la sortie d'un photomultiplicateur (en AVC)



(b) Spectre mesuré sur site (en p.e.)

FIG. 3.3 – Spectre de la charge à la sortie d'un photomultiplicateur. A gauche le spectre théorique sur lequel on voit le piédestal. À droite, le spectre mesuré sur site, dominé par le pic à un photon-électron correspondant au bruit de fond optique à 1 p.e.

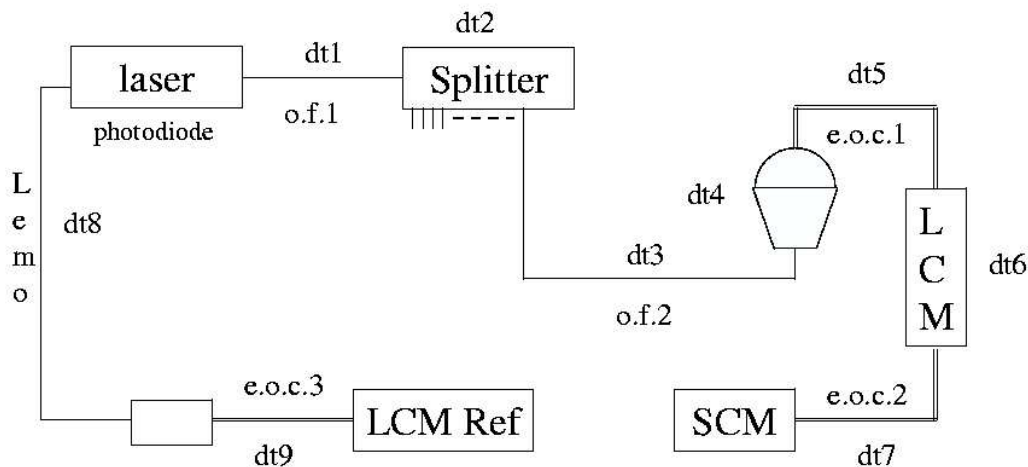


FIG. 3.4 – Le banc de calibration en salle noire. Le signal du LASER est transmis aux modules optiques via un réseau de fibres optiques tandis que la photo-diode incorporée au LASER est directement branchée sur le LCM de référence. Il est bien entendu nécessaire de corriger les différents temps de propagation du signal pour pouvoir réaliser une calibration à terre correcte.

- Les offsets propres à chaque module optique, $dt3, dt5$ et $dt7$ correspondant respectivement au temps de propagation du signal, entre le splitter et le module optique, entre le module optique et le LCM, et à la phase du LCM.

Les deux premières catégories sont indépendantes du LCM. Au final, seule la différence de longueur de fibre doit être corrigée. Afin de pouvoir paramétrer l'effet de *Walk*, cette procédure est répétée avec plusieurs intensités différentes. Les paramètres mesurés doivent respecter un certain nombre de critères de qualité[72]. S'ils ne sont pas respectés, l'élément fautif sera remplacé après accord du coordinateur technique de l'expérience.

3.1.6 La calibration in-situ

Les Balises LED

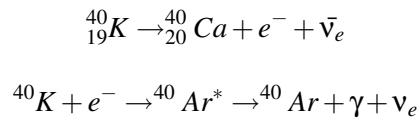
Chaque ligne possède quatre balises LED. Ces balises se composent d'un hexagone dont chaque face est couverte de cinq LED bleues⁶. Un petit photomultiplicateur se trouve au centre de l'hexagone afin de mesurer le temps du flash et de l'utiliser comme référence. Ces balises sont visibles par la ligne qui les contient mais également par les lignes voisines. Chaque semaine, des données sont prises avec toutes les balises.

LED Internes

À l'intérieur de chaque module optique, se trouve une LED, du même type que celle équipant les balises, qui éclaire la photo-cathode. Cette LED permet d'étudier les évolutions du temps de transit ce qui fera l'objet de ce chapitre.

Potassium 40

La désintégration du ^{40}K suivant les processus :



Le premier processus donne un électron rapide donnant de la lumière Cerenkov, dans le second, c'est la désexcitation de l'Argon qui produit un photon. Cette lumière produit un bruit de fond constant avec une fréquence de l'ordre de 40kHz. Mais il s'agit également d'une source pouvant être utilisée pour la calibration lorsque plusieurs photomultiplicateurs sont touchés par les photons Cerenkov produits par cette désintégration.

Cette méthode permet aussi de contrôler l'efficacité des photomultiplicateurs ; en effet, le taux de coïncidence provenant du ^{40}K ne dépend que de la salinité de l'eau. Cela permet donc de s'assurer que l'efficacité des photomultiplicateurs ne diminue pas avec le temps. Ces taux permettent également de vérifier directement le bon fonctionnement des modules optiques. En effet, comme on peut le voir sur la figure (3.5), il y a des coïncidences dues au ^{40}K sur tous les modules optiques. L'absence de coïncidences signifie que le module ne fonctionne pas. Au contraire, un taux trop élevé de coïncidences signifie un problème dans le réglage du seuil ou des hautes tensions du photomultiplicateur.

⁶ $\lambda_{LED} = 470nm$

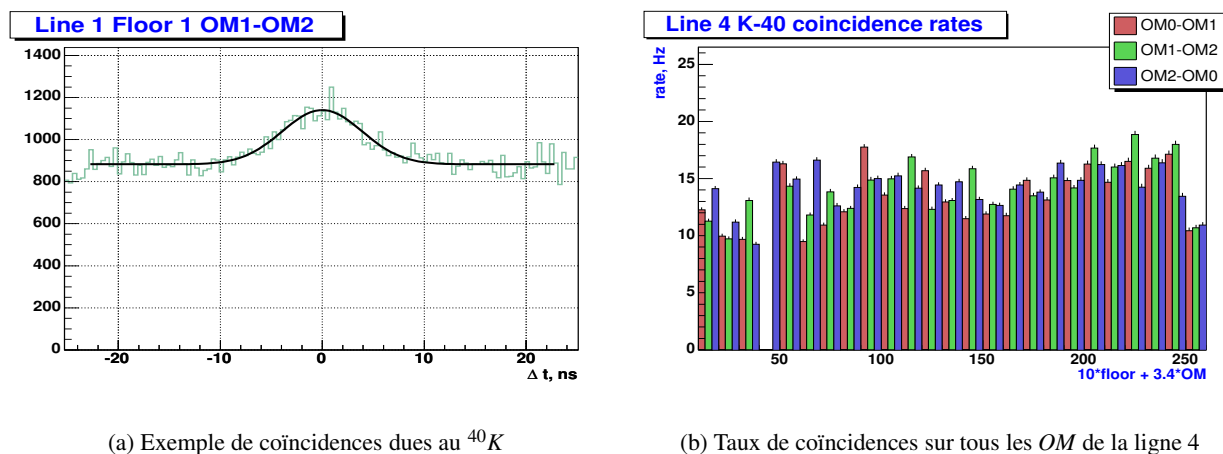


FIG. 3.5 – Coïncidences dues au ^{40}K , à gauche exemple de coïncidence entre deux *OM*, le fond plat correspond aux désintégrations aléatoires, tandis que le pic gaussien correspond à deux photons émis par la même désintégration et vus par deux *OM*. À droite, taux de coïncidences pour toute la ligne 4, on peut alors directement identifier quels *OM* ne fonctionnent pas.

Le réglage des seuils

Lors du déploiement de la ligne, les seuils de déclenchement des *ARS* sont réglés par défaut à une valeur abstraite commune à tous les *ARS*, de telle sorte que le seuil soit inférieur à un p.e. . Pour réaliser une prise de données dans de bonnes conditions, il est nécessaire de procéder à un réglage des seuils.

Pour cela, il faut prendre une série de *run* en faisant varier le seuil de l'*ARS*. Le taux d'événements sur l'*ARS* va alors augmenter lorsqu'on diminue le seuil. A seuil élevé, le taux d'événements va être bas et rester grossièrement constant. Autour du pic du photo-électron, on va avoir une augmentation rapide du taux d'événements, Une fois sous le pic du photo-électron, le taux d'événements va à nouveau très peu augmenter.

Cette méthode permet de connaître la position du photo-électron, dans l'échelle des seuils et donc d'avoir une référence pour procéder au réglage du seuil de chaque *ARS*.

Propriétés optiques de l'eau

Pour faire une reconstruction correcte, il faut connaître les propriétés de l'eau dans laquelle se propage la lumière Cerenkov. Afin de contrôler régulièrement les propriétés optiques de l'eau, la ligne d'instrumentation est équipé d'un dispositif appelé *CSTAR*, cependant le *CSTAR* équipant la *MILOM* ne fonctionne pas suite à des problèmes de bio-salissures. Nous présenterons plus loin une méthode pour mesurer les propriétés optiques de l'eau en étudiant la lumière émise par les balises *LED*.

3.2 Le contrôle des temps de transit

Il est nécessaire de savoir à quelle période les calibrations doivent être refaites. L'un des éléments susceptibles de modifier la calibration du détecteur est le temps de transit des photomultiplicateurs. C'est pourquoi il est nécessaire de contrôler ses variations. Chaque module optique contient une *LED*[73] dont

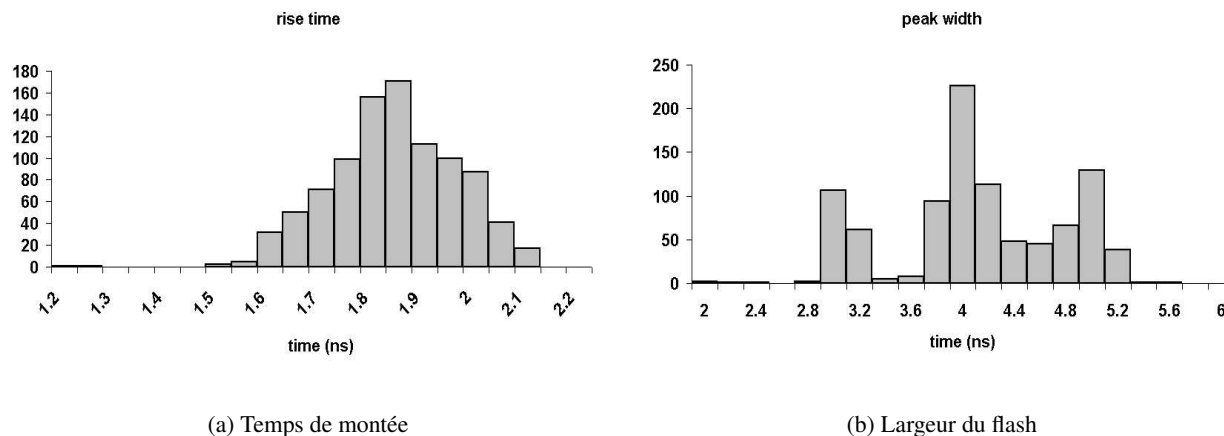


FIG. 3.6 – Caractéristiques des LED : temps de montée et durée du flash mesurés sur le banc de test de Sheffield

le flash est synchronisé avec l'horloge. Le temps où l'ordre flash est donné ne dépend que de l'horloge, tandis que le temps auquel le flash sera vu dépendra du temps de transit du photomultiplicateur.

Propriétés de la LED interne

Les LED internes et leur électronique de contrôle sont les mêmes que pour les balises LED. Les LED et leur circuit ont été testés à l'université Sheffield. Les caractéristiques de temps d'illumination de chaque LED sont donc connues. Les LED sélectionnées ont un temps de montée d'environ 1.8 ns et la durée de l'impulsion d'environ 4 ns [74]. La figure (3.6) présente les temps de montée et durées d'impulsion des LED⁷. Le signal de la LED dure donc moins de 10ns tandis que le temps d'intégration de l'ARS est de 25ns. Le temps auquel le flash de LED aura été vu correspondra au temps auquel le premier photon aura été détecté par le photomultiplicateur. La LED émet de la lumière à 470nm avec un nombre total de photons variant de $5 \cdot 10^6$ à $8 \cdot 10^6$ en fonction de l'intensité réglée. Afin de réduire cette intensité, la LED est placée dans une boîte opaque et une fraction de cette lumière est collectée par une fibre et conduite jusqu'à la photo-cathode.

Fonctionnement de la LED interne

La LED envoie un signal synchronisé avec l'horloge. Ce signal est donc synchronisé dans la rampe de TVC. Comme le montre la figure (3.7), il est relativement aisé de repérer le temps auquel le flash de LED est vu, soit en regardant un histogramme bidimensionnel TVC/AVC, soit dans la projection de celui-ci. Une fois la conversion du TVC en ns faite, on peut estimer le temps du flash de LED dans la rampe de TVC, c'est-à-dire le temps de transit modulo 50ns. Les taux de comptage in situ étant de l'ordre de 100 kHz, il est nécessaire d'utiliser des astuces pour pouvoir analyser dans de bonnes conditions les runs de LED internes. C'est pourquoi nous utilisons un dispositif appelé microrun qui consiste à synchroniser la prise de données avec l'horloge. Cela fonctionne de la manière suivante. L'horloge donne l'ordre au LCM de commencer la prise de données, puis envoie l'ordre de flash, puis donne l'ordre d'arrêter la prise de

⁷Il s'agit en fait de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion lumineuse.

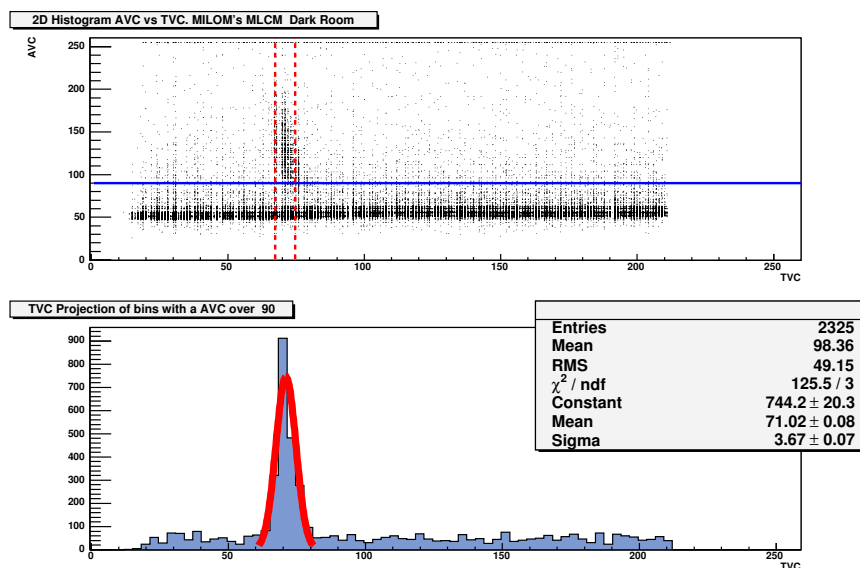


FIG. 3.7 – Histogramme bi-dimensionnel Avc-Tvc et sa projection. La partie au-dessus de la ligne horizontale est projetée pour obtenir l’histogramme du bas. Le signal provenant de la LED interne est alors facilement isolé. Sa position est repérée par un ajustement gaussien. Cette position est reportée sur l’histogramme bi-dimensionnel entre les deux lignes verticales.

données jusqu’au prochain cycle de flash. Cette méthode permet de réduire de façon importante le bruit reçu au cours de *run* utilisant des flashes synchronisés avec l’horloge qu’il s’agisse de LED internes ou de balises LED. La figure (3.8) compare les histogrammes temps/charge pour un *run* où l’acquisition est continue et pour un microrun.

Réglage de la LED

L’intensité de la LED est réglée par le paramètre *DYN_TH* de l’ARS. Lors de la calibration de la MILOM en chambre noire, des données ont été prises avec plusieurs valeurs de ce paramètre. Les résultats sont présentés sur la figure (3.9). On y constate que l’intensité de la LED est maximale pour une valeur de 60 et diminue lorsque la valeur de ce paramètre augmente. La diminution peut être caractérisée de façon linéaire, l’intensité diminue d’environ $0.2p.e.$ par unité de *DYN_TH*. Au delà de 110, le flash de la LED se confond avec le signal provenant d’un seul photo-électron.

Pour la MILOM, toutes les LED avaient été réglées à une même valeur de *DYN_TH* : 90. Avec cette valeur, l’intensité de la LED est suffisamment faible pour éviter d’être dans un régime de saturation mais reste suffisamment intense pour être visible facilement. Le seuil du trigger L0 des ARS était réglé à 100mV, l’essentiel des flashes de LED donnant un signal ayant une intensité supérieure.

Pour les lignes complètes, une autre stratégie a été adoptée. On utilise la valeur standard de *DYN_TH* de 60, soit l’intensité maximale. Ensuite, les modules optiques dont les LED ont une intensité trop haute ou trop basse ont été identifiés. Pour ceux-ci, la valeur est réglée soit à 90, réduisant alors l’intensité, soit à 0 afin de tenter d’augmenter l’intensité mais cette opération n’a aucun effet notable sur les LED de faible intensité.

Les LED peuvent être flashées soit de manière simultanée (dans ce cas, elles sont toutes flashées en même temps), soit de manière séquentielle, c’est-à-dire l’une après l’autre. Dans ce cas, toutes les LED

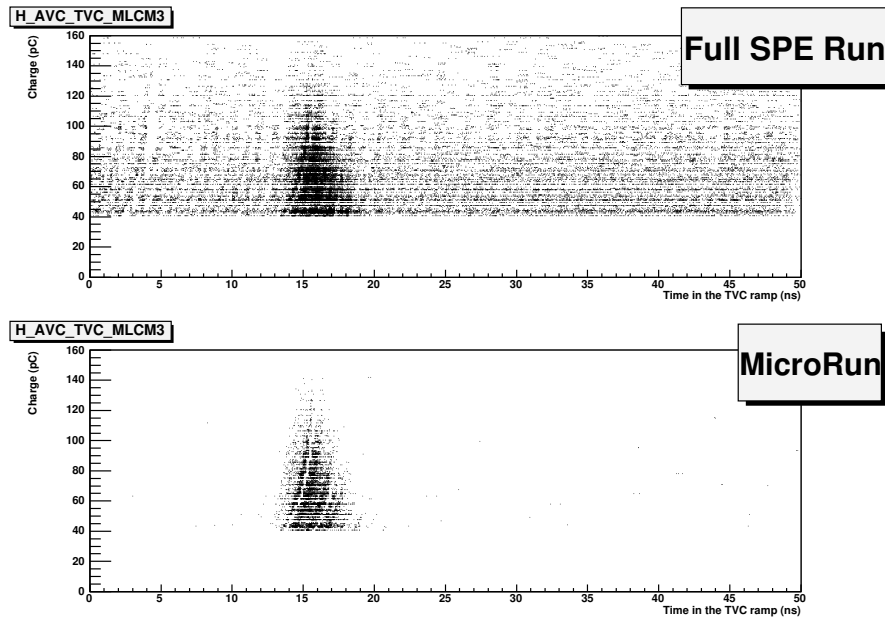


FIG. 3.8 – Comparaison entre une prise de données standard in situ (en haut) et une prise de données en mode microrun. Le mode microrun permet de s’affranchir du bruit.

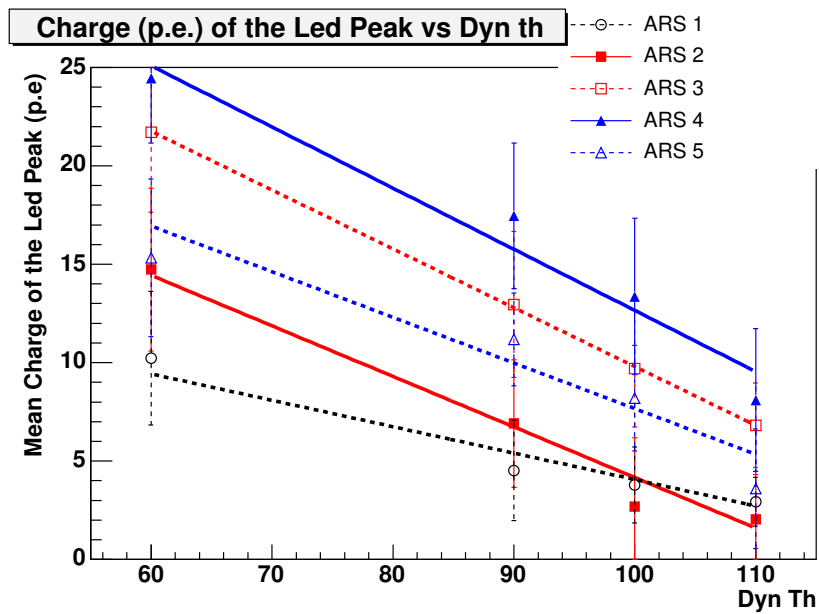


FIG. 3.9 – Variation de l’intensité du signal de LED en fonction du paramètre DYN_TH . Les barres d’erreurs représentent l’écart quadratique moyen de la distribution.

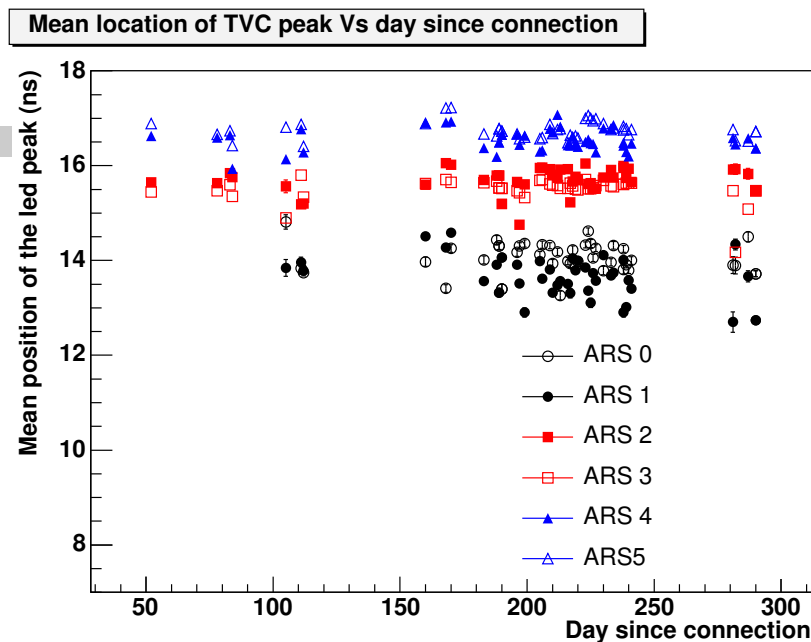


FIG. 3.10 – Évolution des temps de transit mesurés avec les LED internes, pendant toute la période où la MILOM était la seule ligne fonctionnelle. Chaque point représente le temps mesuré dans un ARS, l'erreur étant l'erreur statistique du pic.

de tous les *OM 0* du détecteur flashent, puis celles des *OM 1*, puis celles des *OM 2*. Le délai entre deux flashs est de $1\mu s$. C'est le mode séquentiel qui est utilisé avec un détecteur complet.

3.2.1 Stabilité du détecteur

Étude des données de LED internes pour la MILOM

La MILOM ayant été déployée et connectée plus d'un an avant la première ligne ANTARES, elle a permis d'étudier en détail la stabilité des calibrations du détecteur. Nous traiterons en particulier le cas des LED internes. Sur le *MLCM*, de la *MILOM*, les LED des *OM 1* et *2* fonctionnaient correctement.

Lorsque la *MILOM* opérait seule, des données avec des LED internes étaient prises quasiment tous les jours. La figure (3.10) représente le temps auquel le flash de LED est vu par chaque ARS, pendant les 300 jours d'opération avec seulement la *MILOM*. Le temps utilisé est relatif au début de la rampe de *TVC*, après conversion du *TVC* en nanoseconde. Une nouvelle calibration en *TVC* a été utilisée chaque semaine pour cette étude. On observe alors que les temps de transit sont assez constants. Pour estimer plus précisément la stabilité des temps de transit in situ, les temps mesurés au cours du temps ont été projetés sur la figure (3.11). On peut alors estimer la dispersion des temps de transit sur une longue durée. Cette dispersion est inférieure à 0.5 ns pour les *OM 1* et *2*.

Enfin, nous avons étudié l'influence de la charge sur le temps de transit, en utilisant une calibration en charge faite sur le banc de test de Saclay avant l'intégration des ARS dans la ligne. On constate alors que la charge du pic de LED varie peu in situ, mais également que les variations du temps de transit ne dépendent pas de la charge de ce pic comme le montre la figure (3.12).

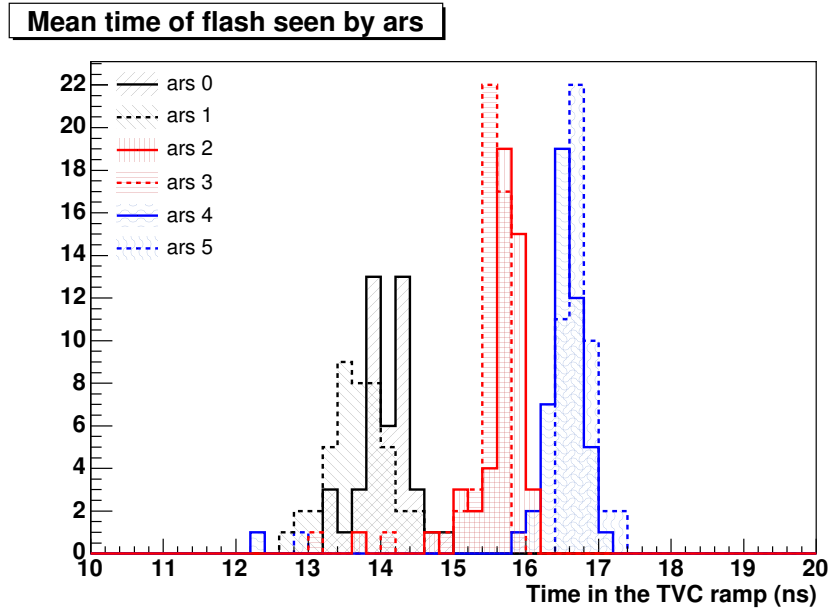


FIG. 3.11 – Projection de la figure (3.10) permettant alors de constater que les temps de transit sont stables à moins de 0.5 ns.

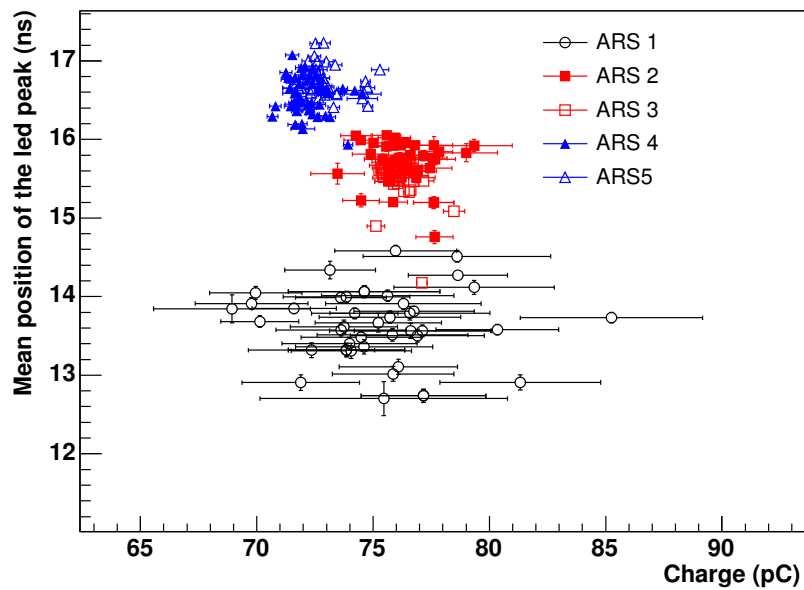


FIG. 3.12 – Temps de transit en fonction de la charge pour les différents *runs* de LED internes pris avec la *MILOM*.

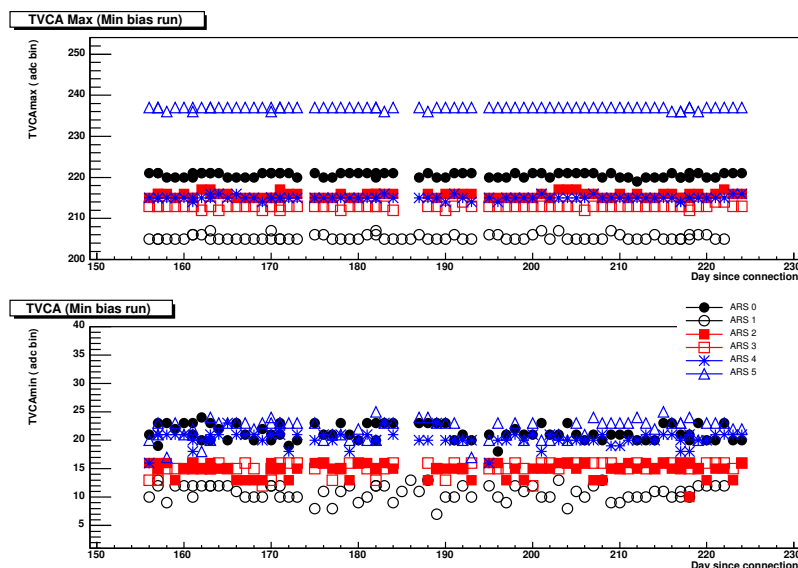


FIG. 3.13 – Évolution de la calibration en TVC : en haut TVC_{max} , et en bas TVC_{min}

Stabilité des autres paramètres de la MILOM

Afin de compléter cette étude, nous avons contrôlé également la stabilité de la calibration TVC_{min}/TVC_{max} et de la calibration en charge. Pour cela, nous avons étudié des données de MILOM sélectionnées par le *trigger minimum bias*, prises pendant les nuits⁸ et ce sur une période de deux mois et demi entre septembre 2005 et décembre 2005.

La mesure des TVC_{min}/TVC_{max} est faite avec la méthode décrite au paragraphe 3.1. Pour la calibration en charge, nous avons surveillé la valeur moyenne de la distribution en AVC. Cette distribution est dominée par du bruit valant un photo-électron, comme nous l'avons vu sur la figure (3.3). C'est pourquoi la valeur moyenne des AVC nous donne une approximation de la position du pic à un photo-électron. La figure 3.13 représente la stabilité de la calibration TVC_{min}/TVC_{max} . On y constate que les valeurs de ces paramètres varient au cours du temps, d'environ une unité pour TVC_{max} et de deux unités pour TVC_{min} . La figure 3.14 représente la stabilité des AVC relativement au premier point. On y constate que la valeur moyenne de la distribution bouge de moins de 0.5% sur cette période, de plus on peut remarquer que les différents ARS ont des comportements similaires. [PIEDESTAL]

Ce que la MILOM nous a appris sur la stabilité du détecteur

La MILOM a permis de confirmer que les dispositifs d'acquisition de données sont stables, qu'il s'agisse des temps de transit des photomultiplicateurs ou bien des paramètres de calibration. Ces résultats nous permettent alors de consacrer l'essentiel du temps d'opération du détecteur à la prise de données de physique, sans devoir en permanence refaire des calibrations.

Nous avons également pu voir dans quelles circonstances les temps de transit ne sont pas à leur valeur nominale, et pouvons donc prendre en compte ces phénomènes dans les données à analyser.

Enfin, la MILOM a prouvé la stabilité du détecteur sur une longue période de temps. De fait, on peut se contenter de faire des calibrations de manière hebdomadaire sans risque majeur de grosse variation.

⁸C'est-à-dire lorsque la salle de contrôle était inoccupée, donnant alors des *runs* longs

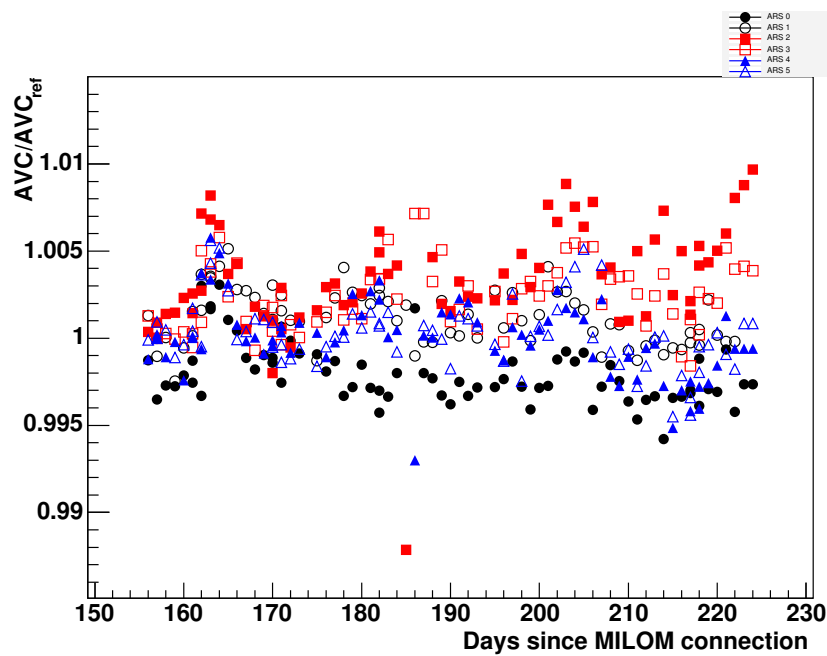


FIG. 3.14 – Stabilité de la calibration en AVC, relativement au premier point.

3.2.2 Procédure automatique sur un détecteur complet

Si, pour 3 modules optiques, l'analyse manuelle des données de LED internes est envisageable, le détecteur complet en comportera 900 et rend l'analyse manuelle impossible. Il a donc été nécessaire de développer une procédure automatique. Cette procédure a d'abord été développée sur la *MILOM*, puis améliorée afin de faire face aux difficultés rencontrées avec les lignes complètes.

Difficultés rencontrées

La première difficulté est due au fonctionnement du détecteur. En effet, le temps de transit d'un photomultiplicateur ANTARES est de l'ordre de 60 ns, la rampe de TVC dure 50 ns. Pour les photomultiplicateurs ayant un temps de transit court, le temps auquel est vu le flash de LED peut se synchroniser avec la fin de la rampe de TVC. On se retrouve ainsi avec un pic qui se chevauche sur deux TVC successifs, c'est-à-dire qu'en fait, on trouve deux pics, un autour de 50ns, et un autour de 0 ns. Il a donc été nécessaire d'*enrouler* la rampe de TVC c'est-à-dire de reporter les points se trouvant en fin de rampe de TVC au début. C'est pourquoi l'histogramme présentant le temps dans la rampe de TVC après conversion, va de -10 à 50 ns au lieu d'aller de 0 à 50 ns. Les événements ayant lieu entre 40 et 50 ns sont reportés dans la région entre -10 et 0. Ceci explique que pour certaines LED le temps nominal peut être inférieur à zéro.

La seconde difficulté rencontrée vient des taux de comptage : en effet, la ligne 1 a été déployée dans une période où les taux de comptage étaient particulièrement élevés, ce qui a rendu l'analyse plus difficile et ce, même en mode *microrun*. En effet, plusieurs phénomènes viennent alors perturber la prise de données puis l'analyse. Citons en particulier :

- Lorsque le taux de comptage devient élevé, le temps d'intégration devient non négligeable devant le temps séparant l'arrivée de deux photons. Il est alors fort probable que l'ARS soit déjà en

train d'intégrer un signal lors du flash LED, diminuant alors fortement l'efficacité du *run* de LED interne.

- Avec des taux de comptages élevés, il y a plus d'événements avec une charge importante, diminuant alors la qualité de la coupure en charge.

Méthode de recherche de pic

La recherche automatique du pic dans la rampe de TVC pour un histogramme se déroule de la manière suivante :

- Dans un premier temps, on remplit un histogramme avec les temps des *hits* (dans la rampe de TVC après conversion en ns) ayant une charge supérieure au photo-électron. On calcule alors le nombre d'entrées attendues dans chaque bin dans l'hypothèse d'une distribution plate.
- On balaye alors l'histogramme, en recherchant toutes les zones où le nombre d'entrées par bin est supérieur à 4 fois le nombre attendu dans l'hypothèse d'une distribution plate⁹. On sélectionne les zones larges d'au moins 0.8 ns.
- On tente alors un ajustement gaussien du pic dans les régions considérées. On classe ensuite les ajustements obtenus pour les différentes zones¹⁰ en fonction de l'erreur statistique sur la position du pic. On sélectionne enfin le pic ayant la plus faible erreur sur sa position, avant de sauvegarder sa position.
- Si aucun pic n'est trouvé, on sauvegarde la moyenne et l'écart quadratique moyen de l'histogramme. Si l'histogramme n'est pas bon¹¹, on enregistre alors la valeur -20 servant de code d'erreur.

Erreurs systématiques

Afin d'estimer les erreurs systématiques lors de l'usage de LED internes, la procédure suivante a été utilisée : deux *runs* de LED internes ont été pris l'un après l'autre. Le délai entre les deux runs est alors suffisamment court pour supposer qu'aucun facteur extérieur ne puisse modifier les temps de transit. Ceux-ci sont alors mesurés par la chaîne automatique que nous venons de décrire. En comparant alors les deux mesures on peut obtenir une estimation de l'erreur systématique. La figure (??) représente la différence entre deux mesures consécutives du temps du flash. La largeur de cette distribution et de son ajustement gaussien étant de l'ordre de 50 ps on peut estimer l'erreur systématique, Nous pouvons donc en conclure :

$$\text{Err}_{\text{sys}} < 50\text{ps}$$

Influence de la température

Si l'on fait un *run* de LED interne juste après un redémarrage à froid du détecteur¹², on observe que le temps auquel le flash de LED est vu est inférieur d'environ une nanoseconde au temps habituel. Afin d'étudier ce phénomène, une série de *runs* successifs d'environ 2 minutes a été prise après un redémarrage à froid du détecteur. On peut alors observer, comme le montre la figure (3.16), que le temps de transit met environ 40 minutes (2200 s) à atteindre sa valeur nominale. La charge et les $TVC_{\text{min}}/TVC_{\text{max}}$

⁹On cherche à reperer des excès importants

¹⁰Généralement, il n'y a qu'une zone sélectionnée.

¹¹Ce qui arrive soit dans un ARS inactif au moment du run, soit si le run est court et que le nombre d'entrées après projection est inférieur à 500.

¹²c'est-à-dire après une période pendant laquelle l'alimentation provenant de la boîte de jonction a été coupée.

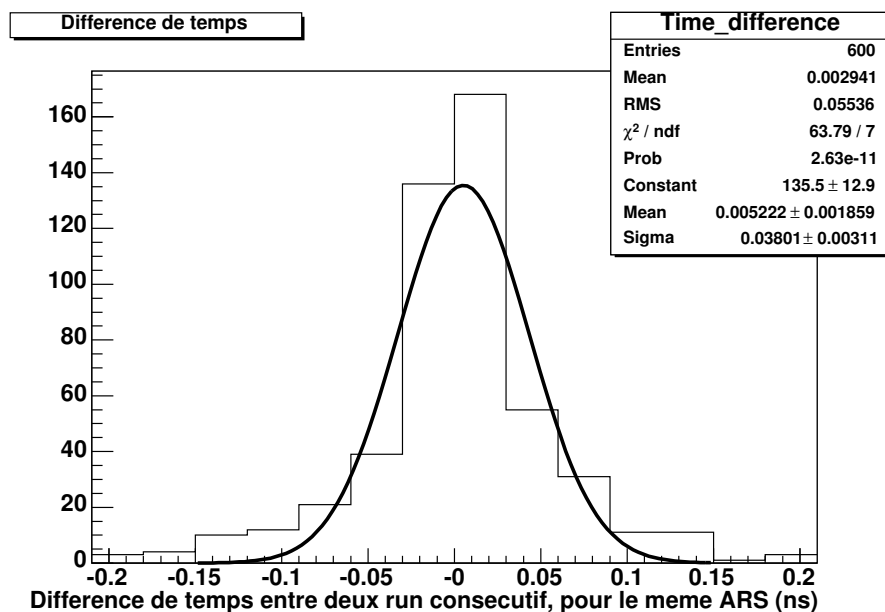


FIG. 3.15 – Comparaison des temps mesurés pour deux *runs* de LED internes consécutifs.

restent stables au cours de cette période. On peut donc s'attendre à ce que les données prises dans la première demi-heure suivant un redémarrage du détecteur soient de moins bonne qualité que les données prises normalement.

L'évolution de la température dans les *LCMs* due à la dissipation thermique de l'électronique semble être une explication plausible de ce phénomène. Afin d'étudier cette hypothèse, une série de tests a été réalisée en salle noire, en faisant varier la température à l'aide de la climatisation.

Le refroidissement des *LCM* a été désactivé pour cette étude et la température de ceux-ci a été mesurée à l'aide d'une sonde thermique posée contre le cylindre en titane. Afin de disposer de plus de statistiques, l'étude a été réalisée sur l'ensemble d'un secteur¹³. Les résultats de cette étude sont présentés sur la figure (3.17). On constate une augmentation du temps de transit avec la température, ce qui permet de déduire que l'augmentation du temps observée sur la figure (3.16) est bien la conséquence du temps de chauffe du *LCM*.

Stabilité du détecteur

La méthode automatique que nous venons de décrire a été utilisée pour analyser les *runs* de LED internes avec les lignes 1 et 2. L'analyse peut être lancée facilement par le *shifter* depuis la salle de contrôle. La figure (3.18) représente la stabilité des temps de transit pour un étage de la ligne 1, entre mars 2006 et septembre 2006. Il est néanmoins compliqué de regarder l'évolution des temps de transit pour tous les étages composant le détecteur. Nous avons donc étudié la stabilité relative à la moyenne, c'est-à-dire la différence entre les temps mesurés à chaque *RUN* et le temps moyen, et ce pour chaque *ARS*. Cette stabilité est représentée sur la figure (3.19). On peut alors en conclure que la ligne 1 est stable à 0.5ns près. Seules les données provenant d'*ARS* ne fonctionnant pas¹⁴ n'ont pas été prises en

¹³Il s'agit du secteur 3 de la ligne 6.

¹⁴identifiés par la valeur -20 .

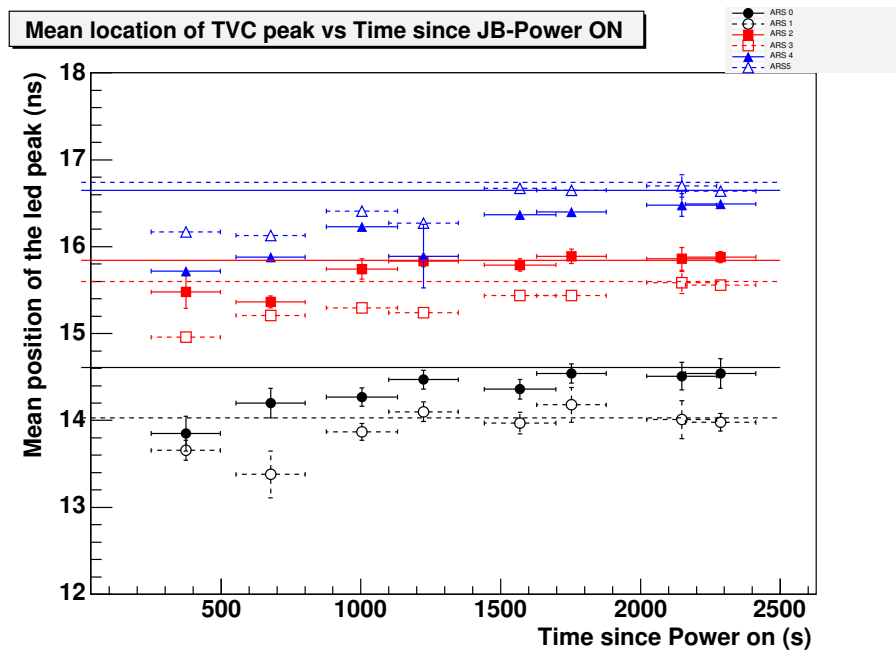


FIG. 3.16 – Temps de transit en fonction du temps après un redémarrage à froid du détecteur

compte. Aucun filtrage n'a été fait sur les données pour rejeter d'éventuels pics mal identifiés. C'est ce qui explique la présence d'événements éloignés de plusieurs nanosecondes, cependant une observation des stabilités individuelles sur chaque *LCM*, nous assure que les points éloignés de la moyenne sont des exceptions dues par exemple à un échec dans la localisation du pic et non des *ARS* instables.

Des événements peuvent modifier les temps auxquels sont vues les LED. Par exemple, les réglages décrits au paragraphe 3.2 ont été réalisés en septembre 2006 et s'accompagnent d'un changement des temps auxquels les LED sont vues. Ce changement s'explique naturellement par un effet de *Walk* dû au changement de la valeur du seuil. L'effet de ce changement est visible sur la figure (3.20). L'effet est différent pour chaque *ARS*, car le seuil et le *DYN_TH* ont été réglés de manière abstraite et non par rapport à une calibration de référence car une calibration précise de ce réglage n'est pas nécessaire à l'analyse que nous avons présentée. En effet, c'est la stabilité temporelle de la LED qui nous intéresse. Celle-ci étant intense, nous pouvons avoir un seuil élevé ; de plus, l'intensité et les seuils étant stables, une fois les réglages faits, ces paramètres ne seront pas à l'origine de variations.

3.2.3 Évolution des calibrations en charge et en temps

Nous allons également vérifier la stabilité des *AVC* et *TVC* de la ligne 1. Nous allons nous intéresser aux *runs* pris au mois de juin 2006, ceux-ci seront analysés lorsque nous aborderons la reconstruction de muons atmosphériques. Comme pour les *LED* internes, il est difficile de représenter individuellement la stabilité des 25 étages.

Nous allons donc combiner l'ensemble des étages dans un histogramme. Pour cela, dans un premier temps, nous allons pour chaque *ARS* calculer la moyenne –sur l'ensemble des *runs*– des bornes des rampes de *TVC*, ainsi que la moyenne des charges moyennes. Ensuite, nous allons remplir un histogramme avec les valeurs mesurées individuellement pour chaque *run* et la valeur moyenne précédemment calculée. Pour la stabilité des *AVC*, on utilise le rapport entre la valeur mesurée et la valeur moyenne.

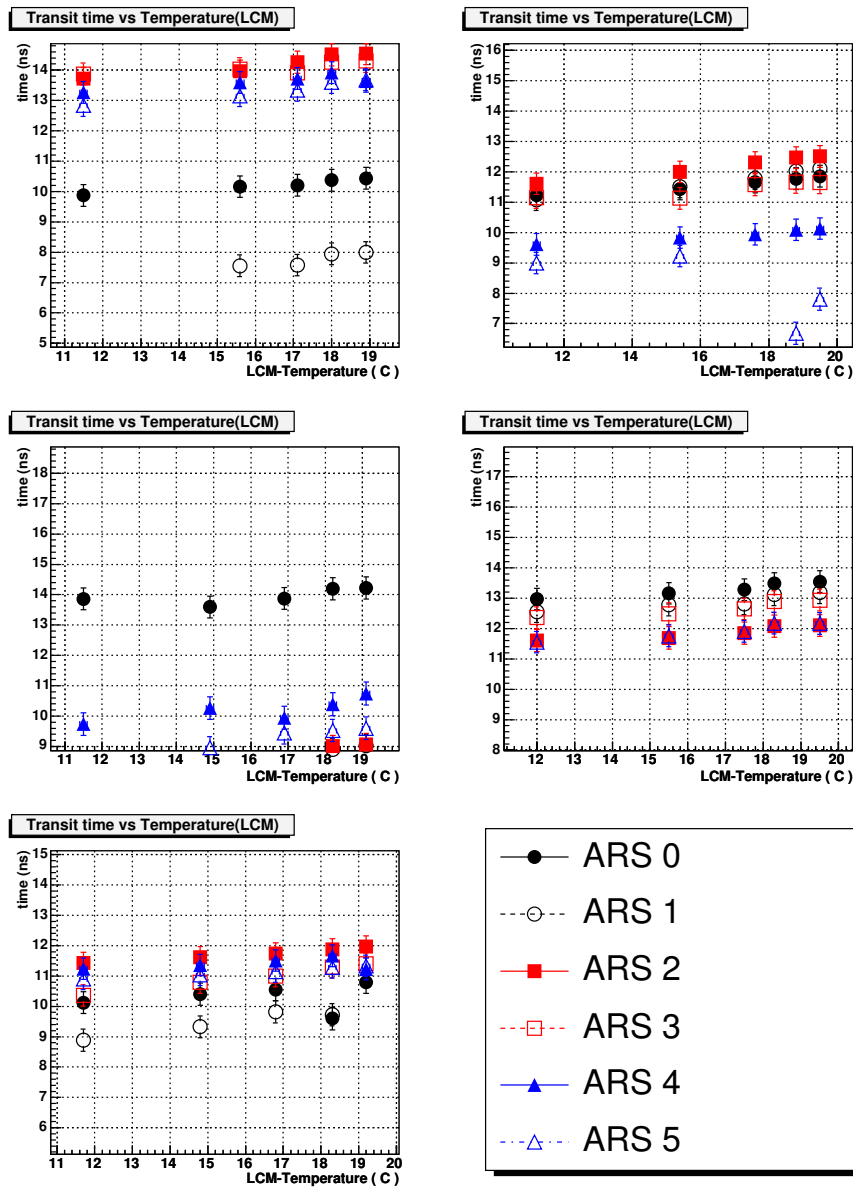


FIG. 3.17 – Évolution du temps auquel est vu le flash de LED en fonction de la température du LCM. Les erreurs sur les temps prennent en compte le fait que ces runs sont faits peu après que le secteur ait été allumé.

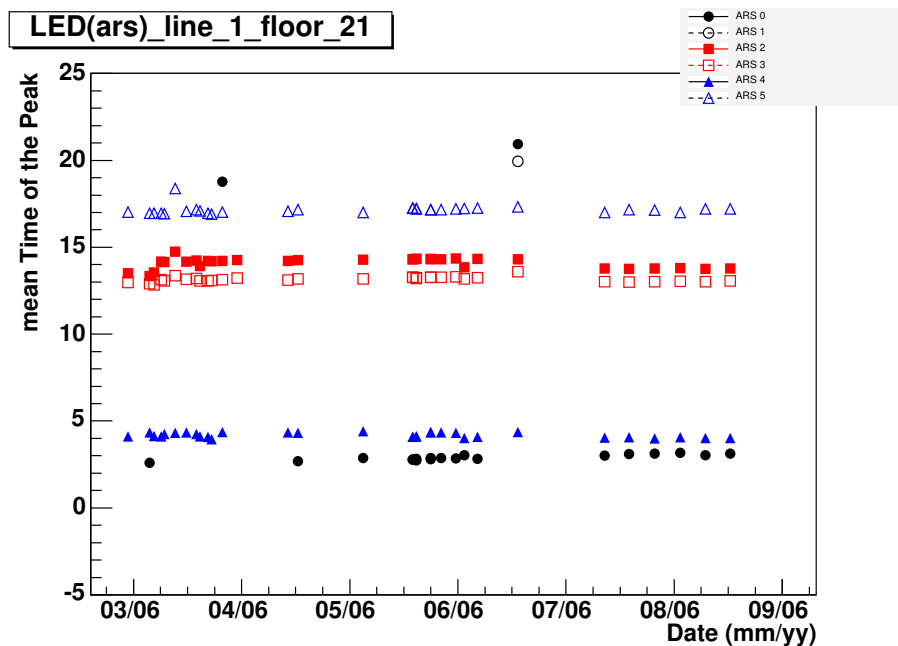


FIG. 3.18 – Stabilité des temps de transit pour l'étage 21 de la ligne 1 de mars à septembre 2006

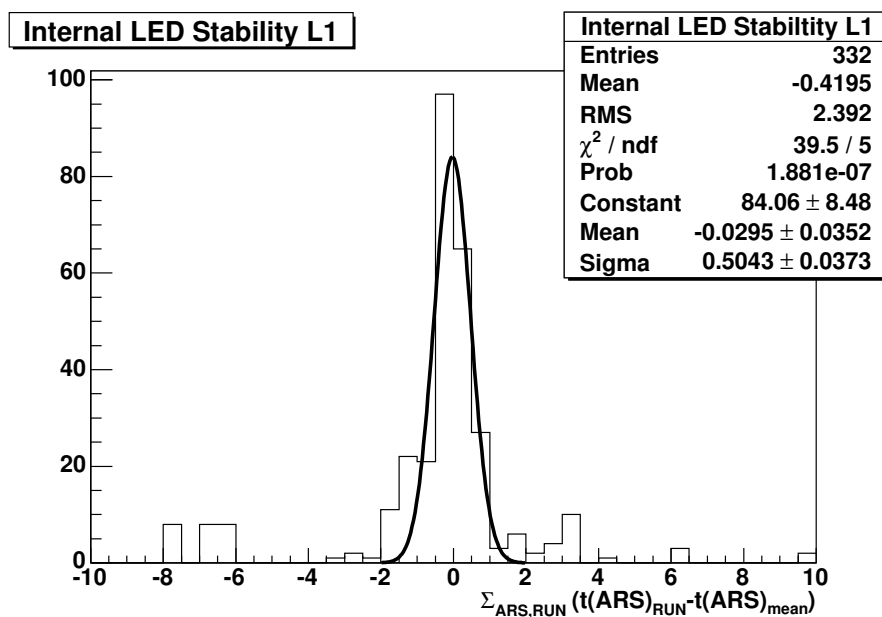


FIG. 3.19 – Somme des écarts des temps de transit vus par chaque ARS relativement à leur moyenne pour la ligne 1.

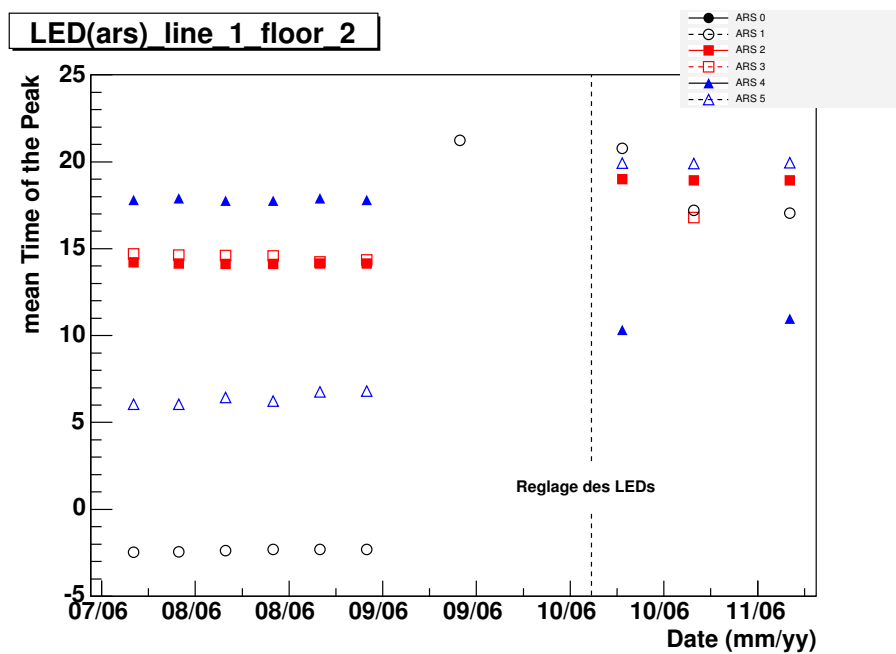


FIG. 3.20 – Effet du réglage sur les temps des LED

Tandis que pour la stabilité des *TVC*, on utilise la différence entre la valeur moyenne et la valeur mesurée.

La stabilité des *AVC* et du maximum de la rampe de *TVC A* est représentée sur la figure (3.21). On y constate alors que les *AVC* varient de moins de 0.5%, et que les variations du *TVC* sont de l'ordre d'un canal. On sait donc que la calibration du détecteur ne varie pas de manière significative une fois sur site, ce qui nous garantit que les données que nous allons analyser dans la suite sont de bonne qualité.

3.2.4 Conclusion sur la stabilité

D'abord, nous avons étudié en détail les propriétés de LED après intégration, lors de la période de test à terre de la *MILOM*. La *MILOM* a permis de vérifier la stabilité de l'électronique d'acquisition. Nous avons pu vérifier la stabilité des temps de transit sur celle-ci, mais également d'autres paramètres tels que la calibration en *TVC* ou en charge. Dans la perspective d'un détecteur complet, la procédure d'analyse des données de LED internes a été automatisée d'abord sur la *MILOM*, puis adaptée à un détecteur plus complet. Ce système automatique est installé dans la salle de contrôle et peut être utilisé par l'équipe de permanence.

Les temps de transit sont stables à 0.5 ns près in-situ et les variations importantes peuvent être corrélées avec un événement extérieur tel qu'un réglage des seuils, des hautes tensions ou de l'intensité des LED. L'influence de la température du LCM a été étudiée. Celle-ci explique les variations de temps vues après un démarrage. Néanmoins, l'amplitude des variations de température sur site est trop faible pour que cela ait une influence importante sur le détecteur.

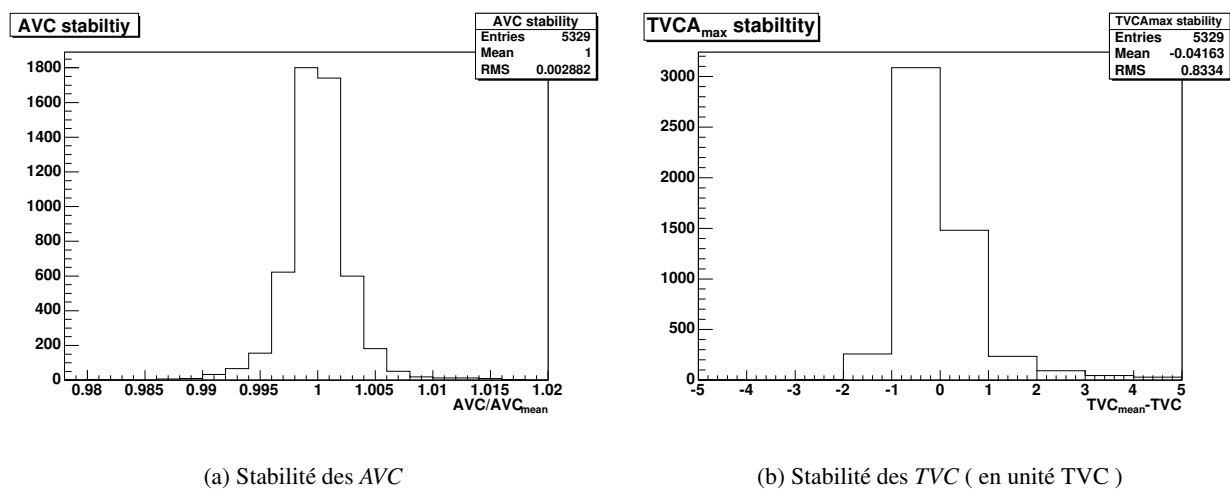


FIG. 3.21 – Histogramme présentant la stabilité de la ligne 1 au mois de juin 2006. À gauche, rapport entre les *AVC* et leur moyenne. À droite, différence entre les *TVC* et le *TVC* moyen.

CHAPITRE 4

Simulation du détecteur et reconstruction de traces

Le hasard c'est "l'involontaire simulant le volontaire"

Jean-Gabriel Tarde

Nous avons désormais un détecteur, nous savons que sa calibration est stable, et avons le cas échéant, des méthodes pour refaire les calibrations lorsque c'est nécessaire. Cependant, afin de comprendre ce que l'on observe, il est nécessaire de prédire ce que va voir le détecteur, c'est l'intérêt des simulations. Il faut aussi avoir des algorithmes capables, à partir des *hits*, de reconstruire les traces des particules traversant le détecteur.

Dans cette partie nous allons dans un premier temps présenter la chaîne de simulation du détecteur. Ensuite nous allons aborder la formation et la propagation d'un cône Cerenkov dans l'eau, ainsi que sa forme vue par le détecteur. Enfin, nous allons décrire les outils de reconstruction utilisés dans ANTARES.

4.1 La chaîne de simulation

Afin d'étudier les performances du détecteur réel, il est nécessaire d'avoir des simulations auxquelles on peut se référer. Pour cela, une chaîne de simulation existe pour les neutrinos atmosphériques et les muons atmosphériques. Les événements sont simulés un par un avec des méthodes *Monte-Carlo*.

Dans un premier temps, les événements sont générés dans un *volume de génération*, ensuite ils sont propagés jusqu'à un volume proche du détecteur appelé *canette*. La *canette* est une boîte cylindrique entourant le volume instrumenté. Une fois dans la *canette*, les événements sont simulés en détail, en particulier le cône de lumière Cerenkov, ainsi que sa propagation dans la mer. Lorsque la lumière atteint le détecteur, la réponse de celui-ci est simulée en détail. La figure (4.1) est un schéma représentant la *canette* et le volume instrumenté.

4.1.1 Production de données simulées

Génération de neutrinos atmosphériques : GENHEN

Les neutrinos de haute énergie traversant le détecteur sont générés par le programme *GENHEN*[75]. Il est utilisé pour générer les neutrinos atmosphériques, mais également pour simuler une source ponctuelle de neutrinos.

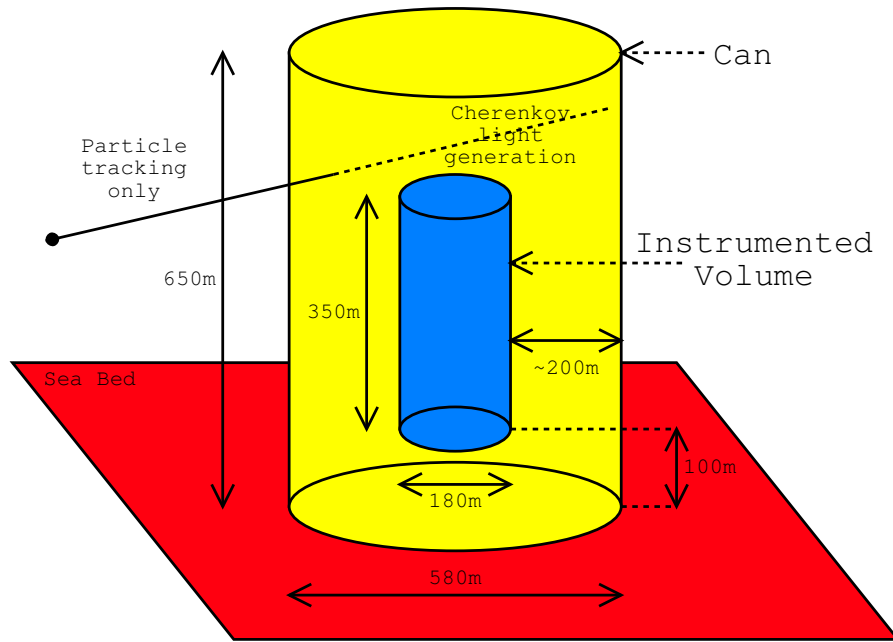


FIG. 4.1 – Schéma de principe de la *canette*, les traces sont propagées jusqu'à celle-ci. Une fois dans la *canette*, la lumière Cerenkov est simulée et propagée jusqu'au volume instrumenté.

Le flux de neutrinos atmosphériques suit à basse énergie le spectre de rayons cosmiques. Au delà de 100 GeV , les muons produits par l'interaction d'un rayon cosmique dans l'atmosphère atteignent le sol et sont arrêtés par la matière, diminuant alors le nombre de neutrinos. Ainsi, à une énergie supérieure au TeV , le spectre de neutrinos moyenné sur tous les angles peut être donné par[76] :

$$\frac{d\Phi(\nu_{atm})}{dE_\nu d\Omega} = 4.9 \left(\frac{E_\nu}{\text{GeV}} \right)^{-3.6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ GeV}^{-1} \quad (4.1)$$

Enfin, à haute énergie ($E > 100 \text{ TeV}$), des mésons charmés à faible durée de vie sont produits. Leur désintégration semi-leptonique contribue au spectre de neutrinos atmosphériques. Cependant, il y a encore de nombreuses incertitudes sur ces flux, c'est pourquoi, afin de permettre l'étude de cette région, le programme *GENHEN* peut produire des neutrinos suivant de nombreux modèles de flux.

Les événements sont produits dans un *volume de génération*. Alors que la *canette* a une taille constante définie par l'utilisateur, ce volume dépend de l'énergie. Pour cela, l'échelle d'énergie est divisée logarithmiquement en dix. Pour chaque partie de cette échelle, un nouveau volume de génération est calculé, en se basant sur la distance maximale que peut parcourir un muon avec une énergie correspondant à l'énergie maximale de chaque segment. Un neutrino est alors généré de manière aléatoire.

Les interactions du neutrino avec la matière sont simulées à l'aide des programmes LEPTO[77], diverses fonctions de distribution de partons peuvent être utilisées. Pour cela, le programme fait appel à PDFLIB[78], généralement il est fait appel au modèle CTEQ3D.

Les muons ainsi produits sont alors propagés jusqu'à l'entrée de la *canette*. Si le muon n'atteint pas la *canette*, l'événement est rejeté.

Génération de muons atmosphériques : CORSIKA

Les muons atmosphériques descendants sont générés avec CORSIKA¹[79]. Ce programme simule l'interaction de rayons cosmiques avec l'atmosphère². La simulation avec CORSIKA s'arrête au niveau de la mer. Les muons présents à ce niveau sont alors propagés jusqu'à la *canette* avec le programme MUSIC. Le flux de rayons cosmiques primaires simulés est décrit par[80] :

$$\frac{d\phi_z}{dE_0}(E_0) = \phi_z^0 E_0^{\gamma_z} \left(1 + \left(\frac{E_0}{\hat{E}_z} \right)^{\epsilon_c} \right)^{(\gamma_c - \gamma_z)/\epsilon_c} \quad (4.2)$$

où ϕ_z^0 et γ_z sont le flux absolu et l'indice spectral du flux de rayons cosmiques primaires, $\epsilon_c = 1.87$ et $\gamma_c = -4.68$ caractérisent le changement dans le spectre au delà de l'énergie $\hat{E}_z = ZE_p$ avec $E_p = 4.5 \times 10^6 GeV$. Le tableau (4.1) donne les valeurs de ϕ_z^0 et γ_z en fonction du type de primaire incident. Ces simulations ont été réalisées pour des rayons cosmiques primaires composés soit de protons, soit

| | p | He | Fe |
|------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| ϕ_z^0 | 8.73×10^{-2} | 5.71×10^{-2} | 2.04×10^{-2} |
| γ_z | 2.71 | 2.64 | 2.59 |

TAB. 4.1 – Paramètres du flux de rayons cosmiques initial simulés avec CORSIKA,

d'hélium, soit de Fer. Pour 3 gammes d'énergies : de 1 à 10 *TeV*, de 10 à 100 *TeV*, et de 100 *TeV* à 100 *PeV*, ainsi que pour deux gammes d'angles zénithaux : de 0 à 60° et de 60 à 85°.

Les poids

Le flux simulé de particules incidentes doit avoir un spectre le plus proche possible du flux réel de rayons cosmiques :

$$\Phi_r = \frac{dN_r}{dEdAdt}$$

E , A et t sont respectivement l'énergie de la particule incidente, la surface et le temps. La dépendance en énergie de ce flux peut être décrite par :

$$\Phi_r(E) = \phi_0 E^{-\gamma_r} f_c(E) \quad (4.3)$$

où $\gamma_r = 2.7$ est l'indice spectral du flux et f_c est une fonction de correction, si on néglige le genou, on peut définir $f_c \equiv 1$.

Pour des raisons de temps de calcul, il est impossible de générer directement un spectre avec un indice réaliste. On génère alors un spectre avec un indice spectral γ_g . La distribution en énergie du flux généré est alors :

$$\frac{dN_g}{dE} = N_g \frac{\gamma_g - 1}{E_{min}^{1-\gamma_g} - E_{max}^{1-\gamma_g}} E^{-\gamma_g} \quad (4.4)$$

E_{min} et E_{max} sont les bornes en énergie entre lesquelles le flux a été généré. Pour passer à un flux réaliste, on applique alors un poids, w_i à chaque événement[81] :

$$w_i^g \propto \frac{\Phi_r(E_i)}{dN_g/dE|_{E=E_i}} \propto E_i^{(\gamma_r - \gamma_g)} f_c(E_i) = E_i^{-\Delta\gamma} f_c(E_i) \quad (4.5)$$

¹CORSIKA Version 6.2.

²Les nucléons sont décrits par le modèle de la corde Quark-Gluon (QGSJET).

Le nombre total d'événements simulés doit alors être remplacé par $\sum_i w_i^g$ lors de l'analyse. Afin de faire correspondre la production *Monte-Carlo* à une durée donnée, on multiplie ce poids par le coefficient W_0

$$w_i = W_0 E_i^{-\Delta\gamma} \cdot f_c(E_i) \quad (4.6)$$

Le temps d'irradiation du détecteur peut alors s'écrire :

$$\frac{\mathcal{N}_r}{T_i} = \frac{\sum_i w_i^g}{T_i} = A \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi_r(E) dE \quad (4.7)$$

avec $\mathcal{N}_r = \sum_i w_i^g$. Cette équation se résout numériquement et a pour solution :

$$T_i = \frac{W_0 N_g (\gamma_g - 1)}{A \phi_0 (E_{min}^{1-\gamma_g} - E_{max}^{1-\gamma_g})} \quad (4.8)$$

Par conséquent :

- le taux d'événements R est donné par :

$$R = \frac{\sum_i w_i}{T_i} \quad (4.9)$$

- Le temps d'irradiation est indépendant des bornes en énergie de la production car $N_g \propto E_{min}^{1-\gamma_g} - E_{max}^{1-\gamma_g}$.

Génération de photons, Cerenkov et simulation du détecteur : KM3

KM3[82] est un programme interne à la collaboration. Celui-ci prend le relais des générateurs de particules lorsque celles-ci entrent dans la *canette*. Il est dès lors nécessaire de simuler les photons Cerenkov émis par la particule, mais aussi la lumière Cerenkov émise par les particules secondaires produites lors du passage de la particule dans le milieu. La distribution de lumière produite par le cône Cerenkov d'un muon est enregistrée dans des tables afin de réduire les temps de calcul. De plus, une partie de l'énergie d'un muon traversant le détecteur est perdue sous forme de gerbes électromagnétiques (voir Annexe C). Le programme estime le nombre de gerbes nécessaires et les répartit aléatoirement sur la trajectoire de la particule. Les principaux phénomènes simulés par KM3 sont les suivants :

- Génération d'un cône Cerenkov et ajout de gerbes électromagnétiques.
- Pertes d'énergies dans le milieu et lumière générée par les particules secondaires.
- Diffusion/absorption de la lumière dans l'eau à l'aide de tables pré-établies. Lors de la période de sélection du site, de nombreux tests ont été réalisés afin d'avoir une mesure correcte de ces longueurs. Parmi les paramètres de l'eau utilisés dans la table standard³, nous retiendrons les paramètres suivants :

Longueur d'absorption : 55m

Longueur d'atténuation : 47m

La variation de ces mesures en fonction de la longueur d'onde est représentée sur la figure (4.2).

Nous reviendrons sur ces mesures dans le chapitre 5.

KM3 peut également prendre en compte la simulation du détecteur, En particulier, ce logiciel simule les phénomènes suivants :

³Cette table est appelée *partic-0.0075*.

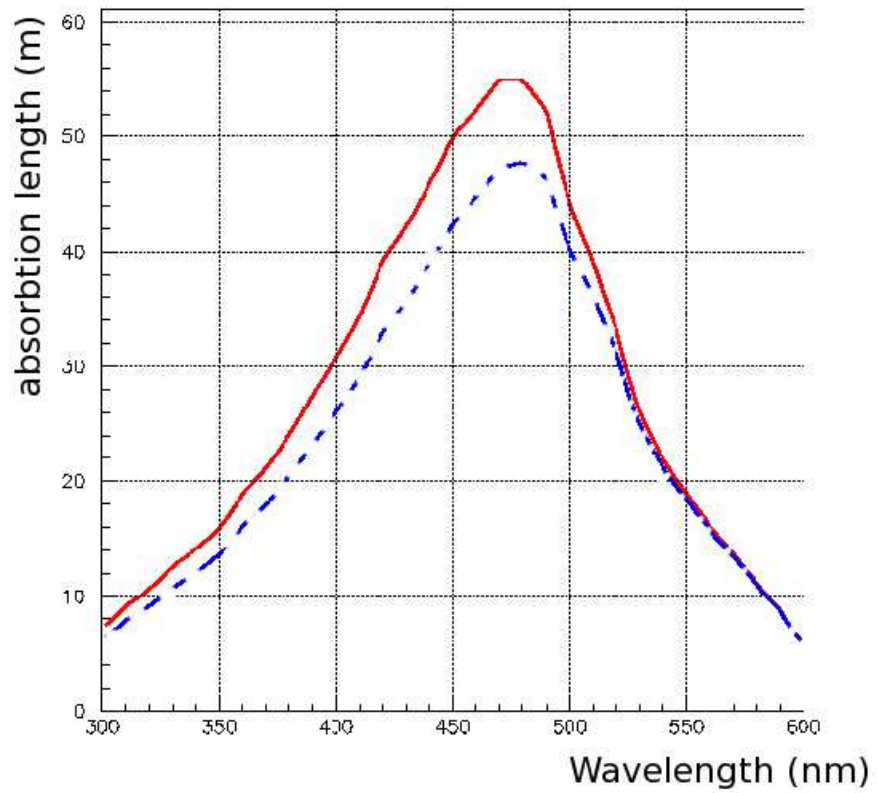


FIG. 4.2 – Valeurs de la longueur d'absorption (trait plein), et d'atténuation (pointillé) mesurées sur le site ANTARES lors des campagnes de tests préalables à l'installation du détecteur.

- Réponse du photomultiplicateur : des tests ont été réalisés en 1998[83] afin de mesurer la réponse angulaire et la calibration absolue du module optique. La réponse angulaire a été mesurée en déplaçant une LED autour du photomultiplicateur, et en mesurant la réponse de celui-ci à un éclairage provenant d'une direction connue. Cela a permis de paramétrer la réponse angulaire du photomultiplicateur.

Pour cette dernière mesure, le module optique a été placé dans une boîte remplie d'eau et exposé au flux de muons atmosphériques, des scintillateurs placés de part et d'autre de la boîte permettent de connaître la trajectoire du muon. Le module optique a été monté sur un support mobile, afin d'étudier la réponse du photomultiplicateur à différents angles d'incidence. La réponse de celui-ci a alors été mesurée et comparée à des simulations *Monte-Carlo* basées sur GEANT3[84]. Ces deux études ont permis de paramétrer la réponse angulaire du photomultiplicateur :

$$Q = Q_0(0.26 \cos(\theta)(0.67 \cos(\theta)(0.31 - 0.23 \cos(\theta)))) \quad (4.10)$$

Cette description ne semble cependant pas optimale, nous reviendrons dans l'annexe D sur la paramétrisation de la réponse angulaire et sur son rôle dans les performances du détecteur

- Délai électronique : deux phénomènes entrent ici en compte, d'abord le passage de relais d'un *ARS* à l'autre, s'il y a encore de la lumière après 50ns et ensuite le temps d'intégration du signal de 250ns. Ces deux effets seront montrés plus tard sur les données réelles.
- Bruit de fond optique. On peut simuler une distribution plate de *hits* à une fréquence donnée, en général 100 kHz⁴.

Description du détecteur

Pour les simulations, le détecteur est décrit par des fichiers ASCII. Ces fichiers contiennent les coordonnées des différents éléments du détecteur dans le référentiel du centre de gravité. Il existe des géométries décrites pour chaque étape de l'installation du détecteur⁵. Par défaut, les lignes sont verticales et les modules optiques sont alignés. Afin de simuler des données plus réalistes, il existe également des fichiers décrivant les détecteurs pour des courants non nuls. Ils ont été générés à partir d'un modèle donnant la forme de la ligne en fonction du courant.

4.2 Reconstruction

4.2.1 Principes généraux de reconstruction

Le principe

Après le passage d'une particule dans le détecteur, on dispose de *hits* sur des photomultiplicateurs. On sait alors qu'au point (x, y, z) il y a eu un ou plusieurs photons à l'instant t . D'abord un pré-ajustement généralement linéaire est réalisé sur les *hits* sélectionnés. Il s'agit de tracer la droite moyenne reliant les *hits*. Ensuite, un ajustement avancé est fait à partir d'une description physique de la trace, soit par minimisation de χ^2 soit par une méthode de vraisemblance. Au cours de cette procédure, une nouvelle sélection peut être faite à partir cette fois de tous les *hits* en cherchant à identifier ceux qui semblent provenir de la trace.

⁴Dans les simulations les plus récentes, du bruit de fond optique réaliste tiré des vraies données est superposé à la simulation, cette méthode sera présentée p 79.

⁵C'est-à-dire : pour une ligne, pour deux lignes, pour cinq lignes ainsi que pour un détecteur complet

Le cas général

On veut calculer le temps t que met un cône Cerenkov d'angle θ_c à arriver au point Q à partir du point P . Cette situation est schématisée sur la figure (4.3(a)). On peut alors définir un vecteur $\vec{v} = \overrightarrow{PQ}$. Ce vecteur a alors une composante parallèle l et une composante perpendiculaire k :

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} l = \vec{v} \cdot \vec{u} \\ k = \sqrt{v^2 - l^2} \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

Le temps t est alors donné par :

$$t^{th} = t_0 + \frac{1}{c} \left(l - \frac{k}{\tan \theta_c} \right) + \frac{1}{v_g} \left(\frac{k}{\sin \theta_c} \right) \quad (4.12)$$

où v_g est la vitesse de groupe, le terme $\frac{1}{c} \left(l - \frac{k}{\tan \theta_c} \right)$ représente alors le temps de propagation de la particule tandis que $\frac{1}{v_g} \left(\frac{k}{\sin \theta_c} \right)$ représente le temps de propagation des photons. Cette équation peut alors être simplifiée sous la forme :

$$t^{th} = t_0 + \frac{1}{c} (l + \kappa k) \quad (4.13)$$

avec $\kappa = \frac{c}{v} \frac{1}{\sin \theta_c} - \frac{1}{\tan \theta_c}$. L'angle Cerenkov et la position du photomultiplicateur étant connus, il nous reste à déterminer les paramètres suivants :

- $\vec{p}_0 = (x_0, y_0, z_0)$, Le vecteur entre l'origine du référentiel et l'origine de la trace, définis au temps t_0 .
- $\vec{v} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$ direction de la trace, ϕ est appelé Azimut et θ est appelé Zénith.
- On peut prendre $t_0 = 0$ en cherchant à trouver l'origine de la trace au début de l'événement. En effet, la trace bougeant avec le temps, on a $p(t) = \vec{p}_0 + t \cdot \vec{v}$.

On a alors une trace à 5 paramètres : $x_0, y_0, z_0, \theta, \phi$.

Le cas à une ligne

À une ligne la situation est particulière. En effet, si on considère une géométrie parfaitement rectiligne et que l'on ne sépare pas les trois *OMs* de chaque étage,⁶ il est alors impossible de faire une reconstruction 3D. Seul l'axe Z est régulièrement instrumenté et on a une symétrie sphérique dans le plan (X, Y) . L'azimut est alors dégénéré. Le point d'origine de la trace ne peut plus être correctement déterminé, par contre, on peut encore déduire la distance de moindre approche et l'altitude de la trace ainsi que le temps, lorsqu'elle est à ce point. L'angle zénithal θ peut toujours être mesuré. L'équation (4.12) devient alors

$$c(t - t_0) = (z - z_0) \cos \theta + \sqrt{n^2 - 1} \sqrt{d^2 + (z - z_0) \sin^2 \theta} \quad (4.14)$$

On travaille alors avec 4 paramètres schématisés sur la figure (4.3(b)) :

- θ : l'angle Zénithal de la trace.
- d : la distance au point de moindre approche dans le plan (X, Y) .
- z_0 : l'altitude au point de moindre approche.
- t_0 : le temps au point de moindre approche.

Ces paramètres sont repris sur la figure (4.3(b))

⁶La distance entre les trois *OMs* étant petite devant la distance verticale entre les étages, cette approximation n'est pas injustifiée, de plus, à moins d'avoir un positionnement parfait, on peut considérer la ligne comme verticale

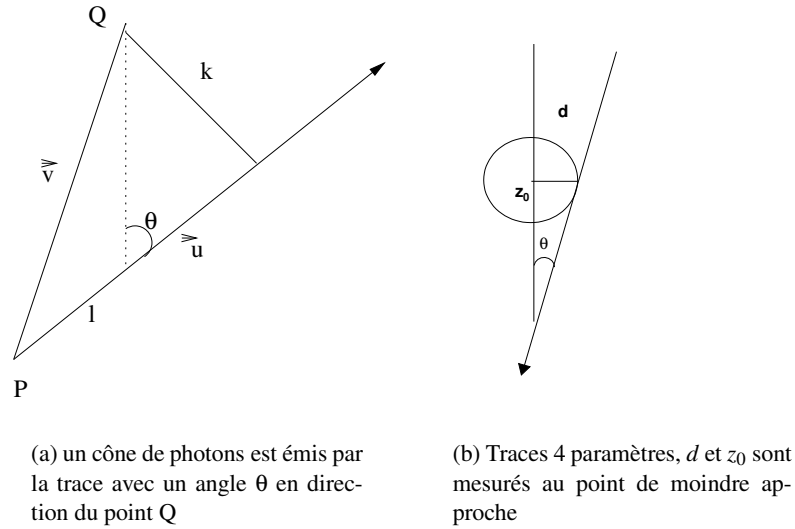


FIG. 4.3 – Géométrie du problème et paramètre de la trace.

Représentation d'une trace

On peut représenter un événement dans le plan (t, z) . Dans ce plan, on peut observer le profil de la trace vue par une ligne. Dans le cas d'un muon descendant, comme on peut le voir sur la figure (4.4), on observe une courbe dont l'altitude diminue avec le temps, la pente de cette courbe étant liée à l'angle zénithal. Le cône Cerenkov ayant deux branches, on peut également voir le moment où la deuxième branche est vue par la ligne, cela donne alors une courbure à la projection de la trace dans le plan (t, z) . Pour une trace horizontale, on voit les deux branches du cône à égalité. L'altitude du point de moindre approche de la droite correspond à l'endroit où est vu l'angle dans le cône. Plus ce point est proche de la ligne, plus la coupure entre les deux branches sera marquée.

Cas d'un point lumineux

Lorsque l'interaction donne une gerbe, l'extension de celle-ci est petite devant le détecteur, on peut donc considérer que toute la lumière de la gerbe est concentrée en un point. Ce type de topologie s'applique également aux balises LED éclairant leur environnement de façon circulaire. On a alors un point (x_0, y_0, z_0) qui émet de la lumière, se propageant à la vitesse v_g , de façon isotrope à un temps t_0 . On peut donc reconstruire l'enveloppe sphérique de la lumière émise. Dans le cas général, le temps d'arrivée des photons est alors donné par :

$$v_g(t - t_0) = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2} \quad (4.15)$$

Les 4 paramètres de ce type de traces sont :

- (x_0, y_0, z_0) position du point émettant de la lumière.
- t_0 temps auquel la lumière est émise.

Dans le cas à une ligne, seul l'axe Z est régulièrement instrumenté, à nouveau, la symétrie sphérique rend le problème dégénéré dans le plan (X, Y) et nous contraint à utiliser la distance d au lieu des

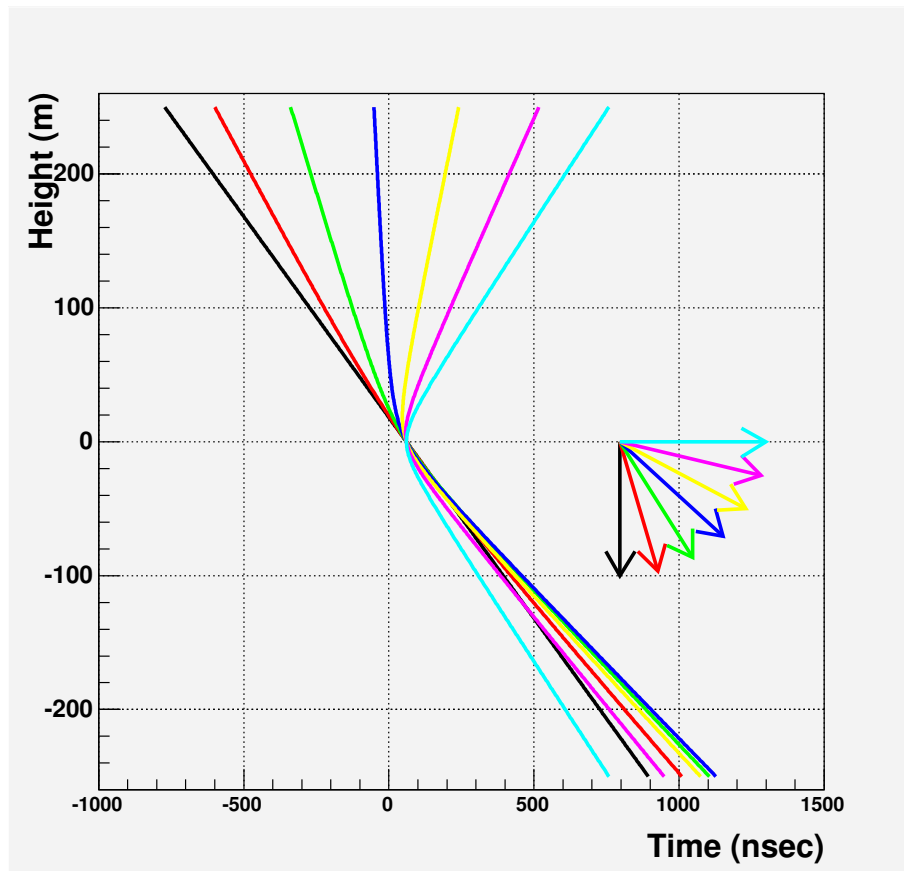


FIG. 4.4 – Principe de la représentation de traces dans le plan (z,t) .

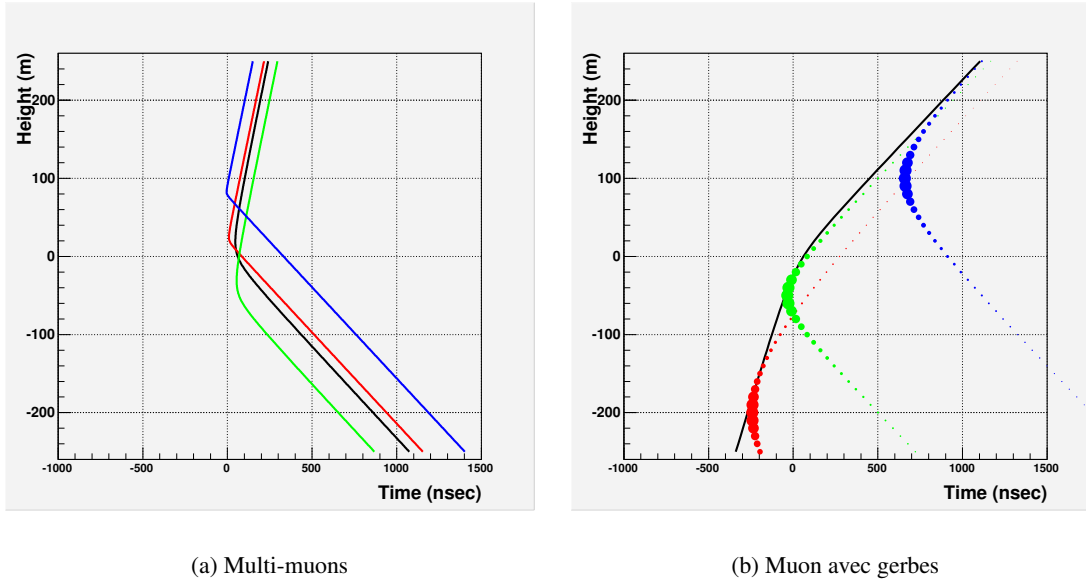


FIG. 4.5 – Événement multi-muon atmosphériques à droite. À gauche on voit la trace d'un muon montant ayant déclenché des gerbes sur son passage.

coordonnées planes (x_0, y_0) . L'équation (4.15) devient alors :

$$v_g(t - t_0) = \sqrt{d^2 + (z - z_0)^2} \quad (4.16)$$

donnant une trace à 3 paramètres :

- d : c'est la distance séparant le point de la ligne dans le plan (X, Y) .
- t_0 : c'est le temps de l'instant où la lumière est émise.
- z_0 : c'est l'altitude du point émettant de la lumière.

4.2.2 Phénomènes venants perturber la reconstruction

Nous avons pour l'instant décrit la forme de l'événement dans le cas d'un cône Cerenkov idéal ou d'une sphère parfaite. En pratique la situation est plus complexe.

Dans le cas de muons atmosphériques descendants, ces muons sont le plus souvent groupés. Plusieurs traces superposées sont alors vues par le détecteur, donnant un cône Cerenkov ayant une forme moins parfaite.

Un muon se propageant dans le détecteur peut produire des gerbes sur son passage, superposant une sphère au cône Cerenkov. Ce phénomène est responsable de nombreux photons retardés, et peut ainsi dégrader la reconstruction.

Ces phénomènes sont représenté sur la figure (4.5).

4.2.3 Les outils de reconstruction existants

Reco

Reco est l'environnement de reconstruction devenu le standard de l'expérience pour les analyses sur les données simulées. Celui-ci se base sur plusieurs stratégies. Les deux stratégies utilisées en standard dans *Reco* sont appelées par le nom de leurs auteurs Aart[85] et Carmona[86].

La stratégie de Carmona est une stratégie pensée au départ pour la recherche de sources dont la direction est connue. Il s'agit de tenter une reconstruction à partir de coordonnées connues et de faire un balayage directionnel autour de la position de la source. Cette stratégie est particulièrement adaptée à des phénomènes de type sursaut gamma. Elle peut néanmoins aussi être utilisée pour un flux diffus de neutrinos. Dans ce cas, un balayage directionnel est fait autour de la direction trouvée lors du pré-ajustement.

La stratégie de Aart se base sur une nouvelle fonction de densité de probabilité, prenant en compte l'existence d'un fond continu de *hit* dû à la bioluminescence et au ^{40}K . L'ajustement avec la nouvelle fonction est précédé par une série d'ajustements afin d'obtenir une précision optimale. Cette stratégie donne une résolution angulaire proche de 0.2° à haute énergie.

Ces stratégies ont été développées pour des neutrinos montant avec une énergie variant entre 1TeV et 1PeV suivant une loi de puissance de type E^{-2} ; de fait, leur utilisation pour la reconstruction de muons atmosphériques nécessite des adaptations[87]. C'est pourquoi ces stratégies n'ont pas été utilisées dans le cadre de ce travail.

Reco a été utilisé pour établir les performances nominales du détecteur. Plusieurs valeurs définissent ces performances. Citons en particulier la surface effective et la résolution angulaire.

La surface effective est la surface qui peut être directement comparée à la taille du miroir d'un télescope optique. Elle prend en compte plusieurs paramètres :

- le volume effectif qui prend en compte l'efficacité de la chaîne de détection/reconstruction :

$$V_{eff}(E_\nu, \theta_\nu, \phi_\nu) = \frac{N_{det}(E_\nu, \theta_\nu, \phi_\nu)}{N_{gen}(E_\nu, \theta_\nu, \phi_\nu)} \times V_{gen} \quad (4.17)$$

où V_{gen} est le volume dans lequel sont générées les traces.

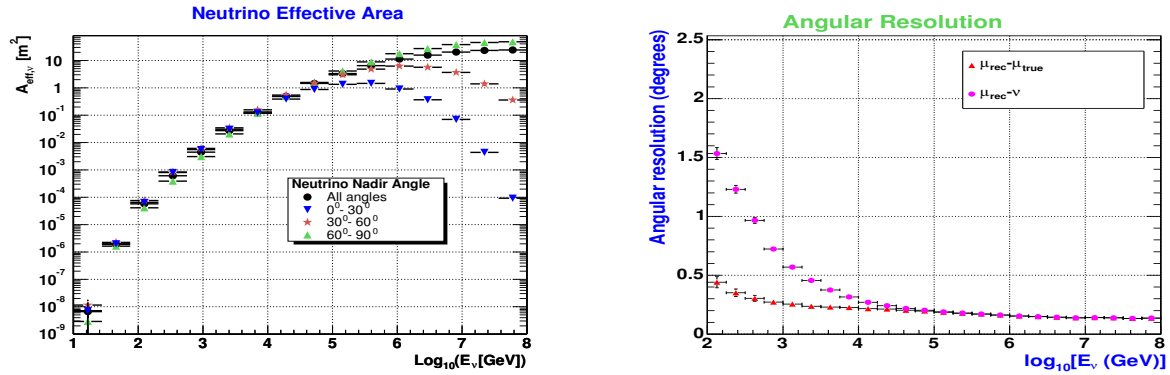
- la densité de nucléons ρN_A et la section efficace d'interaction $\sigma(E_\nu)$. On obtient alors une quantité ayant la dimension d'une surface.
- la probabilité que le neutrino traverse la terre donnée par $P(E_\nu, \theta_\nu) = e^{-N_A \sigma(E_\nu) \int \rho dl}$, celle-ci dépend du chemin que parcourt le neutrino dans la Terre, c'est-à-dire de son angle.

En combinant ces paramètres, on définit alors la surface effective par

$$A_{eff} = V_{eff}(E_\nu, \theta_\nu, \phi_\nu) \times \rho N_A \times \sigma(E_\nu) \times P(E_\nu, \theta_\nu) \quad (4.18)$$

C'est cette surface qui est représentée sur la figure (4.6(a)). Cette surface peut être comparée à la surface d'un télescope optique où d'un détecteur en astronomie gamma.

La résolution angulaire est la différence d'angle entre la trace de muon reconstruite et le neutrino incident. Celle-ci peut être estimée à partir des simulations *Monte-Carlo*, car dans ce cas l'angle du neutrino incident simulé est connu. Il s'agit alors de le comparer à l'angle reconstruit. Aux basses énergies, la résolution est limitée par l'angle physique entre le neutrino et le muon incident tandis qu'aux hautes énergies, le muon est quasi-colinéaire au neutrino. C'est alors la qualité du détecteur qui domine. La résolution angulaire du détecteur est représentée sur la figure (4.6(b))



(a) Surface effective

(b) Résolution angulaire, relative au neutrino incident et au muon incident.

FIG. 4.6 – Performances nominales du détecteur : surface effective et résolution angulaire

Les vraies données

Un environnement inspiré de *reco* a été développé[88] pour l'analyse des vraies données. Cet environnement est construit sur 3 programmes :

Calibrate : Ce programme applique une calibration au détecteur, c'est-à-dire qu'il donne à chaque *hit* des coordonnées physiques (x, y, z, t, a) nécessaires à la reconstruction. Pour cela, il va récupérer dans la base de données les informations extraites lors de la calibration du détecteur. Ces informations peuvent varier pendant le *run*, c'est en particulier le cas du positionnement du détecteur. On dispose alors d'un ensemble de *hits* dont les paramètres sont connus, ils deviennent donc utilisables pour la reconstruction.

Physics : Cette librairie contient le format de données utilisé pour la reconstruction, ce format est repris dans l'annexe B.2. Cette librairie contient les objets informatiques destinés par exemple à décrire la géométrie du détecteur ou le contenu d'un événement, elle contient également un certain nombre de fonctions utilitaires, servant par exemple à la sélection des *hits* ou au calcul du temps de propagation.

Real : Ce programme sert à reconstruire les événements. Afin d'ajuster la description des traces sur ceux-ci, il fait appel à des librairies externes de calcul numérique telles que *MINUIT*[89] ou *NAG* [90]. L'ajustement est basé sur une méthode de χ^2 réalisée sur des *hits* sélectionnés à l'aide de méthode de causalité. Ce programme est organisé autour de *stratégies de reconstruction*. Une stratégie décrit l'ensemble des étapes à réaliser pour reconstruire une trace, qui généralement sont les suivantes :

- Un *prefit*, c'est-à-dire un ajustement grossier, les paramètres ainsi extraits permettent d'initialiser les ajustements suivant. il est généralement réalisé sur les *hits* *triggés*. Ce *prefit* peut avoir été préalablement initialisé, par exemple sur le centre de gravité des *hits* de l'événement.
- Une première sélection de *hits* est en général réalisée à partir du *prefit*.
- Une première trace est reconstruite.
- A partir de la première trace reconstruite, une nouvelle sélection de *hits* est réalisée, généralement en utilisant ceux qui sont temporellement proches de la première reconstruction.

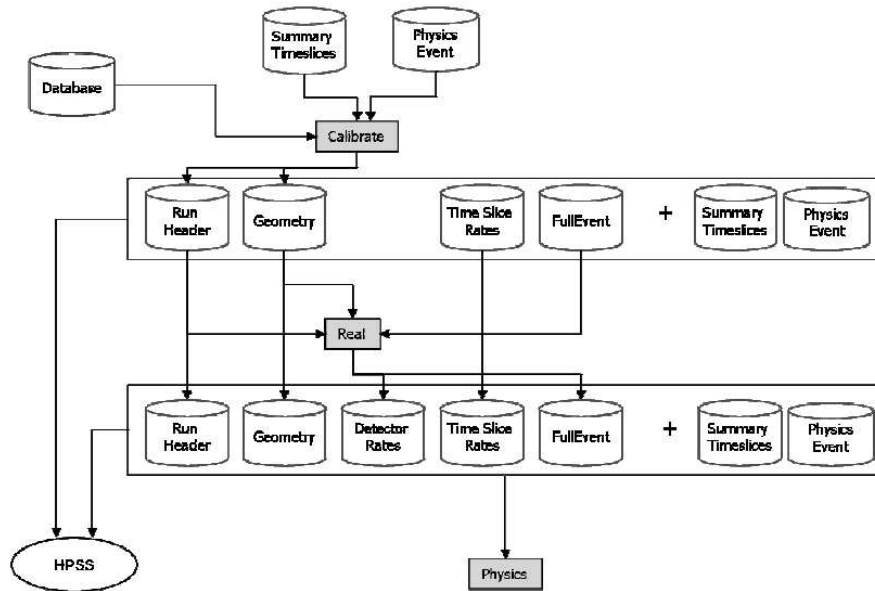


FIG. 4.7 – Chaîne logicielle de traitement des vraies données en vue de leur reconstruction

- Les étapes précédentes peuvent alors être réitérées, par exemple en changeant la sélection des *hits*, en reconstruisant d'autres types de traces⁷, voire en changeant certains paramètres tel que la définition des résidus au moment d'appeler les routines de minimisation.

Les vraies données sont d'abord traitées par *Calibrate* puis par *Real*. Cette chaîne est résumée sur la figure (4.7).

Il est possible également de traiter les données issues des simulations, pour cela, il faut préalablement convertir les données dans un format comparable à celui des vraies données puis les filtrer pour avoir des fichiers d'entrée comparables à ceux de vraies données. Cette conversion est réalisée par le programme *MonteCarloEventWriter*. Tandis que le filtrage est réalisé par le programme *TriggerEfficiency*. Ces méthodes ont été utilisées pour les fichiers les plus récents de muons atmosphériques descendants et de neutrinos. Le programme *MonteCarloEventWriter* propose également une méthode alternative pour l'ajout de bruit de fond optique plus réaliste. Pour cela, le programme copie du bruit de fond optique pris sur des *runs* de vraies données sur les simulations. Cela permet de prendre en compte tous les effets rencontrés dans l'eau de mer et qui viennent interférer sur les vraies données.

Nous avons désormais décrit la simulation du détecteur ainsi que la méthode utilisée pour la reconstruction des événements. Dans la suite, nous allons utiliser ces outils afin de reconstruire des muons atmosphériques

⁷C'est à dire en choisissant une trace ou une sphère, et en décidant de travailler en 1D où en 3D

CHAPITRE 5

Étude de la propagation de la lumière dans l'eau à l'aide des balises optiques

On a raison de dire :

“ Connaître son adversaire et se connaître soi-même permet de remporter la victoire sans aucun risque ; connaître le moment de l'attaque et les conditions du terrain, c'est s'assurer une victoire absolue.”

SunZi *L'art de la guerre*, $\pm V^e$ siècle avant J.C.

Comme nous l'avons vu dans ce qui précède, la propagation de la lumière dans l'eau est un élément clé du détecteur. La reconstruction de sphère, appliquée aux balises optiques, peut être utilisée pour comprendre comment la lumière se propage dans l'eau. Une première campagne de mesures[95] avait été menée avant l'installation du détecteur. Cependant, être capable de réaliser ces mesures avec le détecteur définitif, c'est-à-dire en continu, est un atout important pour l'avenir de l'expérience. De plus, la propagation de la lumière a une influence sur les performances du détecteur, les valeurs utilisées dans la simulation doivent être vérifiées sur site et modifiées le cas échéant.

Dans un premiers temps nous introduirons une méthode pour la reconstruction des balises optiques, et nous nous assurerons du bon fonctionnement de celle-ci. Nous introduirons alors la propagation de la lumière dans l'eau, ensuite nous décrirons la méthode utilisée pour mesurer les propriétés de l'eau à l'aide de la reconstruction de sphère décrite précédemment, enfin nous donnerons une estimation des longueurs d'atténuation et d'absorption mesurée avec cette méthode.

5.1 Reconstruction de balises optiques

La reconstruction des flashes provenant des balises optiques est un bon moyen de tester la reconstruction pour les sources de lumière ponctuelle. Ce type de reconstruction sera utilisé dans la suite afin d'identifier les événements dominés par les gerbes électromagnétiques. Les balises optiques sont une source de lumière ponctuelle installée avec le détecteur. Lorsqu'une balise émet des flashes, il est possible de reconstruire les coordonnées d'origine et le temps de chaque flash. Cependant les coordonnées de la balise sont connues grâce au système de positionnement. On peut alors directement comparer la position reconstruite du point d'origine des flashes avec celle de la balise.

5.1.1 Sélection des événements

Pour les *runs* où la balise optique est active, un trigger spécial est utilisé[91]. Celui-ci est déclenché par le flash enregistré par le photomultiplicateur intégré dans la balise, puis sélectionne les *hits* dans une fenêtre temporelle autour du temps théorique d'arrivée du photon provenant de la balise. Les *hits* remplissant cette condition sont considérés comme des *hits triggés* les autres comme des *snapshot*.

5.1.2 La stratégie de reconstruction

La stratégie utilisée pour la reconstruction des balises optiques fait une reconstruction 1D sur chaque ligne ainsi qu'une reconstruction 3D avec tout le détecteur, chaque reconstruction est indépendante des autres.

La reconstruction 3D se fait en deux étapes. Préalablement, on sélectionne parmi les *hits* en coïncidence locale dans une fenêtre de 25ns, ceux ayant une amplitude supérieure à 5 p.e.¹. Un premier ajustement – de l'équation (4.15) – est alors réalisé par minimisation de χ^2 . On utilise comme point d'entrée pour l'ajustement le centre de gravité des *hits* sélectionnés ainsi que leur temps moyen.

Ce premier ajustement est utilisé pour une sélection avancée des *hits*. Seuls les *hits* ayant un résidu en temps de moins de 30ns sont gardés. De plus, seul le premier *hit* de chaque étage est gardé². La première trace est alors utilisée comme point d'entrée pour le second ajustement toujours basé sur une minimisation de χ^2 .

La reconstruction en 1D est similaire à celle utilisée en 3D. Une ligne est sélectionnée et seuls les *hits* présents sur cette ligne sont utilisés. Dans un premier temps, on sélectionne les *hits triggés*, en coïncidence locale dans une fenêtre de 25ns et ayant une amplitude supérieure à 2 p.e.³. On ajuste alors l'équation (4.16) à l'aide d'une minimisation de χ^2 . Le point d'entrée est le centre de gravité des *hits*. Pour le second fit, seuls ceux ayant un résidu en temps inférieur à 30ns sont conservés. De plus seul le premier *hit* de chaque étage est utilisé.

La stratégie appelle d'abord la reconstruction en 3D, puis successivement la reconstruction 1D basée sur chaque ligne. Afin de différencier les différentes lignes parmi les traces 1D, le numéro de la trace inclut une référence au numéro de la ligne.

5.1.3 Résultats

Maintenant que nous avons décrit la stratégie utilisée, nous allons voir les résultats obtenus avec celle-ci. Nous allons en particulier présenter les résultats obtenus par le second fit dans le cas 3D.

Exemple de fit

La figure (E.4)⁴ est un exemple d'événement provenant d'une balise optique représenté dans le plan (z, t) . Cet événement a été reconstruit en utilisant la stratégie décrite au paragraphe précédent. Les traces affichées sont celles obtenues par le second fit.

¹Ce seuil peut sembler élevé mais les balises LED produisent beaucoup de lumière.

²Étant donné qu'il y a 3 photomultiplicateurs par étage, il peut y avoir 3 *hits* dans la bonne fenêtre de temps.

³Cette amplitude est plus faible que la précédente car si la ligne est très éloignée de la balise un seuil trop élevé rendrait la reconstruction centrée sur cette ligne presque impossible.

⁴Annexe E

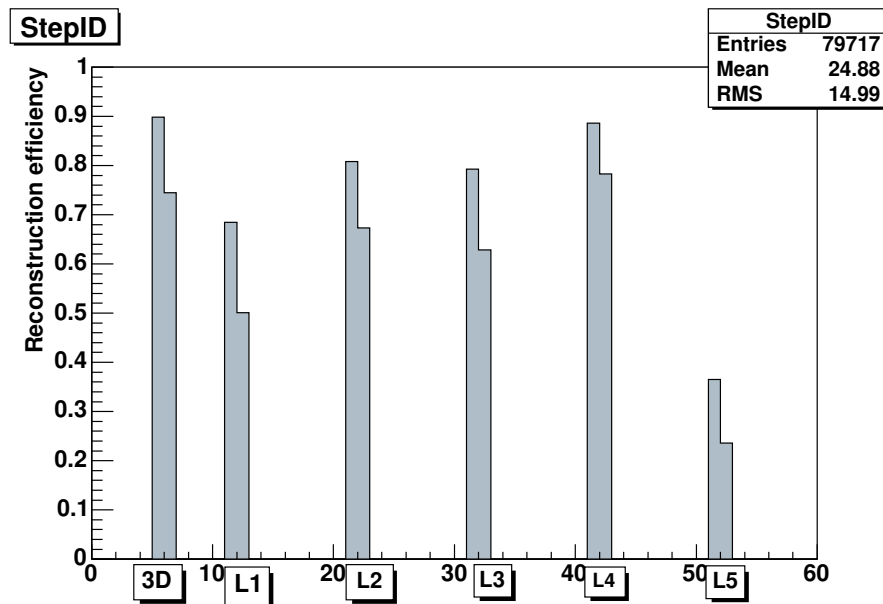


FIG. 5.1 – Efficacité de la reconstruction de sphère appliquée aux flashes provenant d’une balise optique (Ligne 4 étage 2). Il y a deux étapes par ligne et deux étapes dans la reconstruction 3D. La reconstruction 3D est identifié par l’étiquette 3D, tandis que les reconstruction 1D sont identifié par l’étiquette LX où X indique le numéro de la ligne.

Efficacité de la reconstruction

La figure (5.1) représente l’efficacité de la reconstruction de sphère sur des flashes provenant d’une balise optique. 90% des événements sont reconstruits par la première étape en 3D. Cependant tous ces événements ne passent pas la seconde étape de reconstruction. Sur les 10% d’événements non reconstruits certains proviennent d’événements pour lesquels le flash est, pour une raison ou une autre peu visible.

Sur la ligne contenant la balise (ici ligne 4), la reconstruction 1D est également très efficace (90%). L’efficacité de reconstruction décroît ensuite avec la distance en raison de la baisse de l’intensité dû à la propagation de la lumière dans l’eau.

Résidus en temps

On peut également observer sur l’illustration d’un événement que de nombreux *hits* ont lieu après le passage de la trace. Cela se voit mieux en regardant les résidus en temps tels que représentés sur la figure (5.2). On observe alors les phénomènes suivants.

- Un premier pic centré en 0 : il correspond aux photons directs.
- Un deuxième pic centré sur 50 : il correspond à l’activation du second ARS. Cela correspond aux points collés aux *hits* sélectionnés sur la figure (E.4).
- Une queue exponentielle entre 100 et 250 ns qui correspond aux photons diffusés.
- Un troisième pic correspondant à la fin du temps mort dû à l’intégration ; le premier ARS est à nouveau actif et réagit dès qu’il voit de la lumière. Cela correspond aux *hits* apparaissant après la région vide sur la figure (E.4).

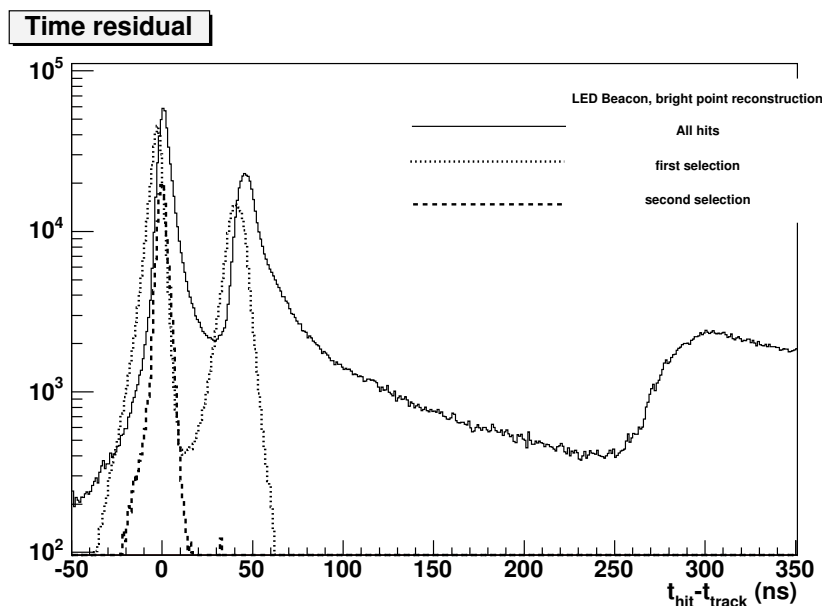


FIG. 5.2 – Différence (en ns) entre les temps d'arrivée des photons et les temps théoriques s'ils ont été émis depuis la position reconstruite. En plein, tous les *hits* de l'événement, en pointillé la première série de *hits* sélectionné relativement au premier ajustement, en semi-continu les *hits* sélectionnés pour le second ajustement relativement à celui-ci. Des versions de cette figure avec un axe des ordonnées en échelle linéaire, et avec deux échelles différentes pour les abscisses seront présentée plus loin dans ce document. .

- une queue exponentielle qui correspond aux photons diffusés et arrivant tardivement, cette queue se prolonge sur plus d'une microseconde comme nous le verrons sur la figure (5.9) .

Résidus en position

La position de la balise LED est connue par le système de positionnement. En comparant la position trouvée par la reconstruction avec celle donnée par le système de positionnement, on peut avoir une idée de la précision de ce type de reconstruction. La figure (5.3) représente la différence entre la position reconstruite et la position donnée par le système de positionnement sur les trois axes X, Y et Z . On y observe alors que la reconstruction donne une erreur sur la position proche de zéro avec une dispersion de l'ordre du m. La présence d'un double pic sur l'axe z provient certainement d'un changement de géométrie. [XXXXXX] Si on utilise la reconstruction 1D, les axes X et Y sont dégénérés. On peut alors étudier la résolution sur les distances et sur l'altitude. Ces résultats sont représentés sur la figure (5.4). la résolution sur la distance est plus mauvaise que dans le cas 3D. La distribution étant centrée sur -5, se répartissant entre -10 et 0. Cela se justifie par la dégénérescence dans le plan. La résolution en altitude est comparable, la distribution obtenue étant centrée sur zéro avec une largeur d'environ 2m.

Ces éléments permettent de vérifier que la reconstruction conçue pour des sphères permet de retrouver une balise optique. Cela confirme que cette reconstruction est capable de retrouver de la lumière émise par un point lumineux. Nous allons maintenant appliquer cette reconstruction à l'étude de la propagation de la lumière dans l'eau.

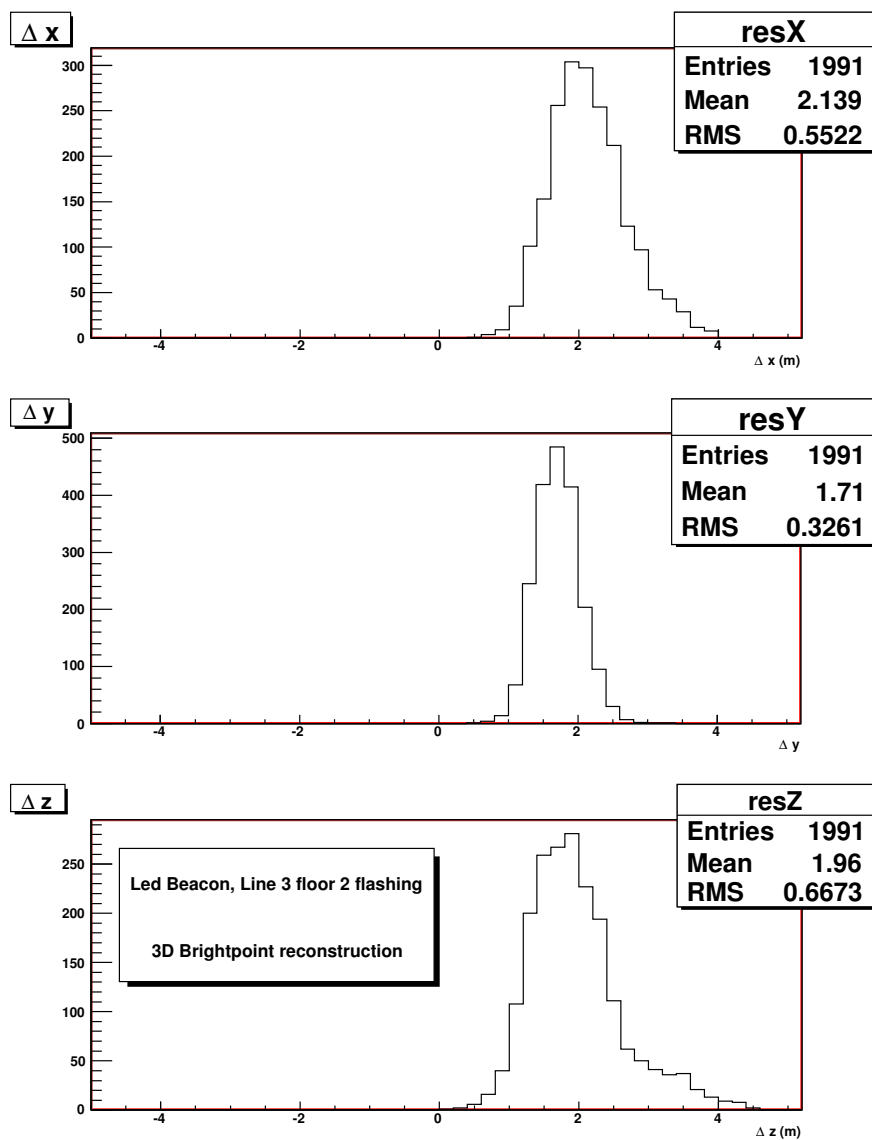


FIG. 5.3 – Différence entre la position de la balise et celle retrouvée par le système de positionnement. Dans les coordonnées X (en haut), Y (au milieu) et Z (en bas).

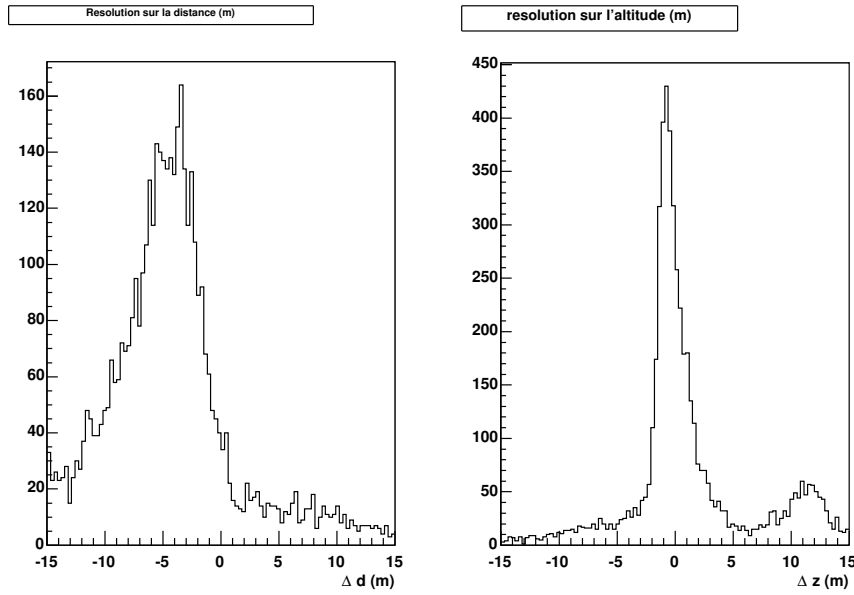


FIG. 5.4 – Résolution sur la position en utilisant la reconstruction 1D. À gauche, sur la distance, à droite, sur l'altitude

5.2 Propagation de la lumière dans l'eau

La propagation de la lumière dans l'eau est affectée par trois phénomènes[92].

- La diffusion ayant une longueur caractéristique notée λ_{scat} , elle traduit la façon dont la lumière est diffusée dans l'eau de mer. En réalité, on a accès à une longueur effective :

$$\lambda_{scat}^{eff} = \frac{\lambda_{scat}}{1 - \langle \cos \theta_R \rangle}$$

où θ_R est l'angle de diffusion de Rayleigh

- L'absorption ayant une longueur effective caractéristique notée λ_{abs} , elle traduit la façon dont les photons sont absorbés par l'eau de mer.
- L'atténuation ayant une longueur caractéristique notée λ_{att}^{eff} qui prend en compte la somme de ces deux phénomènes, donne donc une indication du nombre de photons reçus par une source donnée. L'atténuation est liée à l'absorption et à la diffusion par la relation suivante

$$\frac{1}{\lambda_{att}^{eff}} = \frac{1}{\lambda_{abs}} + \frac{1}{\lambda_{scat}^{eff}} \quad (5.1)$$

- Enfin il convient de prendre en compte la source, en particulier dans le cas d'une onde sphérique qui verra son intensité diminuée proportionnellement au carré de la distance.

L'intensité de la lumière émise par une source d'intensité I_0 sera à une distance d :

$$I(d) = \frac{I_0}{4\pi d^2} e^{\frac{-d}{\lambda_{att}^{eff}}}$$

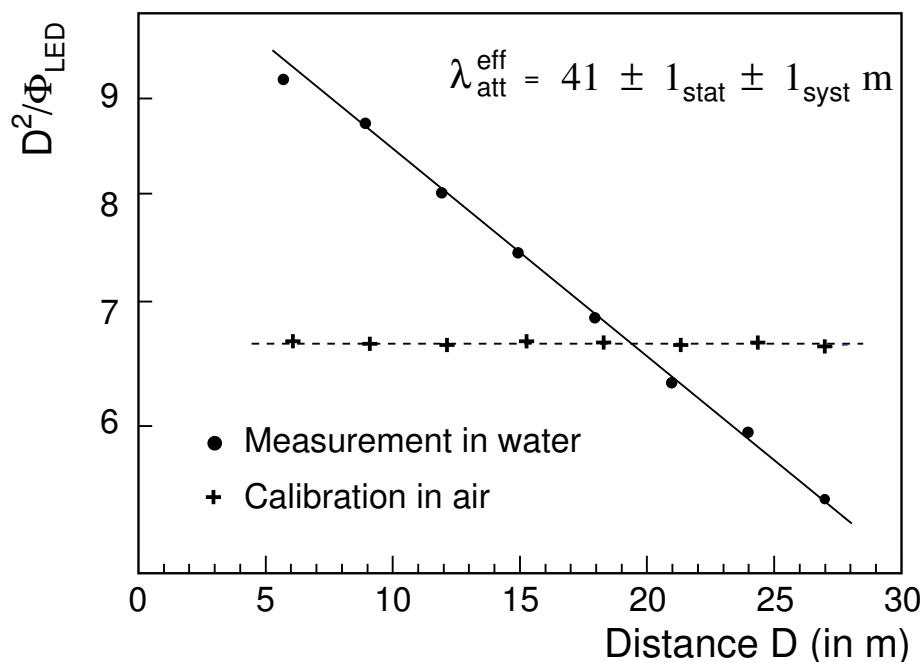


FIG. 5.5 – Résultat de la mesure de la longueur d’atténuation lors des tests de site en 1997 en déplaçant un photomultiplicateur le long d’un rail

5.3 Les mesures faites lors des tests de site

Lors des tests de site entre 1997 et 2000, les propriétés optiques de l’eau ont été mesurées. Deux dispositifs ont été utilisés :

Pour les premiers tests un photomultiplicateur était placé sur un rail mobile et éloigné progressivement d’une LED bleue⁵ émettant de la lumière. Cette technique permet alors de prendre des mesures régulièrement espacées et d’évaluer la longueur d’atténuation à l’aide d’un ajustement exponentiel de la décroissance de la lumière, la méthode que nous allons présenter dans la suite est donc similaire à celle-ci. La figure (5.5) représente la fonction de diminution de l’intensité obtenue avec cette méthode ; le résultats obtenu est :

$$\lambda_{att}^{eff} = 41 \pm 1_{stat} \pm 1_{syst} m \quad (5.2)$$

Pour les tests suivants, une autre méthode a été utilisée : une LED flashée a servi de source, pour réduire l’encombrement du dispositif, une structure de type ligne a été utilisée pour laquelle la distance entre la source et le photomultiplicateur récepteur était réglée avant l’immersion. Des mesures ont ainsi été faite à deux distances différentes. Les longueurs d’atténuation et d’absorption sont alors extraites à partir du rapport entre ces distances. Les résultats de cette campagne de mesure sont présentés dans le tableau (5.1).

Enfin un instrument du commerce appelé AC9⁶ a été utilisé afin de réaliser des mesures dans neuf

⁵ $\lambda_{LED} = 473nm$

⁶Commercialisé par la société WetLab.

| Date | λ_{att}^{eff} (m) | λ_{abs} (m) | λ_{scat}^{eff} (m) |
|--------------|---------------------------|---------------------|----------------------------|
| Juillet 1998 | 60.6 ± 0.4 | 68.6 ± 1.3 | 265 ± 4 |
| Mars 1999 | 51.9 ± 0.7 | 61.2 ± 0.7 | 228 ± 11 |
| Juin 2000 | 46.4 ± 1.9 | 59.3 ± 0.3 | 301 ± 3 |

TAB. 5.1 – Longueurs d'atténuation et d'absorption mesurées lors des campagnes de test de site entre 1998 et 2000.

longueurs d'ondes différentes. on dispose alors d'un ensemble de point pour décrire les propriétés optiques de l'eau sur le site ANTARES.

5.4 Principe de la mesure

Les balises optiques sont des sources produisant des flashes de lumière⁷ suffisamment intenses pour être visibles par une bonne partie du détecteur. Nous allons utiliser ces sources afin d'étudier la propagation de la lumière dans l'eau. Pour cela, nous allons utiliser la reconstruction développée au paragraphe 5.1.

La première étape consiste à reconstruire ces flashes, afin d'identifier les *hits* dûs à la balise. On étudie alors la fonction donnant l'intensité sur chaque module optique en fonction de la distance entre celui-ci et la balise optique extraite des informations de positionnement. Afin de disposer d'un maximum de points, on va utiliser des *runs* pour lesquels les flashes proviennent de la balise du deuxième étage et ce afin de bénéficier d'un maximum de points au dessus de la balise. Nous allons en particulier nous concentrer sur ces *runs* réalisés le 19 mars 2007.

| | |
|-------|-----------------|
| 26756 | Ligne 1 étage 2 |
| 26750 | Ligne 2 étage 2 |
| 26741 | Ligne 3 étage 2 |
| 26737 | Ligne 4 étage 2 |
| 26733 | Ligne 5 étage 2 |

Les informations de positionnement sont disponibles en détail pour ces *runs*.

5.5 Correction angulaire

Chaque étage observe la balise optique sous un angle différent, de plus, les 3 modules optiques composant un étage regardent également la balise avec un angle différent pour chacune. Afin que la mesure ait un sens, il est nécessaire de faire une correction angulaire. Pour cela nous allons utiliser la paramétrisation décrite dans l'annexe (D). On va appliquer cette correction aux données que nous allons analyser dans cette partie. Pour cela, nous identifions la balise optique au cours du *run* en cherchant dans quel *ARS 6* il y a des *hits*⁸, et on récupère la position de l'étage en base de donnée. On calcule alors l'angle θ entre chaque module optique et la balise, on peut ensuite appliquer la fonction de correction que nous venons de définir.

⁷On rappelle que pour les balises optiques : $\lambda_{LED} = 470nm$

⁸On rappelle que le photomultiplicateur intégré aux balises optiques est lu par l'*ARS 6*

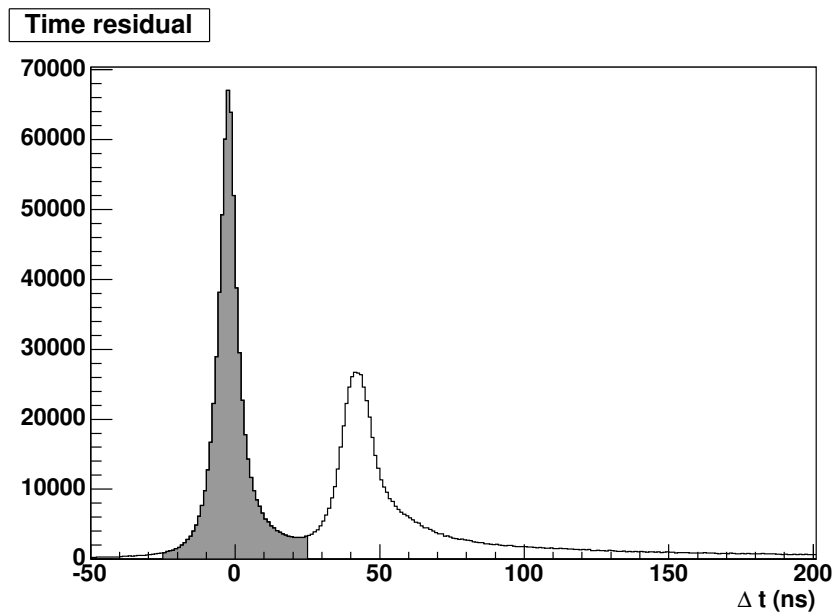


FIG. 5.6 – Distribution des résidus en temps, les *hits* inclus dans la partie grisée sont sélectionnés pour la mesure de la longueur d'atténuation

5.6 Mesure de la longueur d'atténuation

5.6.1 La mesure

Sélection des *hits*

Pour mesurer la longueur d'atténuation nous allons ignorer les photons diffusés, pour cela on ne va utiliser que les *hits* directs. C'est pourquoi on va sélectionner les *hits* ayant un résidu en temps compris dans l'intervalle $[-25, +25]$ (*ns*) ce qui correspond au premier pic dans la distribution de résidus en temps, comme on peut le voir sur la figure (5.6).

Définition de la charge

La définition de la charge est le point crucial de cette étude. Plusieurs définitions ont été proposées sans donner de résultats cohérents[96]. Afin de définir la charge, nous allons remplir, pour chaque module optique, un histogramme de charge contenant la charge totale vue par le module optique pendant l'événement. Nous allons définir la charge du *LCM*, comme étant la somme de l'intégrale de charge corrigée des 3 modules composant le *LCM*. L'intégrale de charge est la somme des charges de tous les *hits* dans le photomultiplicateur, cette méthode a l'avantage de prendre en compte la diminution du nombre de *hits* à grande distance[97]. On définit alors la charge vue par un *module optique* comme :

$$Q_{OM} = \sum_i^N Q_i \times E_i \quad (5.3)$$

où N est le nombre de canaux dans l'histogramme de charge, Q_i correspond à la charge du canal et E_i au nombre d'entrées dans ce canal. La charge corrigée Q_{OM}^{corr} est obtenue avec la méthode décrite au

paragraphe 5.5. La charge d'un *LCM* est alors donnée par :

$$Q_{LCM} = \sum_{OM \in LCM} Q_{OM}^{corr} \quad (5.4)$$

L'erreur sur les charges des *LCM* est donnée par :

$$E_Q = Q_{max}^{corr} - Q_{min}^{corr} \quad (5.5)$$

Afin de ne prendre en compte que les étages parfaitement fonctionnels, on utilise une étude sur le ⁴⁰K[98] afin de rejeter les modules optiques non fonctionnels.

Ajustement de la longueur d'atténuation

Afin d'obtenir la longueur d'atténuation, nous allons réaliser l'ajustement suivant :

$$Q(d) \times d^2 = Q_0 \times e^{\frac{-d}{\lambda_{att}}} \quad (5.6)$$

où Q_0 est la charge à l'origine et λ_{att} est la longueur d'atténuation à mesurer. Cet ajustement est réalisé à l'aide des routines d'ajustement de ROOT[99].

L'ajustement est fait avec un point pour chaque *LCM* dont tous les modules optiques sont fonctionnels. Un ajustement est réalisé de manière indépendante sur chaque ligne. Les bornes de l'ajustement sont définies pour chaque ligne avec les critères repris dans le tableau (5.2). Pour les lignes éloignées ($d > 100m$), il est nécessaire de décaler la borne inférieure, d'abord afin de prendre en compte l'absence de point proche, mais également parce qu'on se trouve à grand angle, région sur laquelle les incertitudes dues à la correction angulaire sont les plus importantes.

| Type de ligne | minimum (m) | maximum (m) |
|-----------------------------|-------------|-------------|
| Ligne contenant la balise | 100 | 250 |
| Ligne éloignée ⁹ | 150 | 250 |
| Ligne standard | 100 | 250 |

TAB. 5.2 – Bornes des ajustements pour la mesure de la longueur d'atténuation.

L'ajustement ainsi réalisé est présenté sur la figure (5.7) pour un *run* où la balise du deuxième étage de la ligne 3 flashe.

5.6.2 Combinaison des mesures et estimation du résultat

Afin d'estimer le résultat final, nous allons combiner l'ensemble des mesures issues du second ajustement. Pour cela, nous allons injecter toutes les mesures dans un histogramme. L'histogramme ainsi obtenu est représenté sur la figure (5.8).

En considérant que la moyenne de cette histogramme correspond à la longueur d'atténuation, et que l'écart quadratique moyen correspond à l'erreur on obtient alors :

$$\lambda_{att} = 39.7 \pm 4m \quad (5.7)$$

⁹distance horizontale entre la ligne et la balise supérieure à 100m

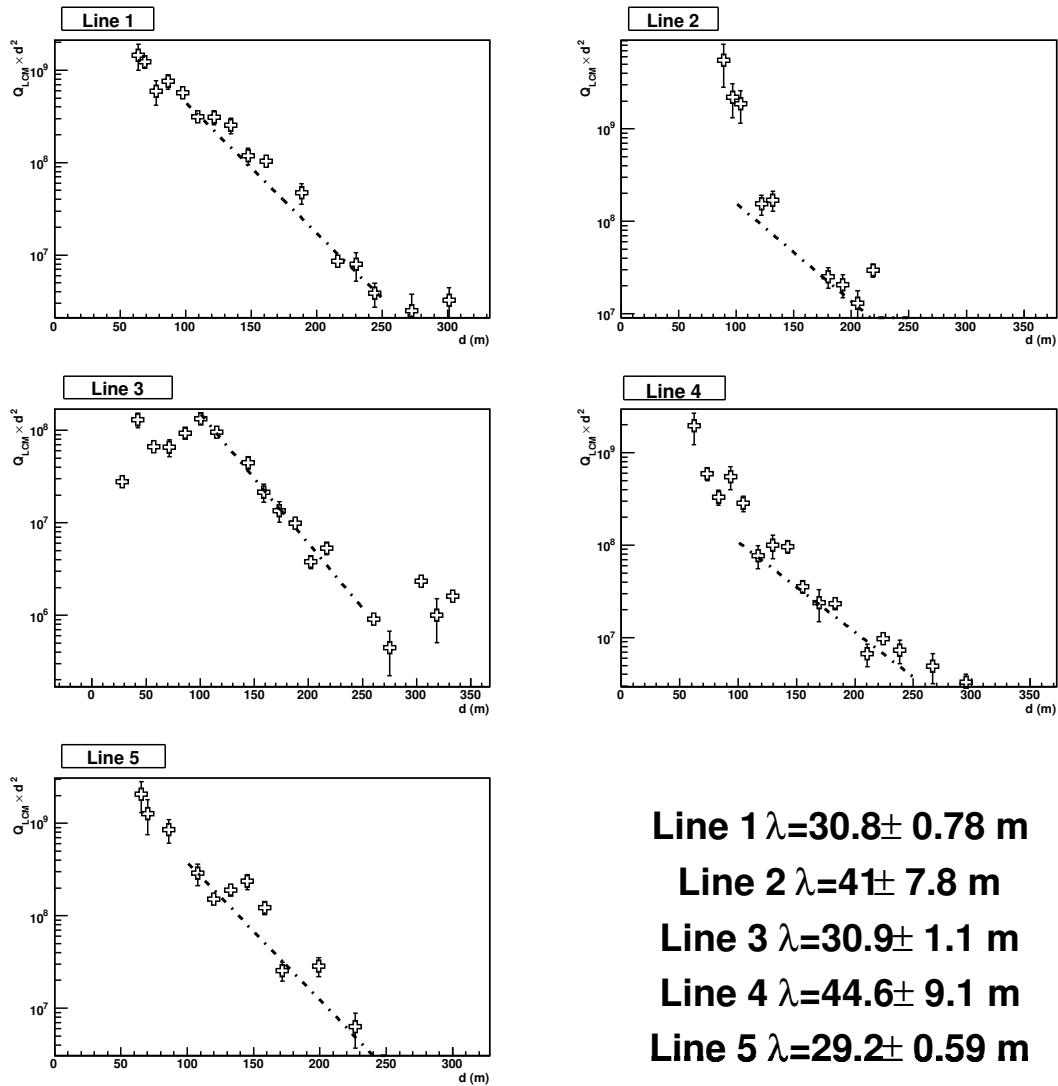


FIG. 5.7 – Exemple de mesure de la **longueur d'atténuation**, chaque cadre représente l'évolution de l'intégrale de charge en fonction de la distance, ainsi que l'ajustement exponentiel de ces données. En bas, à droite, les longueurs d'atténuation extraites avec l'ajustement de chaque ligne.

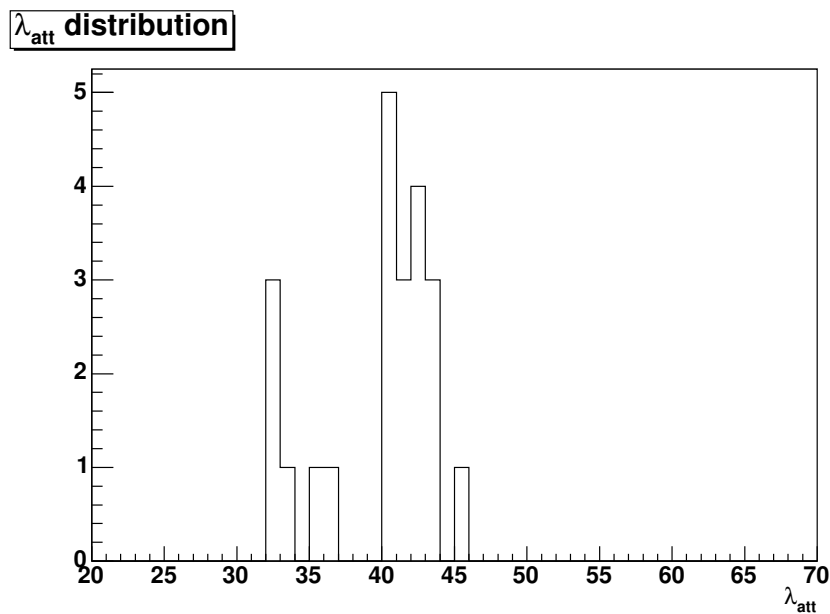


FIG. 5.8 – Distribution des longueurs d’atténuation mesurées à l’aide des balises optiques des deuxièmes étages.

5.7 Mesure de la longueur d’absorption

5.7.1 Les changements par rapport à l’atténuation

Si la longueur d’atténuation ne prend en compte que les *hits* directs, la longueur d’absorption prend aussi en compte les *hits* diffusés. Afin d’inclure l’ensemble des *hits* diffusés, il est nécessaire de garder toute la queue de la distribution de résidus en temps. La sélection des *hits* se fait donc sur l’intervalle $[-20, +1000]$ (ns), afin d’ajouter la plus grande part de la queue due à la diffusion à la charge étudiée. La figure (5.9) illustre cette sélection.

L’élargissement de la région de sélection des *hits* augmente également la contribution du bruit de fond, en particulier à grande distance lorsque les modules optiques voient moins de lumière. C’est pourquoi on doit modifier les bornes de l’ajustement. Les nouvelles bornes utilisées figurent dans le tableau (5.3), l’ajustement étant toujours réalisé en deux étapes avec les mêmes options que précédemment.

| Type de ligne | minimum 1(m) | maximum 1 (m) | minimum 2 (m) | maximum 2 |
|------------------------------|--------------|---------------|---------------|-----------|
| Ligne contenant la balise | 100 | 220 | 80 | 220 |
| Ligne éloignée ¹⁰ | 150 | 220 | 150 | 250 |
| Ligne standard | 100 | 220 | 80 | 250 |

TAB. 5.3 – Bornes des ajustements pour la mesure de la longueur d’absorption pour la première (1) et la seconde étape (2) de l’ajustement.

¹⁰C’est-à-dire : ligne séparée de la balise par une distance horizontale supérieure à 100 m

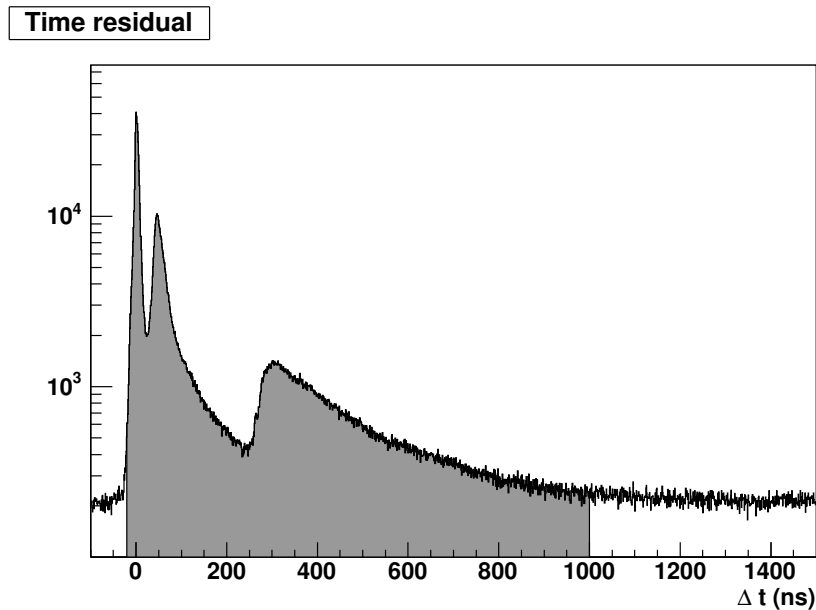


FIG. 5.9 – Sélection des *hits* pour la mesure de la longueur d'absorption. La région sélectionnée est en gris, elle prend en compte la queue due à la diffusion.

5.7.2 Exemple d'ajustement

La figure (5.10) est un exemple d'ajustement réalisé pour un *run* où la balise de la ligne 1 flash. On constate que sur la ligne contenant la balise, l'intensité maximale est plus faible que sur les autres balises, cela est dû à l'ombre de la structure comme nous le verrons dans la suite. De fait, l'intensité maximale est seulement un ordre de grandeur au-dessus de l'intensité minimale. L'ajustement réalisé sur la ligne contenant la balise donne donc un résultat incorrect. Au delà de 250m, il y a une cassure dans la distribution, due à la contribution, à un photon-électron, du bruit de fond optique. Cette contribution est plus importante que dans le cas de l'atténuation car la fenêtre temporelle est beaucoup plus grande. C'est pourquoi nous utilisons des bornes plus serrées pour l'ajustement.

5.7.3 Combinaison des mesures et estimation du résultat

Comme pour la mesure de la longueur d'atténuation, nous allons combiner les mesures. Nous allons ignorer les points provenant de la ligne contenant la balise, celle-ci donnant systématiquement des résultats sur-évalués. L'ensemble des mesures est alors injecté dans l'histogramme (5.11), on trouve alors comme précédemment

$$\lambda_{\text{abs}} = 50 \pm 5\text{m} \quad (5.8)$$

On peut comparer cette mesure aux tests réalisés lors de l'évaluation du site, ainsi qu'à la valeur utilisée dans la simulation. Cette comparaison est représentée sur la figure (5.12), on constate alors que le point obtenu avec la balise LED est compatible avec le modèle utilisé dans les *Monte-Carlo*, il est également compatible avec une des mesures réalisées lors du *TEST 3*. Cependant, ce point est en-dessous

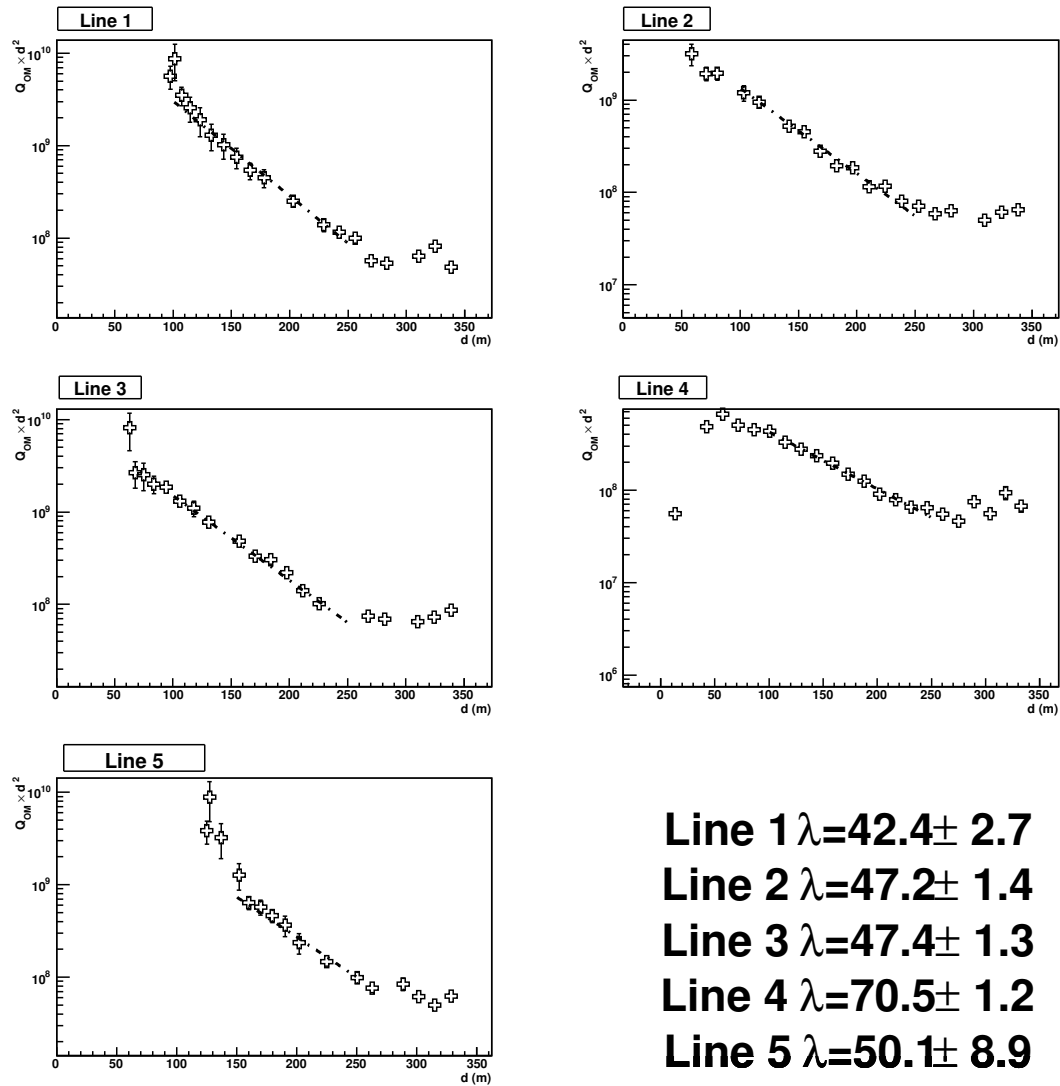


FIG. 5.10 – Exemple de mesure de la **longueur d'absorption** : chaque cadre représente l'évolution de l'intégrale de charge en fonction de la distance pour une ligne, ainsi que l'ajustement exponentiel de ces données. En bas à droite, les longueurs d'absorption extraite pour chaque ligne.

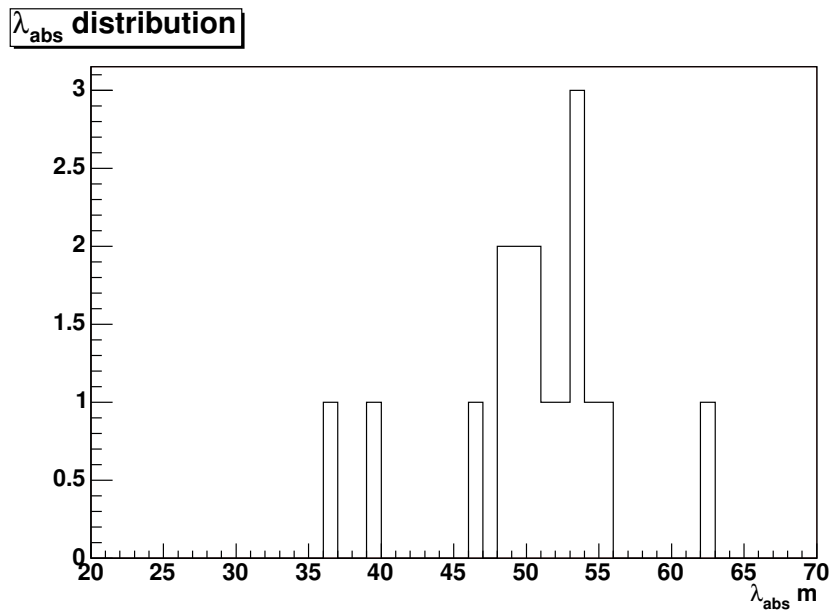


FIG. 5.11 – Histogramme représentant les différentes mesures de la longueur d’absorption

de la valeur attendue en appliquant le modèle de Smith and Baker, modèle standard pour décrire les propriétés optiques de l’eau de mer.

5.8 Estimation de la longueur de diffusion

Nous allons utiliser l’équation (5.1) afin d’estimer la longueur effective de diffusion. On a alors :

$$\frac{1}{\lambda_{scat}^{eff}} = \frac{1}{42} - \frac{1}{52} \simeq 4.57 \times 10^{-3} m^{-1} \quad \text{on en déduit} \quad (5.9)$$

$$\lambda_{scat}^{eff} \simeq 200 \pm 128m \quad (5.10)$$

Cependant on ne peut pas remonter à l’angle de Rayleigh, une étude *Monte-Carlo* devrait permettre de l’estimer et de valider notre méthode. Une telle simulation n’est actuellement pas disponible et est en cours de développement à Valence[100].

5.9 Effet de la propagation sur la résolution en temps

La lumière est diffusée dans l’eau ; de fait, la résolution temporelle est également dégradée par la distance. Nous allons, dans ce qui suit, étudier la distribution du résidu en temps sur chaque étage, en fonction de la distance séparant l’étage de la balise émettrice. Nous allons définir le centre et la largeur de la distribution à l’aide d’un ajustement gaussien. On vérifie, dans un premier temps, que cet ajustement soit bon, c’est-à-dire qu’il ait convergé mais également qu’il soit cohérent avec la distribution des résidus en temps. Pour cela, on souhaite que la différence entre l’origine de la gaussienne et la valeur moyenne de la distribution soit inférieure à l’écart quadratique moyen de la distribution. On peut alors définir :

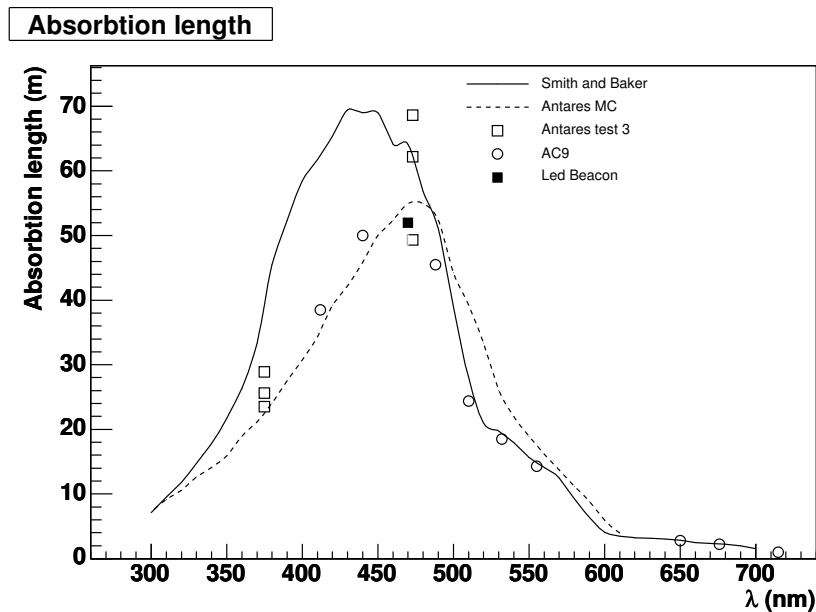


FIG. 5.12 – Longueur d'absorption mesurée avec les balises LED (carré noir), comparée avec les mesures du test 3 (carrés blanc) et celle faites avec l'AC9 (rond blanc). Les valeurs attendues pour le modèle de Smith & Baker (courbe pleine), et le modèle utilisé dans les études *Monte-Carlo* (courbe pointillée) sont également représentées.

le centre : soit comme l'origine de la gaussienne ajustée, soit, si l'ajustement n'est pas bon, comme la moyenne de la distribution.

la largeur de manière analogue : soit comme le σ de la gaussienne, soit comme l'écart quadratique moyen de la distribution.

Un exemple de distribution de résidus en temps pour un étage est représenté sur la figure (5.13), les positions du centre et de la largeur extraite à partir de l'ajustement gaussien sont présentés. Cette méthode a l'avantage d'éviter de voir les paramètres de la distribution diverger lorsque la distance devient importante et le nombre d'événements dans l'étage trop faible pour qu'un ajustement soit faisable. La figure (5.14) présente ces résultats pour un *run* dans lequel la balise de l'étage 2 de la ligne 1 émet des flashes. On a utilisé un ajustement linéaire pour étudier le déplacement du centre de la distribution.

Nous avons donc ici dans un premier temps développé une reconstruction pour les balises optiques, et prouvé le bon fonctionnement de ce type de reconstruction. Nous avons alors utilisé cette stratégie pour étudier la propagation de la lumière dans l'eau, trouvant ainsi des résultats compatibles avec les tests précédents mais surtout avec le modèle d'eau utilisé pour la simulation du détecteur.

Dans le chapitre suivant nous allons nous intéresser à la reconstruction de muons atmosphériques, nous allons aussi utiliser la reconstruction de sphères afin de rejeter les événements dominés par des gerbes électromagnétiques.

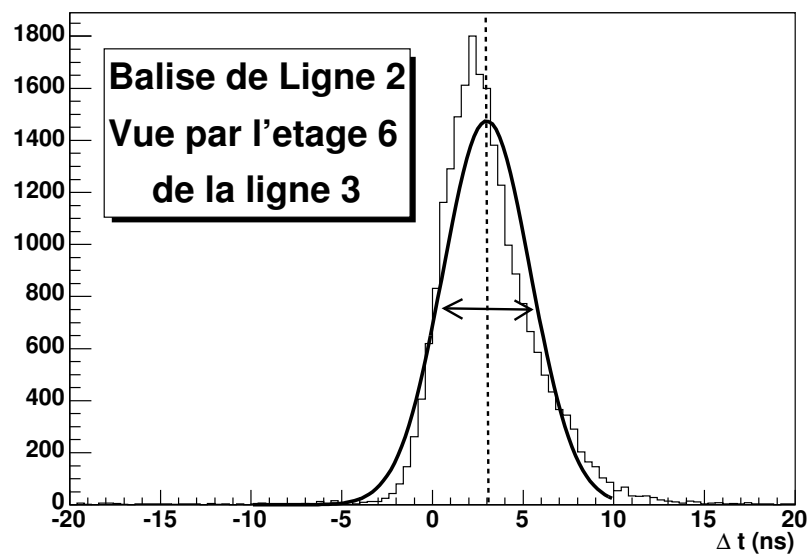


FIG. 5.13 – Exemple de distribution de résidus en temps pour l'étage 6 de la ligne 3 regardant la balise du deuxième étage de la ligne 2, l'ajustement gaussien y figure également.

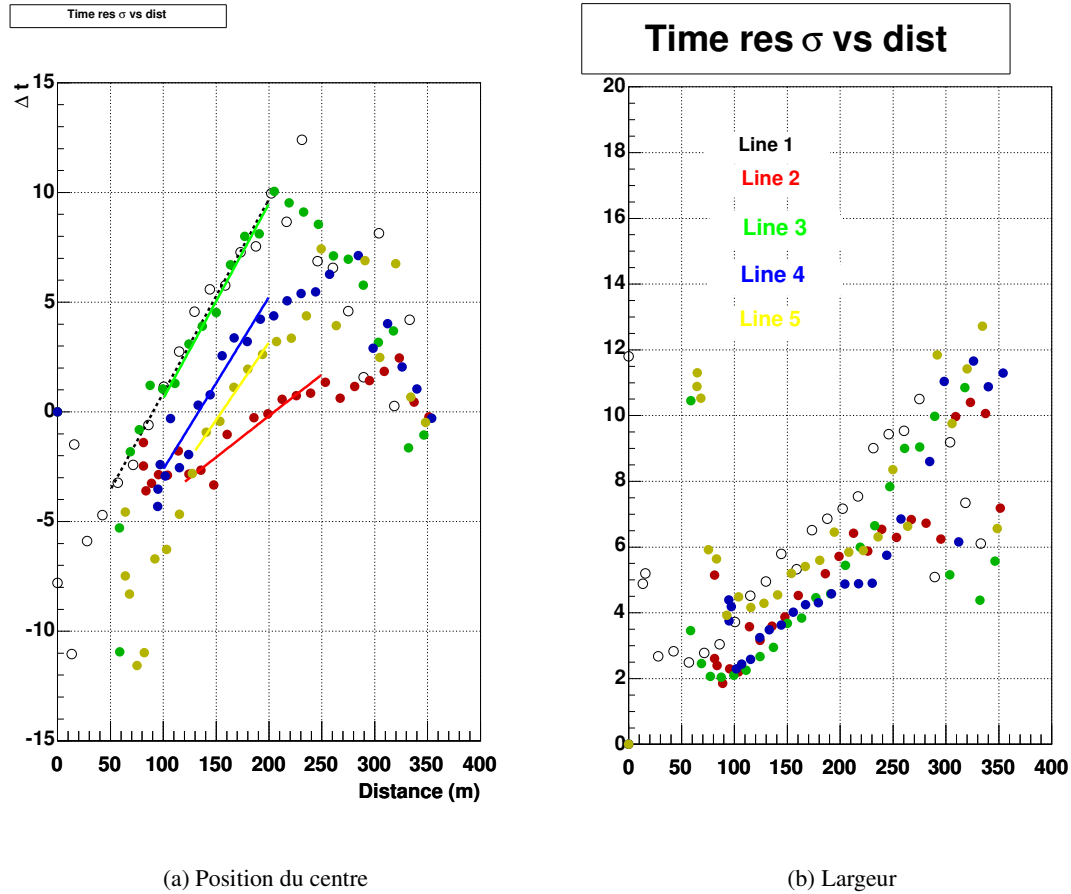


FIG. 5.14 – Effet de la propagation sur les résidus en temps. À gauche, l'effet sur le centre, on constate un décalage d'environ 10^{-2} ns/m . À droite, sur la largeur, on constate un élargissement progressif de la distribution.

Ce n'est pas dans la science qu'est le bonheur, mais dans l'acquisition de la science
Edgar Allan Poe, *Contes du Grotesque et de l'arabesque*, 1840

Nous avons vu que le fonctionnement du détecteur est conforme aux attentes, et que ses performances temporelles restent très bonnes et très stables, même après un temps important passé sous l'eau. Nous avons également étudié la propagation de la lumière sous l'eau avec l'installation définitive. On a donc une connaissance suffisante du détecteur pour pouvoir étudier ce qu'il détecte.

Le nombre de muons atmosphériques attendus dans le détecteur étant un million de fois supérieur au nombre de neutrinos attendus, les premières études porteront sur les muons atmosphériques d'autant plus qu'il est difficilement possible de discriminer les neutrinos des muons atmosphériques avec une seule ligne. La reconstruction de muons atmosphériques permet de prouver qu'ANTARES est capable de reconstruire des traces avec les méthodes décrites précédemment.

Dans cette partie, nous allons nous concentrer sur la reconstruction de muons. Dans un premier temps, nous décrirons les critères de choix des *runs* à reconstruire. Ensuite, nous aborderons la reconstruction des données prises avec la ligne 1. Ensuite, nous passerons à la reconstruction 3D avec les données prises avec 5 lignes. Enfin, nous parlerons de reconstruction du signal provenant des balises optiques.

6.1 Sélection des runs

La première étape de l'analyse de données consiste à sélectionner les bons *runs* pour l'analyse. Pour cela, lors de la copie sur les serveurs HPSS de Lyon, une série de programmes fait une rapide analyse du *run*. A la fin du mois les *runs en or* sont identifiés. Pour être considéré comme *en or*, le *run* doit remplir les critères suivants :

- Une durée d'au moins 4000 secondes.
- Aucune *timeslice* ne présente des problèmes de *frames* manquantes ou doublées, ni de problème de synchronisation.
- Le lancement et la fin du *run* se sont déroulés en moins de 100s.
- Le nombre de *slice* est celui attendu d'après la durée du *run*.
- *Échantillonnage* à 1 ou 2.

- La durée des frames effective est celle écrite en base de données.
- La médiane du nombre de *triggés* correspond à deux fois le nombre de *hits LI* nécessaire pour le déclenchement.
- Le taux de *trigger* est raisonnable c'est-à-dire entre 0.01 et 10Hz.
- La *Baseline* est d'environ 60kHz.
- Le *Burstfraction* est inférieur à 20%.

Ce sont ces *runs en or* qui seront analysés par la suite. Cette sélection permet d'exclure les *runs* corrompus, ou mal fermé de toute analyse, les deux dernières conditions correspondent à des conditions idéales de prise de données.

6.2 Analyse des données à une ligne

6.2.1 Les données analysées

La présente analyse a été réalisée sur les données du mois de juin 2006 et du mois de septembre 2006. Ces deux mois correspondent à des périodes avec de bonnes conditions de prise de données. Les *runs* analysés sont ceux considérés comme *en or* selon les critères précédemment définis. Ces deux périodes correspondent à 3 jours et 10 h de données pour le mois de juin et 5 jours et 18h pour le mois de septembre. La reconstruction a été faite avec un Fit 1D. De plus, une reconstruction de sphère a été utilisée, dans le but de rejeter les gerbes électromagnétiques.

6.2.2 La stratégie de reconstruction

Les données prises avec la Ligne 1 sont reconstruites avec la stratégie suivante :

Dans un premier temps, on classe les *hits triggés* par groupes, c'est-à-dire que, pour un ensemble de *hits* dans une fenêtre temporelle de 25 ns¹, seul le premier du groupe sera gardé. Un *prefit* linéaire est alors réalisé sur ces groupes de hits. Ce *prefit* est simplement basé sur une régression linéaire dans le plan (t, z) . À partir des paramètres de la droite, on peut extraire l'angle zénithal et estimer le point de moindre approche. Le temps associé à la trace correspond simplement au temps moyen des *hits*. Si l'angle Zénithal extrait n'est pas physique (c'est-à-dire pour $|\cos\theta| > 1$) on rejette le *prefit* et on arrête la procédure ici.

Ce groupe de *hits* est également utilisé pour reconstruire une sphère telle que décrite par l'équation (4.16) Ce fit sera utilisé plus tard pour identifier les gerbes électromagnétiques.

Vient alors le moment d'ajuster les paramètres de la trace. On utilise une trace à 4 paramètres décrite par l'équation (4.14). En entrée, on réutilise des informations issues du fit linéaire(θ) et de la sphère(z_0). Enfin, on utilise en entrée le temps moyen des *hits* dans l'événement. La trace est alors ajustée par minimisation de χ^2 faisant appel à *MINUIT*. Une sélection des *hits* est alors réalisée en prenant en compte les *hits* à moins de 30ns de la première trace reconstruite. Une nouvelle itération est alors réalisée, utilisant la précédente trace comme entrée et ce, afin d'avoir le meilleur résultat possible. Pour tous ces ajustements on demande à *MINUIT* de retourner une matrice de covariance positive, sinon on ne garde pas la trace ainsi reconstruite.

Pour cette étude nous n'avons pas utilisé le positionnement, et nous considérons la ligne 1 comme parfaitement verticale.

¹Pour mémoire on rappelle que la fenêtre de coïncidence du *trigger* est de 20 ns

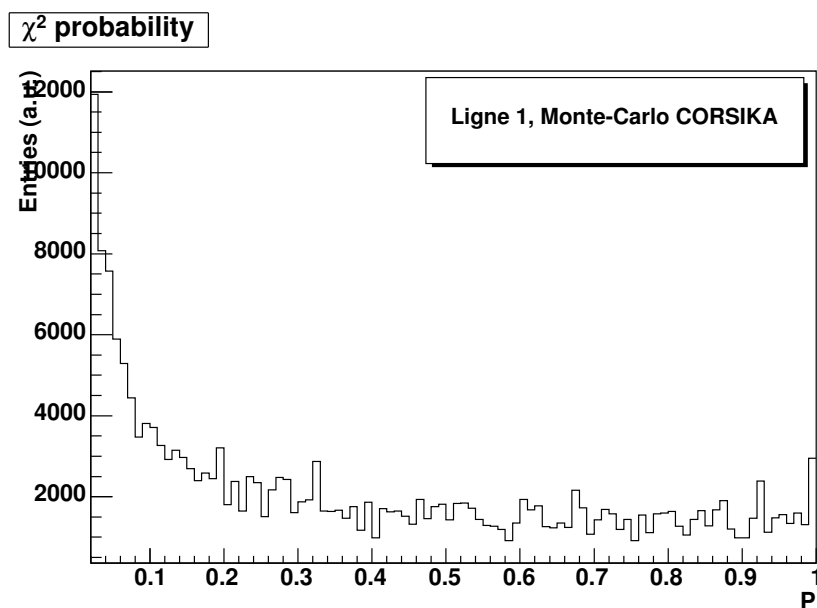


FIG. 6.1 – Probabilité de χ^2 pour les traces reconstruites à partir des simulations pour la ligne 1.

6.2.3 Étude sur les simulations Monte-Carlo

6.2.4 Données simulées et amélioration des résultats

Afin d’avoir une base de comparaison nous utilisons les simulations *Monte-Carlo*. Dans ces simulations, on connaît tous les paramètres de la trace. On peut donc les comparer avec ce que la reconstruction retrouve.

Pour cette analyse, nous allons conserver uniquement les événements ayant une probabilité de χ^2 supérieure à 5 %. La distribution de probabilité est représentée sur la figure (6.1).

Distribution angulaire

La figure (6.2) présente la distribution angulaire dans la vérité Monte-Carlo puis celle reconstruite après simulation du détecteur. On observe deux pics dans la distribution angulaire, un premier pic correspond à des traces descendantes également présentes dans la vérité *Monte-Carlo*, puis vient un second pic qui semble correspondre à des traces horizontales. La majorité de ces traces sont mal reconstruites. Le principal phénomène intervenant ici est celui des traces *fantômes*. Ce phénomène est particulièrement significatif avec une seule ligne. Il apparaît lorsqu’une seule branche du cône Cerenkov est visible, la confusion entre montants et descendants devient alors possible pour des raisons de symétrie. Une erreur de deux fois l’angle Cerenkov peut alors être faite sur la trace. La figure (6.3) schématise cet effet.

Un autre phénomène pouvant contribuer à provoquer des erreurs est la présence de gerbes induites par le passage du muon². Ces gerbes peuvent dominer l’événement et dans ce cas là la confusion entre une gerbe et une trace horizontale est possible. Nous verrons plus loin comment réduire l’influence de ces deux phénomènes.

²Ces gerbes sont dues aux pertes catastrophiques lors de la propagation du muon, voir Annexe C

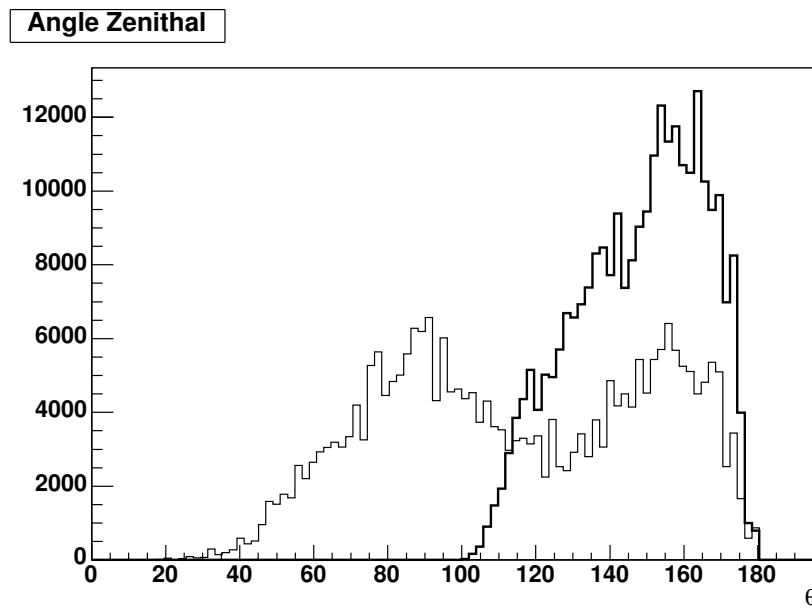


FIG. 6.2 – Distribution angulaire dans la vérité Monte Carlo (en gras) et après reconstruction (en trait fin)

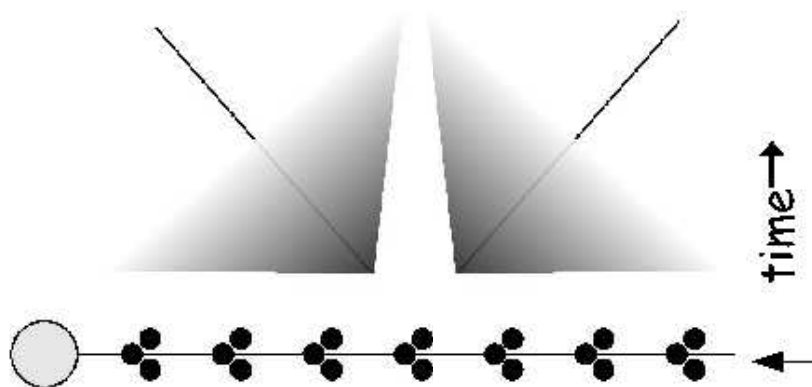


FIG. 6.3 – Principe d'un fantôme, si une branche du cône Cerenkov est vue par une seule ligne, il existe une solution symétrique, donnant le même signal dans le détecteur

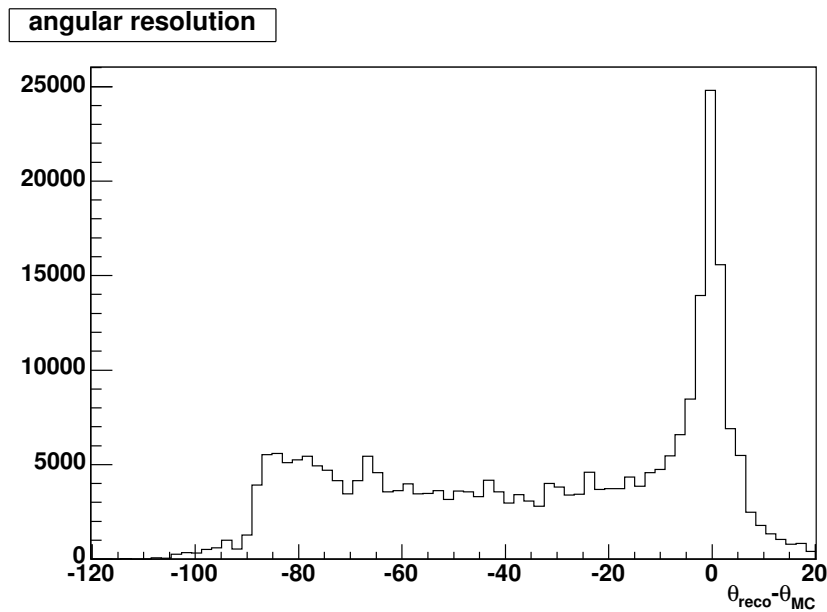


FIG. 6.4 – Résolution angulaire, c’est-à-dire la différence entre la vérité Monte-Carlo et la trace reconstruite

Afin d’estimer de façon plus globale la qualité de la reconstruction, nous allons nous intéresser à la résolution angulaire représentée sur la figure (6.4). Il y a un pic correspondant aux événements bien reconstruits, suivi d’une erreur plate et enfin d’un petit pic secondaire autour de -90° correspondant aux *fantômes*.

Nous allons donc, dans ce qui suit présenter des méthodes afin de ne garder que les événements bien reconstruits, ces méthodes seront basées sur la différence entre la trace et le *prefit*, et sur le rejet des événements pseudo-horizontaux dus aux gerbes électromagnétiques.

Améliorations

Comme on peut le constater un grand nombre d’événements sont mal reconstruits. Il convient donc de développer des méthodes de sélection astucieuses afin de garder les bons événements.

Une première méthode consiste à vérifier la cohérence entre *fit* et *prefit*. En effet, la trace reconstruite devrait être dans la continuité du *prefit*, et s’il y a une différence importante entre ces deux étapes, on peut raisonnablement supposer que la reconstruction ne s’est pas déroulée de façon optimale. Pour cela, on va garder uniquement les événements pour lesquels la condition suivante est vérifiée :

$$|\theta_{\text{fit}} - \theta_{\text{prefit}}| < 15^\circ \quad (6.1)$$

Le résultat de cette sélection est représenté sur la figure (6.5). Sur la partie gauche de celle-ci, on compare la résolution angulaire avant et après sélection, tandis que la partie droite représente l’efficacité de la sélection, c’est-à-dire le rapport entre événements sélectionnés et événements reconstruits. On constate que cette sélection conserve près de 80 % des événements bien reconstruits tandis que moins de 10% des événements mal reconstruits survivent.

Une autre méthode de sélection consiste à rejeter les événements pouvant provenir d’une gerbe électromagnétique. En effet, dans certains cas, une gerbe électromagnétique induite par le passage du muon

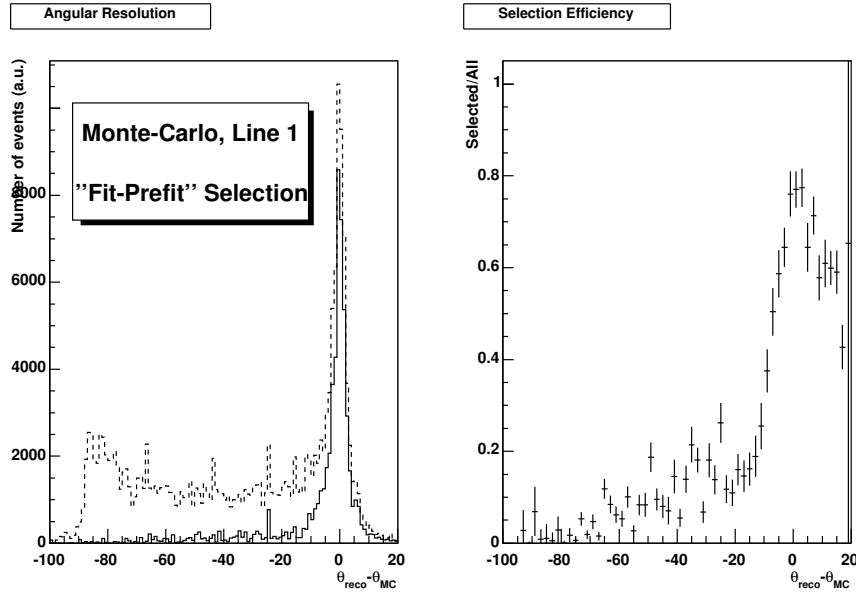


FIG. 6.5 – Effet de la coupure sur la différence fit-prefit : résolution angulaire en sélectionnant uniquement les événements remplissant la condition (6.1), comparée à la résolution angulaire avant sélection (en pointillés). A droite, l’efficacité de la sélection, le faible nombre d’événement au delà de 20° biaise la valeur de l’efficacité.

dans l’eau domine l’événement. De tels événements doivent être rejetés car la trace reconstruite sera faussée par la gerbe. Pour cela, nous allons utiliser la reconstruction de sphère décrite par l’équation (4.16). Nous allons alors comparer les probabilités de la trace reconstruite avec celle de la sphère reconstruite. Seules les traces remplissant la conditions suivantes seront conservées.

$$P(\chi^2)_{trace} > P(\chi^2)_{sphere} \quad (6.2)$$

La résolution angulaire après sélection est représentée sur la figure 6.6. On constate que cette coupure a l’avantage de garder plus de 90 % des événements bien reconstruits. Comme on peut s’y attendre elle est très peu efficace sur les *traces fantômes*. Entre ces deux régions³, elle permet d’éliminer environ 40 % des événements mal reconstruits.

Enfin, on peut combiner ces deux méthodes de sélection, afin de bénéficier des avantages des deux techniques. Les traces mal reconstruites dans la région correspondant aux gerbes sont alors éliminées par la coupure rejetant les gerbes électromagnétiques tandis que les *fantômes* sont rejetés par la méthode de la différence entre *fit* et *prefit*. Il reste alors environ 10 % des traces mal reconstruites. En contrepartie, il ne reste plus que 70 % des traces bien reconstruites. Le résultat d’une telle sélection est représenté sur la figure (6.7).

6.3 Les données reconstruites

Nous allons maintenant nous intéresser aux données reconstruites avec la ligne 1. Dans un premier temps, nous allons vérifier la cohérence entre les temps des *hits* et ceux de la trace reconstruite puis nous

³c’est-à-dire pour des erreurs comprises entre -20° et -60°

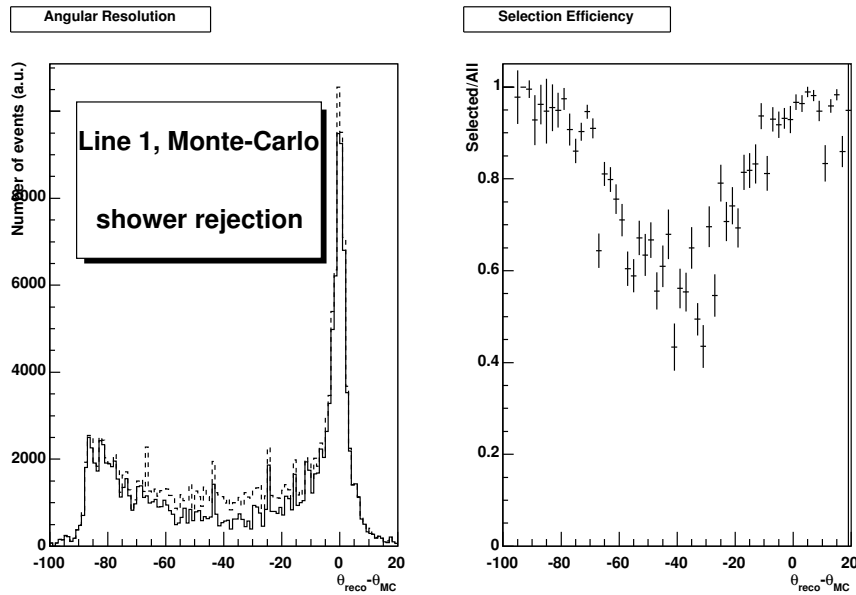


FIG. 6.6 – Effet de la coupure visant à rejeter les sphères : résolution angulaire en sélectionnant uniquement les événements remplissant la condition (6.2), comparés à la résolution angulaire avant sélection (en pointillés). À droite, l'efficacité de la sélection.

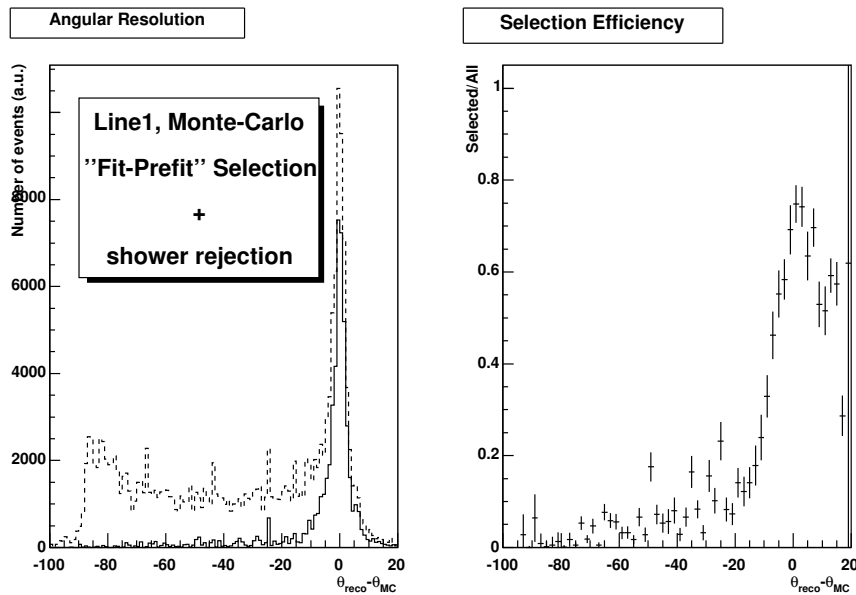


FIG. 6.7 – Application des deux coupures : celle sur la différence *fit – prefit* et celle visant à rejeter les sphères : résolution angulaire en sélectionnant uniquement les événements remplissant à la fois la condition (6.1) et la condition (6.2), comparée à la résolution angulaire avant sélection (en pointillé). À droite, l'efficacité de la sélection.

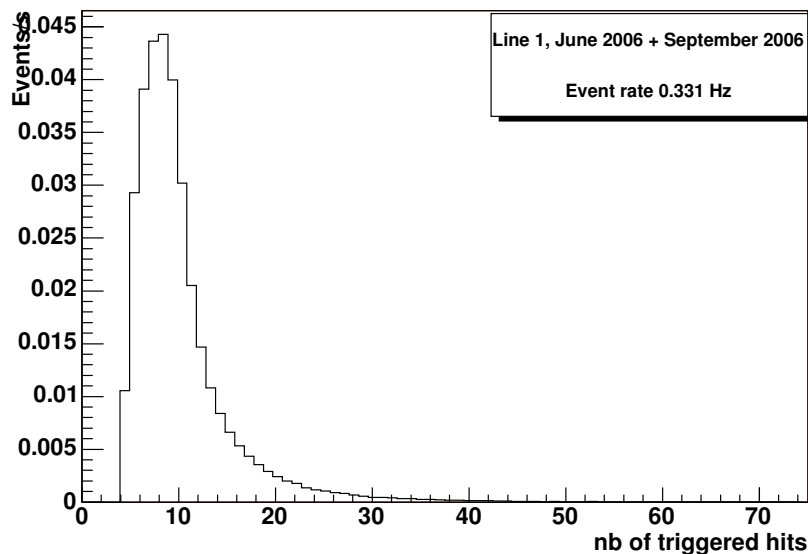


FIG. 6.8 – Taux d'événements de physique sélectionnés par le trigger pour les mois de juin et septembre 2006

allons présenter la distribution angulaire obtenue avec une seule ligne.

Taux d'événements et efficacité de reconstruction

Le taux d'événements sélectionnés sur une ligne est représenté, pour les *runs en or* pris en juin et septembre 2006, en fonction du nombre de *hits* sur la figure (6.8). Ce taux est d'environ 0.3 Hz. Le *trigger* sélectionne les événements ayant au moins 5 hits ce qui justifie la coupure inférieure. Le maximum est à 10 *hits* c'est-à-dire 5 coïncidences locales, la queue décroît alors de manière exponentielle. Ce sont ces événements qui vont être reconstruits, l'efficacité de reconstruction pour les mois de juin et septembre 2006 est la suivante :

Juin 2006 : 3J 10h 5min de données

| | | | |
|---------------------------|--------|---------|---------|
| Nombre d'événements total | 103986 | | 0.35 Hz |
| Nombre de profits | 64248 | 61.79% | 0.21 Hz |
| Nombre de traces | 21954 | 21.11% | 0.07 Hz |
| Nombre de sphères | 33290 | 32.01 % | 0.11 Hz |

Septembre 2006 : 5J 18h 3 min de données

| | | | |
|---------------------------|--------|---------|---------|
| Nombre d'événements total | 154329 | | 0.31 Hz |
| Nombre de profits | 108192 | 70.10% | 0.21 Hz |
| Nombre de traces | 36715 | 23.79% | 0.07 Hz |
| Nombre de sphères | 56225 | 36.43 % | 0.11 Hz |

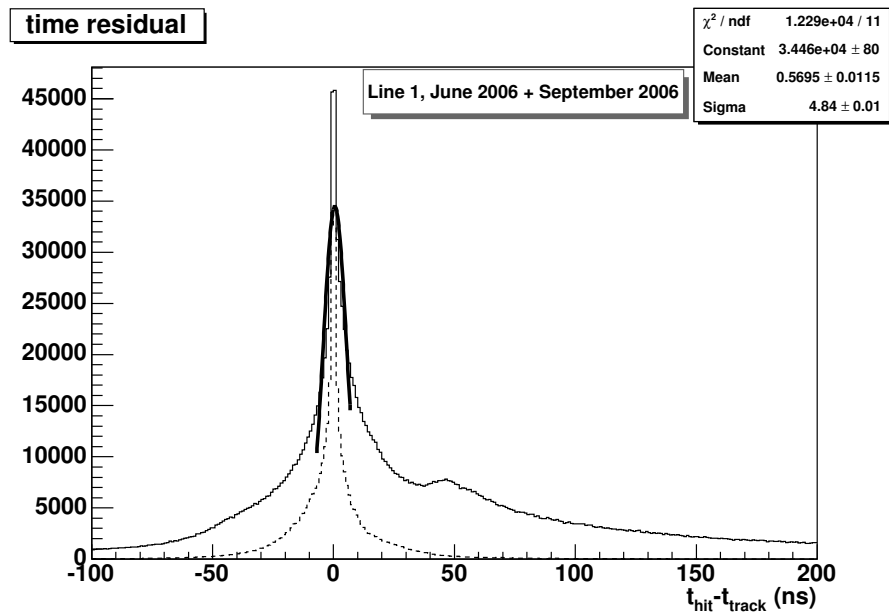


FIG. 6.9 – Différence (en ns) entre les temps d’arrivée des photons et les temps théoriques s’ils ont été émis par la trace reconstruite. En trait continu, tous les *hits* de l’événement, en trait pointillé, les *hits* sélectionnés pour la reconstruction.

Résidus en temps

Afin de s’assurer de la qualité de la reconstruction, nous allons nous assurer que les *hits* sont vus à un temps correspondant à la trace émettant ces photons. Pour cela, on représente sur la figure (6.9) la différence entre le temps théorique⁴ du *hit* si celui-ci provient de la trace reconstruite et le temps mesuré du *hit*. On obtient une distribution avec un pic centré en 0. On peut y observer les phénomènes suivants.

- Un pic centré sur 0 correspondant aux photons provenant directement de la trace.
- un deuxième pic centré sur 50, celui qui correspond à l’activation du second ARS.
- Une composante en décroissance exponentielle dès la fin du premier pic correspondant aux photons diffusés, et aux gerbes électromagnétiques.
- Un bruit de fond constant correspondant aux *hits* aléatoires dus aux différents bruits lumineux.

Un ajustement gaussien du pic central permet d’extraire une largeur⁵ d’environ 5ns ce qui est cohérent avec l’erreur attendue sur les temps d’arrivée des photons, et prouve donc . Enfin, les *hits* sélectionnés pour la reconstruction sont coupés artificiellement à 50ns à cause de la méthode de sélection. Néanmoins, la plupart des *hits* correspondant aux photons directs sont conservés par la sélection et donc utilisés par la reconstruction. Les résidus en temps permettent alors de penser que la reconstruction est cohérente, et que les traces reconstruites sont bien à l’origine des *hits*.

Distribution angulaire

La reconstruction donnant des résultats cohérents. nous allons nous intéresser à la distribution angulaire des données reconstruites à une ligne. Comme nous l’avons déjà vu page 73, le zénith de la trace

⁴calculé avec l’équation (4.14)

⁵En fait le σ de la gaussienne ajustée

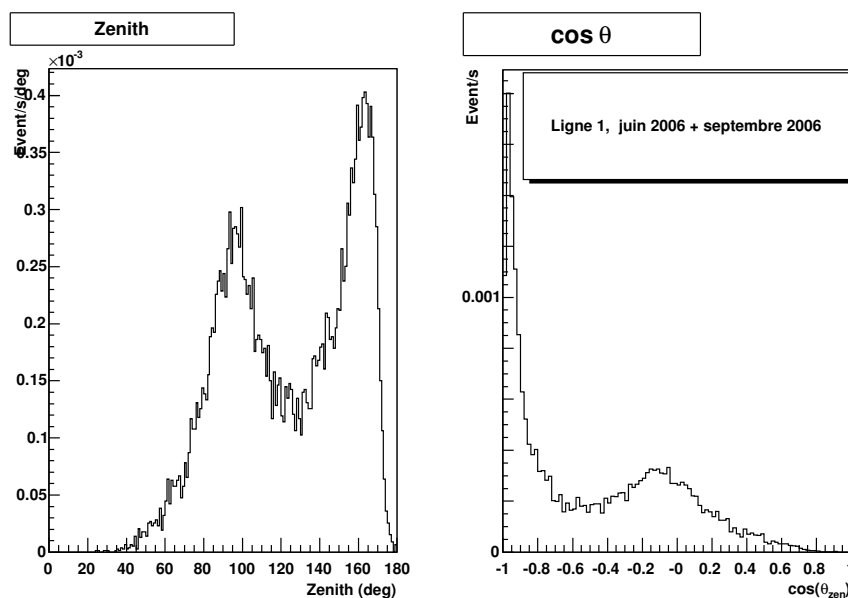


FIG. 6.10 – Distribution angulaire des muons atmosphériques mesurés avec la ligne 1. A gauche, les valeurs de l'angle zénithal en degrés et à droite le cosinus de cet angle.

est la seule information accessible dans le cas où on ne dispose que d'une ligne.

Le détecteur ANTARES est optimisé pour les traces montantes. C'est pourquoi dans le système de coordonnées ANTARES, un angle de 0° correspond à une trace montante verticale, 90° correspond à une trace horizontale et 180° correspond à une trace verticale descendante. La distribution angulaire des muons reconstruits avec la ligne 1 est représentée sur la figure (6.10). L'angle est directement représenté à gauche et son cosinus est représenté à droite.

6.3.1 Application des méthodes de sélection aux données

Nous avons désormais validé deux techniques de sélection des bons événements, il nous faut maintenant les appliquer aux données.

Dans un premier temps, nous allons utiliser le critère (6.1). Le résultat de cette coupure est représenté sur la figure (6.11(a)). La distribution angulaire avant sélection est également présentée en guise de référence. On constate que la plupart des événements quasi-verticaux sont conservés. Le nombre de traces conservées descend alors très rapidement pour, en dessous de 130° , devenir à peu près constant.

Dans un second temps, nous allons utiliser le critère (6.2). La distribution angulaire après application de ce critère est présentée sur la figure (6.11(b)). On constate une diminution significative du second pic dans la région entre 80 et 120 degrés. En effet, de la lumière émise par une source ponctuelle aura une forme assez similaire à celle d'une trace provenant de ces directions.

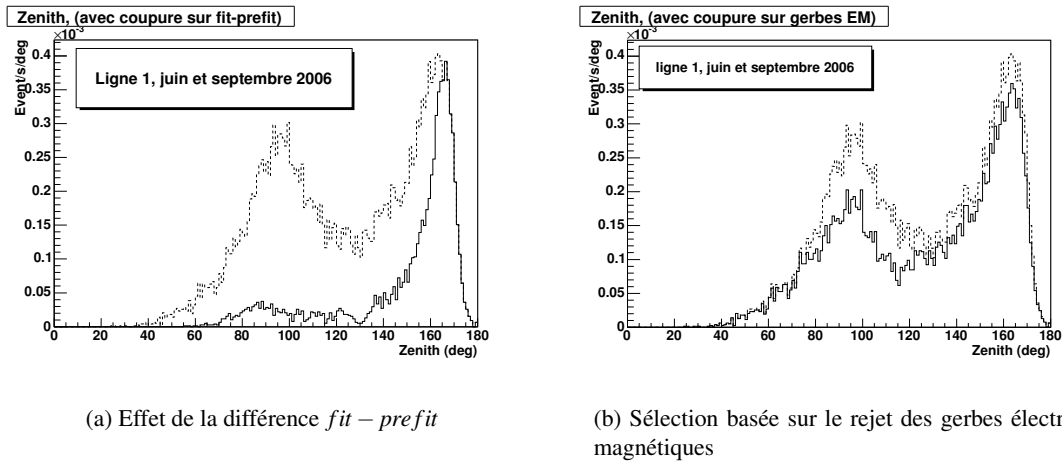


FIG. 6.11 – Application des critères de sélection précédemment définis aux données. En pointillés, les données avant sélection et en traits pleins, l’effet de la sélection.

6.4 Données à 5 lignes

6.4.1 Les données analysées

Nous nous intéressons aux données prises au mois de Mars 2007. Seuls les *runs en or* seront analysés. La reconstruction a été faite avec un fit à 5 paramètres comme décrit par l’équation (4.12). Un fit de sphère a également été utilisé afin de rejeter les gerbes électromagnétiques.

6.4.2 La stratégie de reconstruction

La stratégie de reconstruction utilisée dans cette étude est relativement simple.

Dans un premier temps, un *prefit* tri-dimensionnel est réalisé sur les *hits en coïncidence locale*, pour lesquels la fenêtre de sélection a été élargie à 25ns. Ce *prefit* est basé sur l’approximation de la trace moyenne[101]. On considère que la distance entre les *hits* et la trace est petite devant la longueur de la trace, et on cherche donc la droite reliant les *hits* en définissant le χ^2 ainsi :

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^{i=n_{\text{hit}}} a_i(x_i - x_0 - vt_i)$$

On pondère les *hits* avec l’amplitude car les *hits* les plus intenses sont les plus proches de la trace. On peut alors résoudre linéairement ce problème, et obtenir un *prefit*.

Dans un second temps, une minimisation de χ^2 est réalisée sur les *hits* en coïncidence à l’aide de *MINUIT*. Pour cette minimisation, on utilise $\sigma = 7.5\text{ns}$. Un fit de sphère tri-dimensionnel est également réalisé. Il s’agit d’ajuster l’équation (4.15) aux *hits en coïncidence locale* déjà utilisés pour le *prefit*. Cet ajustement est réalisé par une minimisation de χ^2 avec $\sigma = 7.5\text{ns}$.

Une reconstruction de sphère est également réalisée, celle-ci sera utilisée dans la suite afin de rejeter les événements dominés par une gerbe électromagnétique.

On demande à *MINUIT* de retourner une matrice de covariance positive, à chaque étape, sinon l’événement reconstruit n’est pas conservé.

Pour l'ensemble des *runs* analysés, nous allons utiliser les informations sur le positionnement du détecteur, la simulation a, quant à elle, été réalisée avec une description du détecteur réaliste prenant en compte l'inclinaison des lignes.

Pour l'analyse qui suit nous allons garder les événements touchant au moins trois lignes, afin d'être sûr d'avoir une vraie reconstruction 3D, et ainsi d'éviter les effets de symétrie de type *fantômes*. Nous allons également conserver les traces ayant une probabilité de χ^2 supérieure à 5 %, afin de garder les traces ayant été correctement reconstruites.

6.4.3 Etude Monte-Carlo et améliorations

Afin d'estimer la qualité de la reconstruction et d'étudier des méthodes de sélection, nous allons d'abord faire une étude sur les *Monte-Carlo*. Nous allons utiliser une production plus récente, qui utilise une paramétrisation correcte de l'acceptance angulaire du photomultiplicateur⁶.

Résolution angulaire

La résolution angulaire permet d'évaluer la qualité de la reconstruction. Comme dans le cas à une ligne, elle est estimée par des études *Monte-Carlo*. Celle-ci représente la différence entre la vérité *Monte-Carlo* et la trace reconstruite. La reconstruction se faisant en 3D, nous allons séparer les deux composantes de la résolution angulaire : $\Delta\theta$ la résolution sur le zénith et $\Delta\phi$ la résolution sur l'azimut. Ces résolutions sont représentées sur la figure (6.12). À gauche, la résolution sur le zénith et à droite, celle sur l'azimut. La résolution sur l'angle zénithal se compose un peu comme dans le cas à une ligne d'un pic d'événements bien reconstruits, ayant une largeur à mi-hauteur d'environ 5° et d'une queue plate dans la région où $\theta_{reco} - \theta_{MC} < 0$. Les *fantômes* ont quasiment disparu avec l'utilisation de la reconstruction 3D. Sur l'azimut, la résolution est beaucoup moins bonne, la distribution bien que centrée sur 0 ayant une largeur à mi-hauteur de 12° .

Effets des gerbes électromagnétiques

Comme dans le cas à une ligne, nous pouvons améliorer la résolution en rejetant les événements dominés par une gerbe électromagnétique déclenchée par le passage d'un muon.

Afin de rejeter les événements mal reconstruits nous allons à nouveau appliquer la condition (6.2). La principale différence avec le cas 1D est que cette fois nous allons comparer une trace 3D avec une sphère 3D.

Contrairement au cas à une dimension, cette coupure n'a pas d'effet. Cela s'explique car à 5 lignes le détecteur est capable dans la plus part des cas de faire la différence entre une gerbe et une trace, et un événement dominé par une trace sera rejeté par la condition $P(\chi^2) > 5\%$ appliqué à toute les données. Les résultats de l'utilisation de cette coupure sur l'angle zénithal sont représentés sur la figure (6.13).

Effet de la différence fit-profit

Nous allons également étudier l'effet de la différence *fit-profit* sur les données reconstruites en 3D avec les cinq premières lignes. Comme dans le cas à une ligne nous allons conserver uniquement les événements pour lesquels la condition (6.1) est respectée.

⁶Voir dans l'annexe D pour plus de détail sur l'influence de l'acceptance angulaire sur les données.

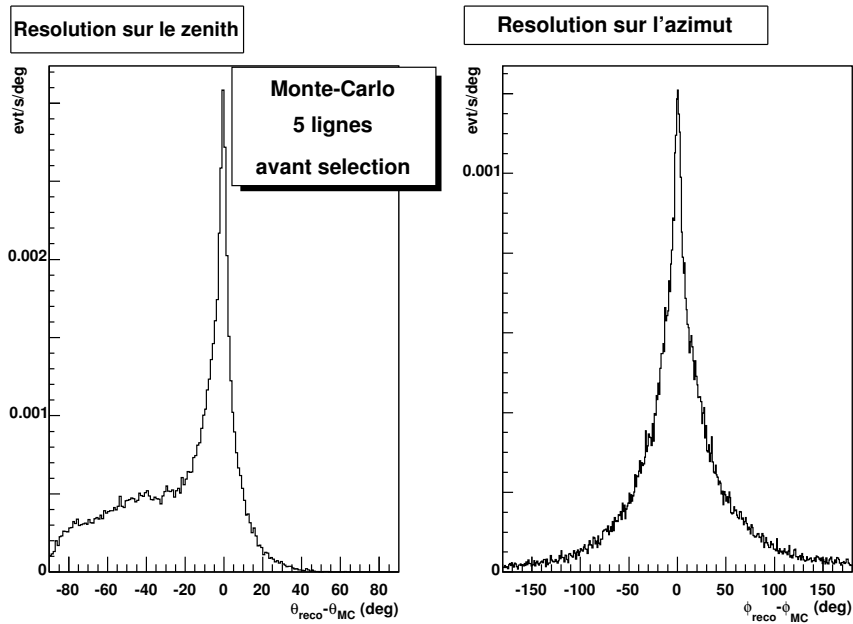


FIG. 6.12 – Résolution angulaire pour un détecteur à 5 lignes. À gauche la résolution sur le zenith et à droite la résolution sur l'azimut

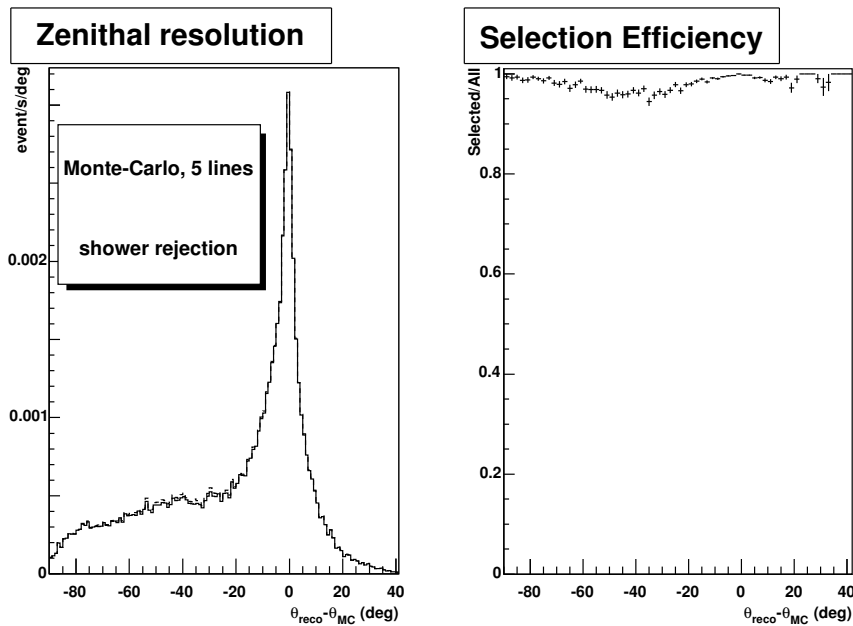


FIG. 6.13 – Effet de la coupure visant à rejeter les gerbes électromagnétiques sur l'angle zénithal. À gauche, la résolution angulaire sur le zénith, avant sélection, en pointillés et après sélection en traits pleins. À droite, l'efficacité de la sélection c'est-à-dire le rapport entre le nombre d'événements sélectionnés et le nombre d'événements avant sélection, en fonction de l'angle.

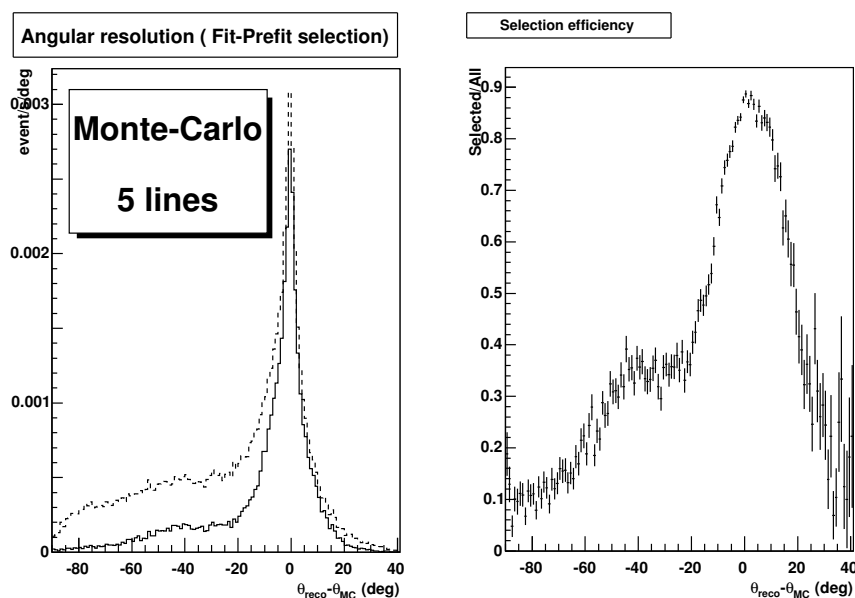


FIG. 6.14 – Effet sur **le zenith** de la sélection basée sur la différence *fit-prefit*, pour la simulation 3D, à droite la résolution angulaire en appliquant cette sélection, et à gauche l’efficacité de la sélection

La figure (6.14) représente la résolution angulaire sur le zénith avant et après cette sélection ainsi que l’efficacité de cette méthode de sélection. La figure (6.15) représente quant à elle la résolution et l’efficacité sur l’azimut. Cette sélection conserve la majorité des traces ayant une erreur raisonnable tout en rejetant les traces ayant une erreur plus importante. Celle-ci fonctionne bien pour le zénith où l’on observe clairement un pic centré sur zéro puis une baisse de l’efficacité. Sur l’azimut, cette sélection conserve les événements bien reconstruits, le nombre d’événements mal reconstruits diminue avec l’erreur.

Distribution angulaire, après sélection

La figure (6.16) représente la distribution angulaire des muons atmosphériques *Monte-Carlo* après sélection⁷. On rappelle que dans le système de coordonnées ANTARES un zenith de 180° correspond à une trace verticale descendante 90° à une trace horizontale et 0° correspond à une trace verticale montante. Cette distribution est centrée sur 130° en partie car nous demandons au moins 3 lignes touchées. Cette distribution se compose ainsi :

- Une distribution traces descendantes, centrée sur 130° , car la reconstruction 3D a besoin de plusieurs lignes et perd donc des événements très verticaux.
- Un léger rebond au niveau des traces verticales, certainement dû à l’effet des gerbes électromagnétiques comme nous le verrons plus loin.
- Une queue correspondant à des événements mal reconstruits.

⁷Les événements affichés sur ces distributions sont ceux pour lesquels au moins 3 lignes sont utilisées pour la reconstruction – Faute de quoi on aurait une fausse reconstruction 3D – et dont les traces ont été reconstruites avec une probabilité de χ^2 supérieure à 5 %

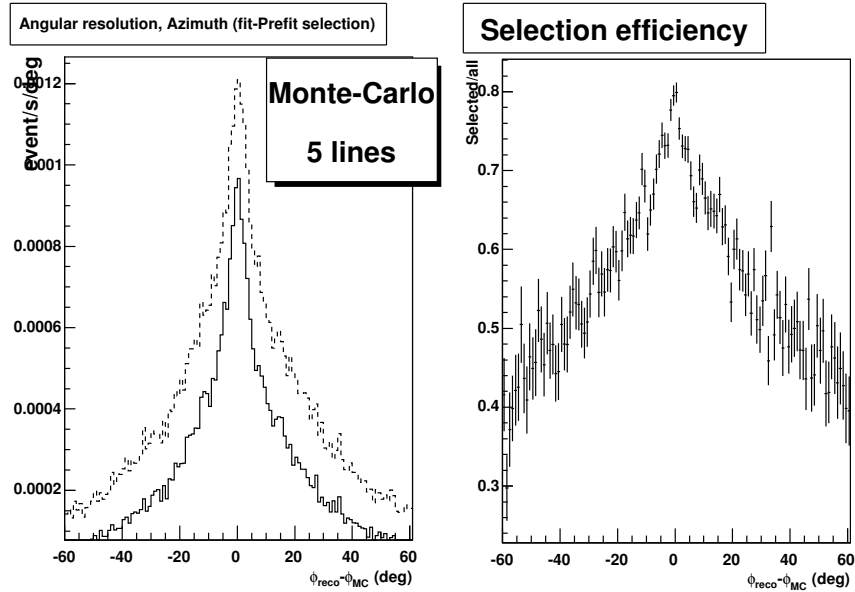


FIG. 6.15 – Effet sur l’azimut de la sélection basée sur la différence *fit-prefit*, pour la simulation 3D, à droite la résolution angulaire en appliquant cette sélection, et à gauche l’efficacité de la sélection

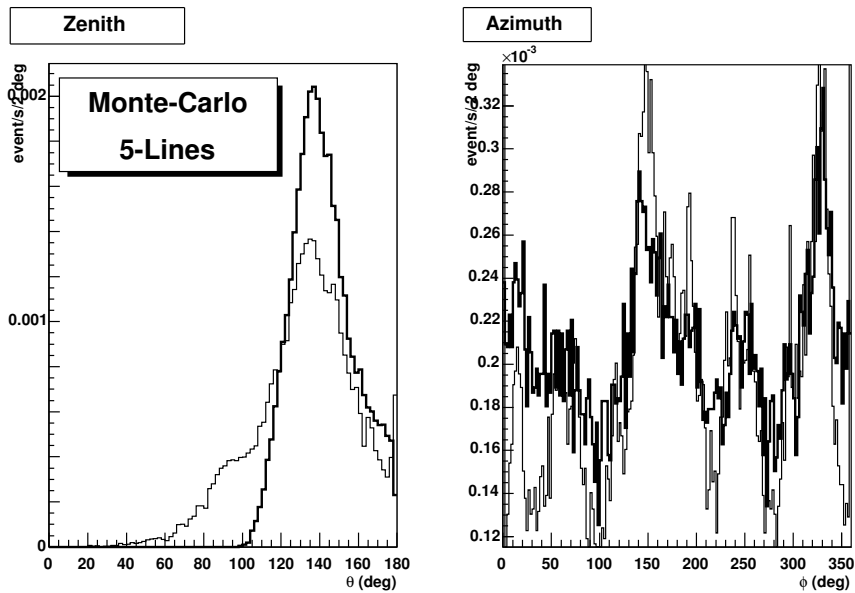


FIG. 6.16 – Distribution angulaire à 5 lignes pour les simulations *Monte-Carlo*, à gauche le zenith, et à droite l’azimut. La vérité *Monte-Carlo* est représentée en gras et les traces reconstruites en trait fin

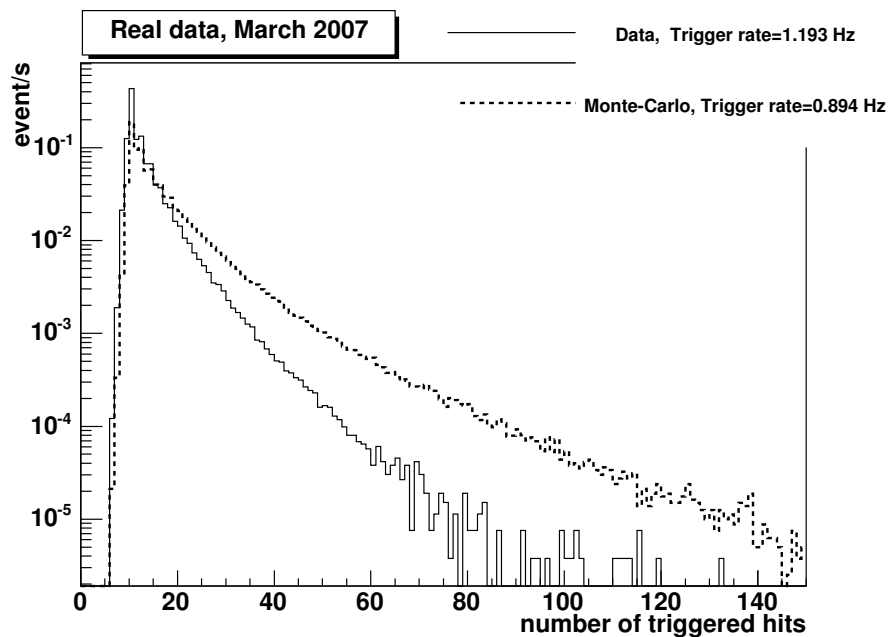


FIG. 6.17 – Taux d'événements (en Hz) mesuré, en mars 2007, avec 5 lignes. En abscisse, le nombre de *hits triggés* et en ordonnée, le taux d'événements de ce type en Hz. Le taux d'événement vu dans la *Monte-Carlo* est également représenté en pointillé.

6.4.4 Résultats

Taux d'événements et efficacité de reconstruction

La figure (6.17) présente le taux d'événements mesuré avec 5 lignes pour les *runs en or* du mois de mars 2007. En abscisse, figure le nombre de *hits triggés* tandis qu'en ordonnée, figure la fréquence des événements avec ce nombre de *hits triggés*.

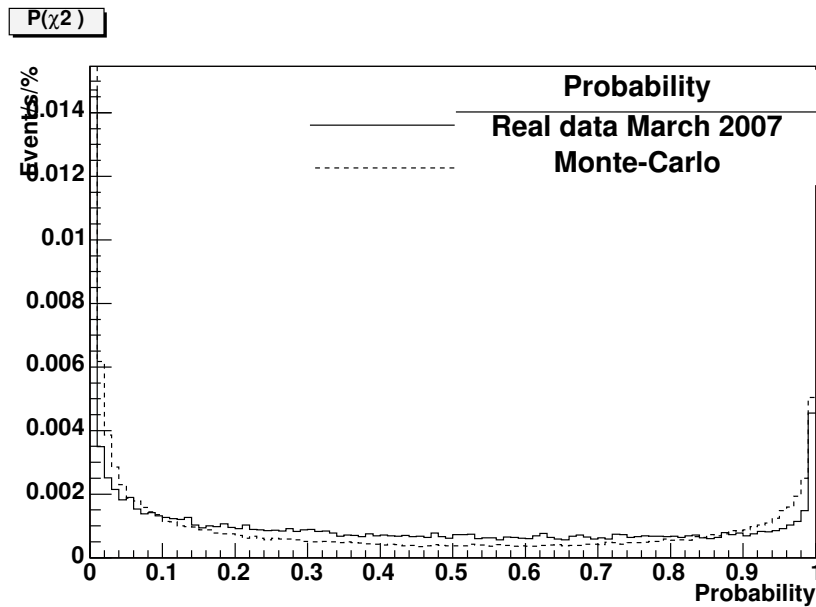
Le taux global d'événements est de 1.2 Hz. Il y a un pic centré sur 10 *hits triggés* c'est-à-dire 5 paires de *hits* en coïncidence locale donnant alors les 5 *hits L1* nécessaires pour déclencher l'acquisition de l'événement. Le nombre de *hits* par événement décroît ensuite de manière exponentielle. Dans la simulation *Monte-Carlo* le taux total d'événement est de 0.89Hz, il y a moins d'événement dans le pic à 10 mais plus d'événement dans la queue.

Le nombre d'événements avec moins de 10 *hits triggés* est plus faible que pour la ligne 1, cela vient du réglage du *trigger* qui est différent. En effet le seuil pour les *hits* à haute amplitude a été remonté à 10 photo-électrons au lieu de 3 pour la ligne 1, et ce le temps de procéder à un réglage définitif des seuils et des charges.

Le nombre d'événements aux différentes étapes de reconstruction puis de sélection est donné par le tableau 6.1. Les différentes étapes sont d'abord les étapes de la reconstruction (Préfit, Fit de trace, Fit de sphère). Viens ensuite une préselection dans laquelle on ne garde que les événements sur au moins 3 lignes et avec une probabilité de χ^2 supérieure à 5%. Cette probabilité est représenté sur la figure (6.18). Enfin nous donnons l'efficacité des différentes sélections décrites précédemment. Les données prises à 5 lignes analysées correspondent à 314280 événements, et un temps de prise de données équivalent à 3j 1h 07min.

| Etape | Données | | Monte-Carlo | |
|-----------------------|---------|----------|-------------|----------|
| <i>trigger</i> | 100% | 1.19 Hz | 100% | 0.89Hz |
| <i>Prefit</i> | 43 % | 0.51 Hz | 56.93% | 0.51 Hz |
| Traces reconstruites | 9 % | 0.11 Hz | 21.88 % | 0.19 Hz |
| Sphères reconstruites | 14 % | 0.17 Hz | 33.56 % | 0.30 Hz |
| $\chi^2 + 3$ lignes | 6.3% | 0.075 Hz | 7.72% | 0.069Hz |
| Rejet des gerbes | 6.2 % | 0.075Hz | 7.60 % | 0.068 Hz |
| fit-prefit | 4.5 % | 0.053Hz | 4.24% | 0.037Hz |
| combinaison | 4.5% | 0.053Hz | 4.18% | 0.037 Hz |

TAB. 6.1 – Efficacité et taux à chaque étape

FIG. 6.18 – Probabilité de χ^2 pour les événements reconstruits avec la ligne 5, et pour la simulation *Monte-Carlo*.

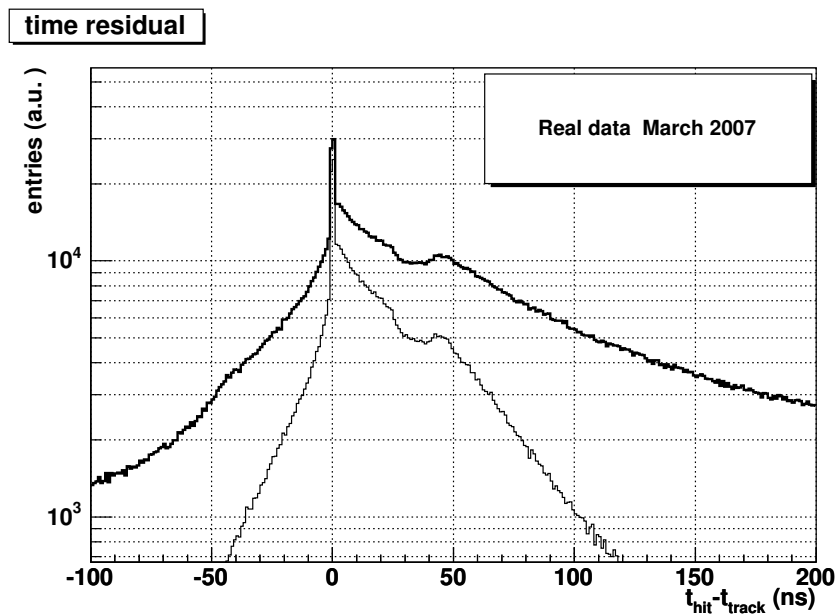


FIG. 6.19 – Résidus en temps pour les traces reconstruites à 5 lignes. En gras, pour tous les *hits* et en traits fins, pour les *hits* sélectionnés pour la reconstruction.

Des exemples d'événements dus à des muons atmosphériques vu par les cinq premières lignes sont présentés dans l'annexe (E). En particulier

- Un exemple de trace de muon sur la figure (E.1).
- Un exemple de gerbes électromagnétiques sur la figure (E.2).
- L'événement ayant le plus grand nombre de *hits* *triggés*, figure (E.3).

Résidus en temps

La figure (6.19) représente les résidus en temps pour les traces reconstruites avec un détecteur à 5 lignes. La distribution de ces résidus est dominée par un pic centré sur zéro correspondant aux *hits* directs. Ce pic a une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 5ns. Vient ensuite un petit pic autour de 50ns correspondant à l'activation du second *ARS*. Enfin, vient une queue incluant des photons diffusés ainsi que du bruit optique.

Distribution angulaire

La figure (6.20) représente les distributions angulaires mesurées avec les cinq premières lignes à gauche, se trouve l'angle zénithal. On rappelle que dans le système de coordonnées choisi, 180° correspond aux traces descendantes, 90° aux traces horizontales et 0° aux traces montantes. La distribution se compose de 3 parties :

À droite, se trouve la distribution azimutale. Cette distribution varie de 0° à 360° . 0° correspondant au nord. Cette distribution est –en première approximation – plate. Cependant, le détecteur étant incomplet, il existe des directions privilégiées responsables des pics dans certains azimuts.

Si on compare la distribution angulaire ainsi obtenue avec celle obtenue dans la simulation *Monte-Carlo*. On constate que ces deux distributions sont similaires, la différence de 20% dans le taux d'événements.

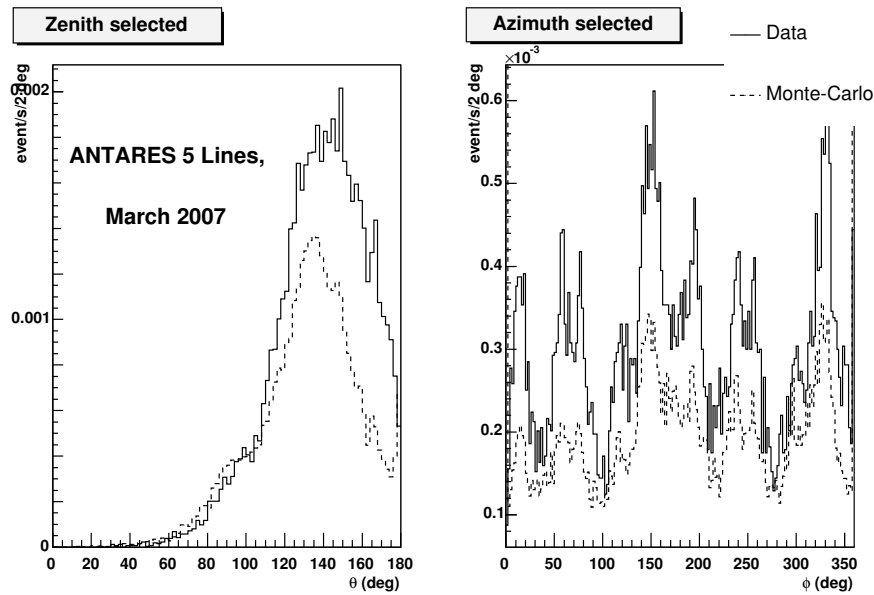


FIG. 6.20 – Distribution angulaire mesurée à 5 lignes après sélection, comparée avec la *Monte-Carlo*. À gauche la distribution zénithale, et à droite, la distribution azimutale. Les distributions provenant des simulations sont en pointillés.

ment étant conservée.

Nous savons désormais que le détecteur est capable de reconstruire des traces, aussi bien avec une seule ligne qu'avec une reconstruction 3D avec un détecteur à 5 lignes. Le détecteur complet ne sera qu'une version agrandie du détecteur à 5 lignes, les principes généraux de reconstruction resteront les mêmes.

Nous avons proposé des méthodes pour sélectionner les événements correctement reconstruits et rejeter les autres.

Si la simulation utilisée au début de cette étude avait quelques problèmes de cohérences avec les données ces problèmes ont été en grande partie réglés, et la simulation semble désormais comparable avec les données. Bien que la nouvelle simulation ait été rendue disponible tardivement on peut déjà estimer que le flux de rayons cosmiques vu par ANTARES, est comparable à celui dans la simulation.

Les techniques de reconstruction conçues pour les neutrinos ont été adaptées aux vraies données par les équipes de NIKHEF et de SACLAY. Ces stratégies sont également plus performantes en ce qui concerne les muons descendants que la méthode simple présentée dans ce manuscrit. Ces techniques ont également été utilisées dans le but de trouver des neutrinos montants, donnant alors environ une trace montante par jour. Ces débuts sont prometteurs, cependant le nombre d'événements actuel est clairement insuffisant pour envisager un traitement statistique, ou même une simple distribution angulaire. La figure (6.21) représente le cosinus de l'angle zénithal reconstruit avec cette stratégie. On constate, en plus de la traditionnelle distribution de traces descendantes correspondant aux muons atmosphériques, un ensemble de traces regroupées autour de $\cos \theta = 1$ c'est-à-dire des traces quasi-verticales montantes, ces traces correspondent vraisemblablement à des neutrinos montants.

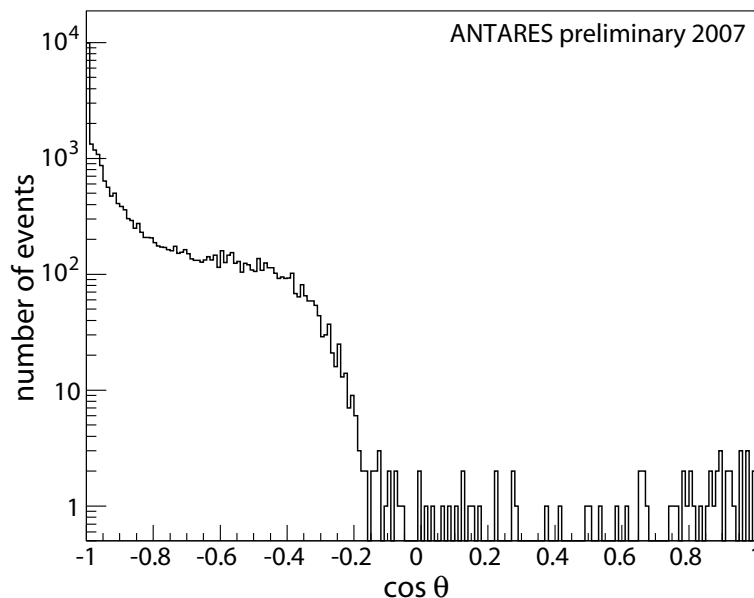


FIG. 6.21 – Distribution angulaire, en utilisant la stratégie dite *de Aart*. On observe un groupe d'événements avec un zénith correspondant à des traces montantes, c'est-à-dire des neutrinos.

Il est également nécessaire de traiter à nouveau toute la production de neutrinos simulée avec la nouvelle paramétrisation angulaire, afin de pouvoir se référer à une simulation correcte. De plus, il sera nécessaire de remettre à jour les études de performance du détecteur afin de prendre en compte le détecteur réel et non plus le détecteur idéal de la simulation.

Les lignes 6 à 9 d'ANTARES sont déjà dans l'eau et attendent d'être connectées par le R.O.V. La construction de la ligne 10 a déjà commencée, le détecteur devrait donc, comme prévu, être complet à la fin de l'année 2007, ouvrant ainsi la porte à l'observation de neutrinos cosmiques en mer méditerranée.

La construction d'un télescope neutrino en mer Méditerranée peut apporter de nombreuses informations sur les mécanismes astrophysiques susceptibles d'accélérer des particules. La construction et la mise en opération d'un tel instrument relèvent cependant du défi, aussi bien sur le plan scientifique que technique. Ce défi a été relevé avec la construction d'ANTARES, et avec succès car l'instrument fonctionne.

Une fois déployé sur site, le détecteur a un comportement stable, y compris sur de longues périodes de temps. Dans le cadre de ce travail, nous avons mis en place des outils pour vérifier la stabilité du détecteur, et avons montré que les temps de transits sont stables à 0.5 ns . Nous avons également vu quels types de circonstances entraînent des changements dans les valeurs de ceux-ci. Les calibrations en temps et en charge ont également été surveillées et sont stables.

Après avoir étudié le comportement du détecteur, nous nous sommes intéressés au milieu dans lequel il est installé, pour cela nous avons utilisé les balises optiques, conçues pour la calibration en temps in situ, afin d'étudier la propagation de la lumière dans l'eau. Cette méthode fait appel à une reconstruction pour les sources ponctuelles de lumière, en comparant la position réelle de la balise avec la position reconstruite de la source de lumière nous avons d'abord validé ce type de reconstruction. Nous avons alors appliqué la méthode proposée et avons extrait les longueurs d'atténuation et d'absorption sur le site ANTARES. Ces mesures donnent des résultats comparables aux tests de site, réalisés entre 1997 et 2000, eux-mêmes à l'origine du modèle d'eau simulé. On peut donc considérer le modèle d'eau de la simulation comme valide.

Nous avons montré que le détecteur avait un fonctionnement conforme aux attentes. Nous avons également vérifié que l'on comprend la propagation de la lumière dans l'eau. Dans ces conditions nous pouvons reconstruire des traces, d'abord avec la ligne 1, puis avec un détecteur à 5 lignes. Nous avons étudié des méthodes permettant de rejeter les événements mal reconstruits. Dans le cas à une ligne, la comparaison entre données et simulation n'avait pas vraiment de sens en raison d'un problème dans la description de l'acceptance angulaire dans la simulation, mais, dans le cas à 5 lignes, nous avons utilisé une simulation plus récente, avec une acceptance angulaire corrigée, afin de pouvoir faire une comparaison dans de bonnes conditions. Nous avons alors constaté que le détecteur réel a un comportement comparable au détecteur simulé. On peut donc penser que, d'une part, le fonctionnement du détecteur est désormais proche du fonctionnement simulé, mais également, que le flux de rayons cosmiques simulé correspond au flux réel. Malheureusement, le détecteur comporte cinq lignes depuis peu de temps, et la simulation correcte a été rendue disponible tardivement, il n'a donc pas été possible de faire une analyse

très avancée sur les muons atmosphériques.

L'arrivée du détecteur final est proche, et des neutrinos ont déjà été reconstruits. Les muons atmosphériques ont permis de défricher le terrain, et nul doute que les performances définitives du détecteur devraient bientôt être connues. On pourra alors pointer des sources astrophysiques. Actuellement aucune source astrophysique n'a été détectée en neutrino, y compris avec un instrument de taille équivalente au pôle sud, ANTARES avec sa vue privilégiée sur le centre galactique devrait pouvoir tout au moins contraindre les flux de neutrinos émis par les sources galactiques.

Le futur est déjà en marche, alors que les premières données d'ANTARES arrivent, son successeur prend forme dans le cadre du projet KM3NET, un TDR⁸ devrait être publié à la fin de l'année 2008. Un tel instrument aura un volume vingt fois supérieur à ANTARES, il devrait certainement être capable de détecter des sources astrophysiques de neutrinos.

⁸Technical Design Report

ANNEXE A

Simulation de la production de neutrinos par désintégration du μ

La désintégration du muon joue un rôle important dans la production de neutrinos. Afin de mieux comprendre le spectre de neutrinos ainsi produit, nous avons fait une étude par simulation en utilisant GEANT4 [15].

La version de GEANT4 utilisée au début de cette étude ne prenait pas en compte correctement la désintégration du muon. En effet, comme le montre la figure (A.1(a)), l'électron était généré suivant un spectre de Michel conformément à la théorie mais les deux neutrinos se partageait l'énergie restante à part égale. Ce qui est une approximation incorrecte.

En fait la désintégration du muon est un processus électrofaible ayant une structure $V-A$. Ce type de processus a été abondamment traité dans la littérature. La méthode décrite dans *Quarks and Lepton* [16] est simple à transcrire dans un code numérique.

On tire d'abord l'énergie de l'électron¹ et de son neutrino associé :

$$0 \leq E_e, E_{\nu_e} \leq \frac{1}{2}m_\mu \quad (\text{A.1})$$

E_e est tiré suivant une distribution plate tandis que E_{ν_e} avec une densité de probabilité de la forme :

$$p(E) = \left(\frac{m_\mu}{2} - E\right)E \quad (\text{A.2})$$

avec

$$\frac{1}{2}m_\mu - E_e \leq E_{\nu_e} \leq \frac{1}{2}m_\mu \quad (\text{A.3})$$

Ainsi on a un couple E_e, E_{ν_e} suivant les conditions données par les équations (A.1,A.2) et ce, jusqu'à ce que la condition donnée en (A.3) soit vérifiée. Finalement l'énergie restante soit $(1 - E_e - E_{\nu_e})$ est donnée au neutrino muonique. On a alors les largeurs de désintégration suivante :

$$d\Gamma_e = d\Gamma_{\nu_\mu} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} 2\varepsilon^2 (3 - 2\varepsilon)$$

$$d\Gamma_{\nu_e} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} 2\varepsilon^2 (6 - 6\varepsilon)$$

¹On néglige la masse de l'électron.

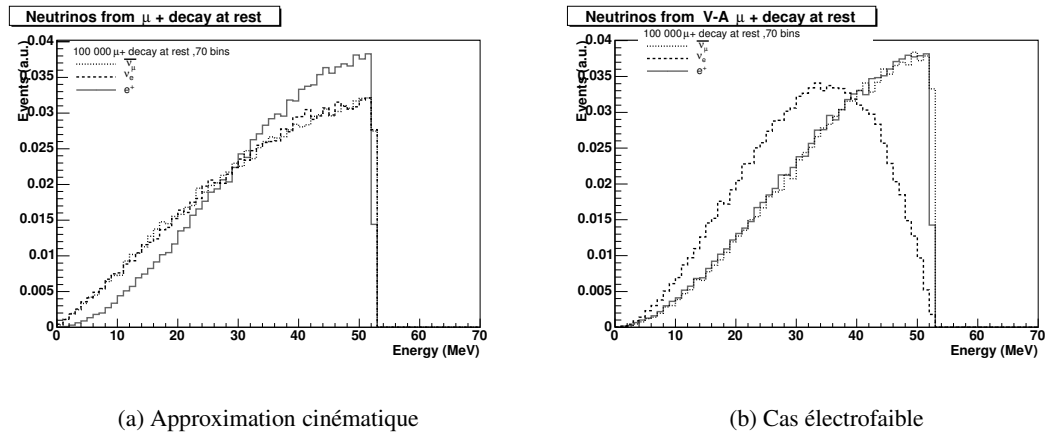


FIG. A.1 – Spectre de particules produites par la désintégration du muon, à gauche dans l’approximation cinématique et à droite dans le cas électrofaible après modification de GEANT4

conforme à ce qui est attendu dans le cadre d’un couplage V-A. Enfin la direction des particules produites lors de cette désintégration étant aléatoire, il est nécessaire de terminer en faisant une rotation dans une direction aléatoire ce qui donne alors des résultats conformes à la physique.

Les résultats après modification sont présentés par la figure (A.1(b)) On constate que le spectre de neutrinos a été fortement modifié. En effet, désormais le ν_μ a un spectre similaire à celui de l’électron tandis que le ν_e a un spectre fortement différent, conformément à ce qui est attendu. Ces modifications ont alors été soumises à l’équipe de GEANT4 et intégrées à la version 7.1 .

ANNEXE B

Format de données

B.1 Données brutes

Principales informations enregistrées dans un événement

A la sortie du *trigger*, les événements sont écrit par le *datawriter*. Ils sont alors sauvegardés dans un fichier ROOT. Pour chaque événement, un objet *PhysicsEvent* est écrit, et contient les informations suivantes :

| donnée | type (C++) | Commentaire |
|------------------------------|------------------------------|---|
| EventType() | unsigned int | Type de trigger ayant déclenché l'événement |
| RuNumber() | unsigned int | Numéro du <i>run</i> |
| FrameIndex() | unsigned int | référence à la frame où a lieu l'événement |
| FrameTime1() FrameTime2() | unsigned int unsigned int | Ces deux fonction retournent les deux parties d'une variable de 64 bits contenant le nombre de cycles d'horloge depuis le début du <i>run</i> |
| MinT() | double | Temps du premier <i>hit</i> relativement au <i>RTS</i> |
| MaxT() | double | Temps du dernier <i>hit</i> relativement au <i>RTS</i> |
| MaxA() | float | Amplitude maximale d'un <i>hit</i> dans l'événement |
| TotA() | float | Amplitude totale des <i>hits</i> de l'événement |
| TriggeredSPEHits() | vector<TriggeredSPE_Hit> | <i>Hits</i> sélectionnés par le trigger |
| SPE_Hits() | vector<SPE_Hit> | Tous les <i>hits</i> enregistrés dans l'événement |
| AWF_Hits() | vector<AWF_Hit> | Waveform anode |
| DWF_Hits() | vector<DWF_Hit> | Waveform dynode |

Information enregistrée dans un SPE_Hit.

Les *hits* pris en mode *SPE*, sont enregistrés sous forme d'objets appelés *SPE_Hit*. Ces objets contiennent l'ensemble de la description du *hit* à la sortie de l'*ARS*. Afin d'économiser sur la bande passante lors du transfert de données à terre, mais aussi sur la taille du fichier final, les registres de 8 bits (*AVC*, *TVC*) sont écrits sous forme de char non signé.

| donnée | type (C++) | Commentaire |
|-----------|----------------|---|
| status | unsigned char | Permet de contrôler la qualité du SPE |
| timestamp | unsigned int | nombre de cycle de clock de 50 ns depuis le dernier RTS |
| avc | unsigned char | Charge mesurée |
| tvc | unsigned char | TVC de l'événement |
| lcm_id | unsigned short | identification du LCM |
| ars_id | unsigned char | identification de l'ARS |

B.2 Données calibrées

Informations enregistrées dans un événement

Après passage par *Calibrate*, les événements sont écrits dans un objet appelé *FullEvent*, qui reprend les informations du *PhysicsEvent*, cependant il y a été ajouté la description du détecteur utilisé lors de l'événement¹ ; de plus, un conteneur pour les traces reconstruites a également été rajouté, ce qui permet de regrouper toutes les informations contenant un événement dans un même objet.

| donnée | type (C++) | Commentaire |
|--------------|-----------------|--|
| RunNumber() | unsigned int | Numéro du <i>run</i> |
| EventTime() | double | temps en μ s depuis le début du <i>run</i> |
| DetectorId() | unsigned int | Fait référence à la description du détecteur utilisé pour cet événement, il peut y en avoir plusieurs différentes au cours d'un même run, car le positionnement est remis à jours toutes les 12 minutes. |
| TriggerType | unsigned int | Type de trigger ayant déclenché l'événement |
| FrameIndex | unsigned int | référence à la frame où a lieu l'événement |
| Hits() | vector<FullHit> | Contient les <i>hits</i> |
| Fits() | vector<Fit> | Contient les traces reconstruites |

Information enregistrée dans un FullHit

Le *FullHit* contient les mêmes informations que le *SPE_Hit*, cependant celles-ci ont été converties dans un système de coordonnées physiques.

| donnée | type (C++) | Commentaire |
|------------|--------------|--|
| id() | int | Identifiant unique de chaque hit |
| triggering | int | Vaut 1 si le Hit est <i>triggé</i> et 0 sinon |
| OmId() | unsigned int | Référence du photomultiplicateur dans lequel a eu lieu le hit Il est possible d'utiliser cette référence dans la description du détecteur pour connaître la position du photomultiplicateur |
| a() | float | Amplitude du hit (en p.e.) |
| t() | double | temps du hit (ns depuis le début de l'événement) |

¹On rappelle que le détecteur étant mobile, le positionnement de celui-ci est remis à jours plusieurs fois lors d'un *run*

Principales informations enregistrées dans un Fit

L'objet Fit contient les traces reconstruites, pour cela il contient les paramètres de la trace reconstruites, des informations sur la qualité de la reconstruction, mais également des informations sur la manière dont a été faite la reconstruction. L'étape de la reconstruction à laquelle correspond chaque Fit est accessible par la fonction StepId().

| donnée | type (C++) | Commentaire |
|-------------------------------|----------------------|--|
| StrategyId() | int | Référence à la stratégie utilisée |
| StepId() | int | Référence à l'étape utilisée dans la stratégie |
| Lik() | double | Somme des résidus |
| nDof() | int | nombre de degrés de liberté |
| HitsIds() | vector<unsigned int> | Contient les références des <i>hits</i> utilisés pour le fit |
| TrackModel() | int | référence du modèle de trace utilisée |
| ModelParameters() | int | nombre de paramètres du modèle de trace utilisée |
| x() y() z() | double | position de l'origine de la trace correspondant au point P décrit p 73 |
| errx() erry() errz() | double | Erreur sur la position |
| vx() vy() vz() | double | Direction de la trace correspondant au vecteur \vec{d} décrit p 73 |
| errvx() errvy() errvz() | double | Erreur sur la direction |
| t() errt() | double double | Temps de la trace Erreur sur le temps |

ANNEXE C

Propagation du muon dans la matière

Nous avons étudié la reconstruction des muons atmosphériques. Nous avons également abordé le problème des gerbes électromagnétiques perturbant la reconstruction. C'est pourquoi nous allons présenter les phénomènes responsables des pertes d'énergie du muon.

Les pertes d'énergie pour un muon traversant la matière peuvent être classées en deux catégories, pertes discrètes et pertes catastrophiques. Dans le premier cas, ces pertes sont induites par l'ionisation du milieu dans lequel se propage le muon. Ces pertes sont données par la formule de Bethe-Bloch et peuvent être exprimées de la manière suivante :

$$\frac{dE}{dX} = \alpha^2 2\pi N_A \lambda_e \frac{Zm_e}{A\beta^2} \left(\ln\left(\frac{2m_e\beta^2\gamma^2 E'_m}{I^2(Z)} - 2\beta^2 + \frac{E'_m}{4E^2} - \delta \right) \right) \quad (C.1)$$

où $\alpha \simeq 1/137$ est la constante de structure fine, $\lambda_e = 3.8616 \times 10^{-11}$ est la longueur d'onde Compton de l'électron, $N_A = 6.023 \times 10^{23}$ est le nombre d'Avogadro, A est la masse atomique du milieu, Z le numero atomique du milieu, m_e et m_μ la masse de l'électron et du muon, $\beta = p/E$ et $\gamma = E/m_\mu$ sont les facteurs relativistes, $I(Z)$ est le potentiel de moyenne ionisation, δ est la correction due à la densité et E'_m l'énergie maximale transférable à l'électron et est donnée par :

$$E'_m = 2m_e \frac{p^2}{m_e^2 + m_\mu^2 + 2m_e \sqrt{p^2 + m_\mu^2}} \quad (C.2)$$

On peut plus simplement écrire

$$\frac{dE}{dX} = -\Lambda(E) \quad (C.3)$$

où Λ , peut s'écrire $\Lambda = A(\ln(E/B) + C)$ avec A, B, C constantes. À haute énergie, on peut considérer $\Lambda(E)$ comme constant avec $\Lambda \sim 2MeV/(g.cm^{-2})$.

Les pertes catastrophiques ont lieu principalement à haute énergie. Ces pertes sont accompagnées de gerbes [104]. Les phénomènes à l'origine de pertes catastrophiques sont représentés sur la figure (C.1). Trois phénomènes sont à prendre en compte :

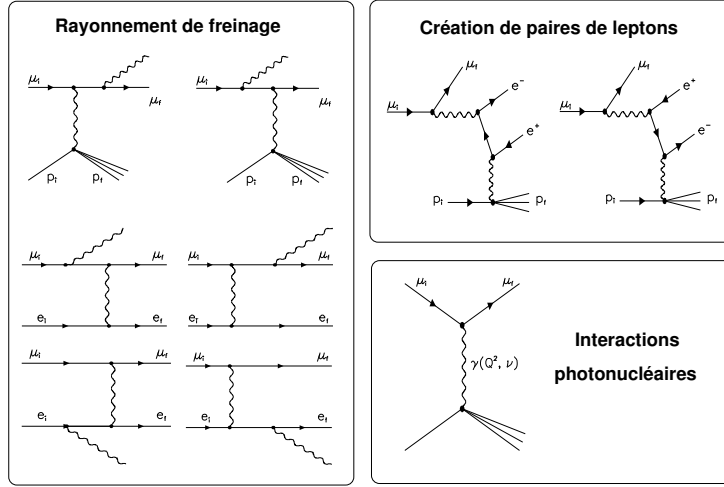


FIG. C.1 – Les différents processus responsables des pertes catastrophiques lors de la propagation du muon dans la matière.

Création de paires : Un muon peut en se propageant, produire une paire (e^+ , e^-). Ce processus a une section efficace donnée par :

$$\frac{d^2\sigma}{dvd\rho} = \alpha^4 \frac{2}{3\pi} (Z\lambda_e)^2 \frac{1-\nu}{\nu} \left(\phi_e + \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \phi_\mu \right) \quad (C.4)$$

avec $\rho = (E^+ - E^-)/(E^+ + E^-)$ décrit l'asymétrie du processus, ϕ_e et ϕ_μ correspondent aux différents diagrammes QED, enfin ν correspond à la fraction d'énergie transmise à la paire. L'intégrale de cette section efficace donne les pertes d'énergie :

$$\frac{dE}{dX} = 2E \frac{N_A}{A} \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} \nu \int_0^{\rho_{max}} \frac{d^2\sigma}{dvd\rho} d\rho d\nu \equiv \frac{-E}{\xi_{pair}} \quad (C.5)$$

Les pertes d'énergie dues à ce phénomène sont représentées sur la figure (C.2).

Bremsstrahlung : Le ralentissement du muon par le champ électrique des atomes du matériau traversé entraîne un rayonnement de freinage appelé bremsstrahlung. La section efficace de ce processus est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\nu} = \alpha^3 (2Z\lambda_e \frac{m_e}{m_\mu})^2 \frac{1}{\nu} \left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3}\nu + \nu^2 \right) \phi \left(\frac{m_\mu^2 \nu}{2E(1-\nu)} \right) \quad (C.6)$$

où ϕ est une fonction traduisant l'influence du milieu traversé. L'intégrale de cette section efficace donne les pertes d'énergie :

$$\frac{dE}{dX} = E \frac{N_A}{A} \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} \nu \frac{d\sigma}{d\nu} d\nu \equiv \frac{-E}{\xi_{brem}} \quad (C.7)$$

Les pertes d'énergie causées par ce phénomène sont représentées sur la figure (C.3)

Interactions photonucléaires : Le muon peut également directement interagir avec le noyau d'un atome composant le milieu, on parle alors d'interaction photonucléaire. Le calcul théorique de la section efficace de ce type de processus est beaucoup plus complexe que pour les processus purement électromagnétique. La section efficace de l'interaction photonucléaire peut être donnée par[105] :

$$\frac{d\sigma}{dv dQ^2} = 2\pi\alpha \frac{F_2^A(x, Q^2)}{Q^2} \left(\frac{v(1 + Q^2/v^2)}{1.25E^2 Q^4} (Q^2 - 2m_\mu^2) + \frac{2(e-v)}{Q^2 E v} - \frac{1}{vE^2} \right) \quad (C.8)$$

où Q^2 est le quadri-moment de transfert au carré, et $F_2^p(x, Q^2)$ est la fonction de structure du proton. En intégrant, on obtient alors les pertes d'énergie :

$$\frac{dE}{dX} = E \frac{N_A}{A} \int_{v_{min}}^{v_{max}} v \int_{Q_{min}}^{Q_{max}} \frac{d\sigma}{dv dQ^2} dv dQ^2 \equiv \frac{-E}{\xi_{pn}} \quad (C.9)$$

Les pertes d'énergie induites par ce phénomènes sont représentées sur la figure (C.4)

La perte d'énergie totale d'un muon au cours de sa propagation peut alors être exprimée par

$$\frac{dE}{dX} = -\Lambda - \frac{E}{\xi} \quad (C.10)$$

avec $\xi^{-1} = \xi_{pair}^{-1} + \xi_{brem}^{-1} + \xi_{pn}^{-1}$ La perte d'énergie totale est représentée sur la figure (C.5). On constate dans l'équation (C.10), l'existence d'un seuil $\varepsilon \equiv \Lambda\xi$ à partir duquel les pertes catastrophiques dominent les pertes par ionisation. L'énergie moyenne d'un muon d'énergie initiale E_0 ayant parcouru une distance X est donnée par :

$$\langle E(X) \rangle = (E_0 + \varepsilon)e^{-X/\xi} - \varepsilon \quad (C.11)$$

En résolvant $\langle E(x) = 0 \rangle$, on obtient alors l'énergie minimale que doit avoir un muon à la surface pour atteindre la profondeur X

$$E_0^{min} = \varepsilon(e^{X/\xi} - 1) \quad (C.12)$$

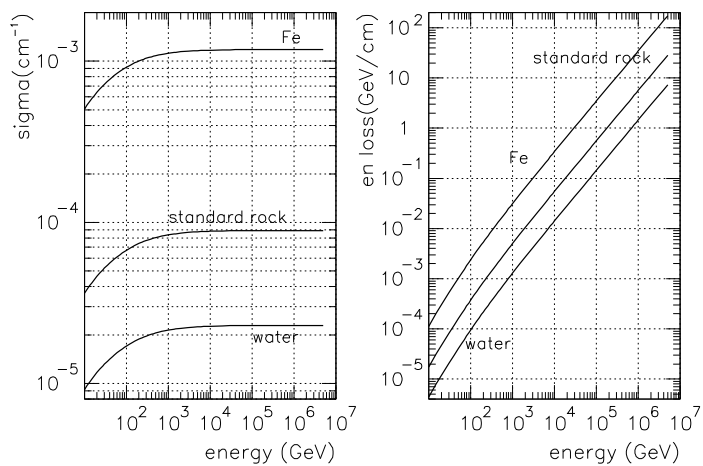


FIG. C.2 – Section efficace (à gauche) et perte d'énergie à droite pour la création de paire dans l'eau, le fer et la roche.

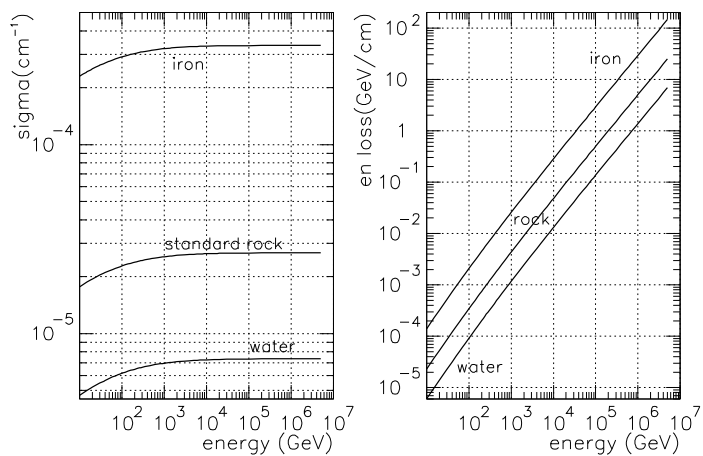


FIG. C.3 – Section efficace (à gauche) et perte d'énergie à droite pour le bremsstrahlung dans l'eau, le fer et la roche.

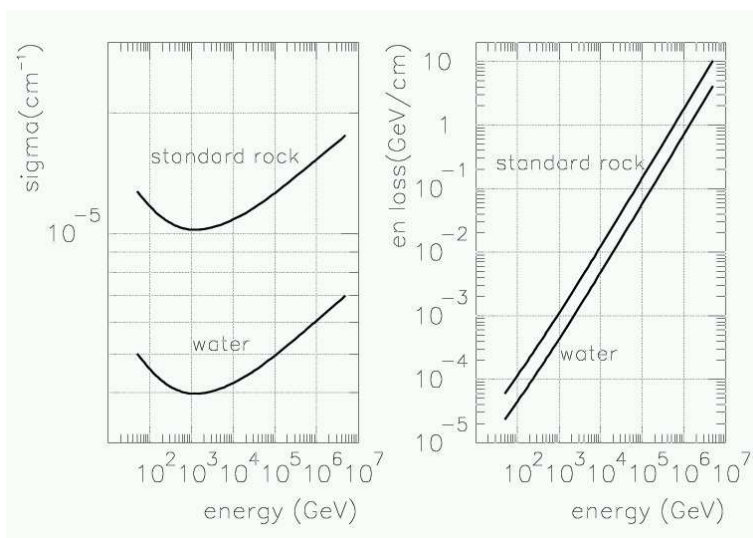
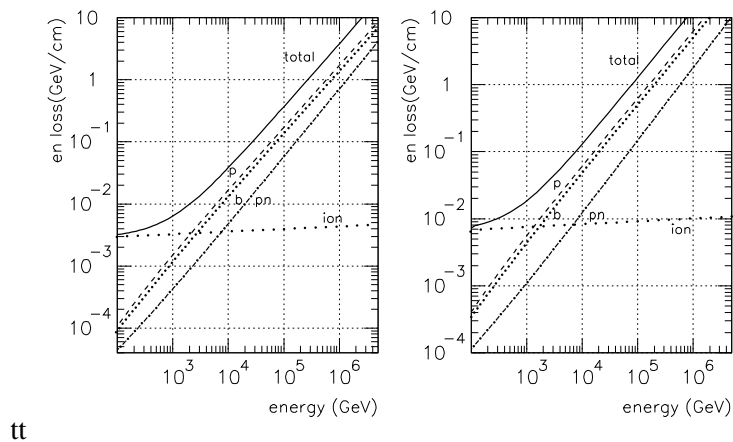


FIG. C.4 – Section efficace (à gauche) et perte d'énergie à droite pour les interactions photonucléaires dans l'eau, le fer et la roche.



tt

FIG. C.5 – Perte d'énergie pour muon se propageant dans l'eau (à gauche) et dans la roche (à droite). Les pertes totales sont représentées par les courbes continues.

Nous allons ici décrire ici l'acceptance angulaire des modules optiques, ce point est particulièrement important avec les muons atmosphériques qui arrivent par l'arrière du détecteur.

Lors de l'étude sur les longueurs d'absorption et d'atténuation, la correction de la charge en fonction de l'angle d'incidence des photons a joué un rôle important.

Lors de l'étude des muons atmosphériques, une première simulation *Monte-Carlo* avait été générée donnant des taux d'événements incompatibles avec les données effectivement mesurées. Il a fallu une nouvelle simulation avec une paramétrisation angulaire correcte.

D.1 Introduction au problème

Au cours des tests à terre, une paramétrisation a été établie. Cependant, il y a des incohérences entre les différentes paramétrisations publiées ; de plus, le maximum de la paramétrisation standard ne correspond pas à une différence de 42° entre le muon et le photomultiplicateur, ce qui n'est pas cohérent avec l'angle Cerenkov dû au passage du muon. L'acceptance angulaire pouvant également jouer sur les performances du détecteur, plusieurs approches ont été proposées afin de trouver une nouvelle paramétrisation.

Une approche *Monte-Carlo* a été proposée[93]. Il s'agit de décrire les propriétés optiques des différents matériaux composant un module optique et de simuler la propagation de la lumière à travers ces matériaux. Cette approche a l'avantage de permettre de modifier certains paramètres –tels que l'épaisseur des matériaux– dans la simulation.

Une nouvelle analyse des données prises lors des tests en 1998 a été faite, afin de tester une autre paramétrisation[94], qui donne la meilleure correction :

$$Q_{OM}^{mes} = Q_{OM} \times (0.2549 + 0.6093 \cos(\theta) + 0.2556 \cos^2(\theta) - 0.1231 \cos^3(\theta)) \quad (D.1)$$

où Q_{OM}^{mes} est la charge effectivement mesurée par le module optique, Q_{OM} la vraie charge reçue par le module optique et θ l'angle entre l'axe du module optique et la source de lumière. On peut utiliser cette paramétrisation pour définir Q_{OM}^{corr} la charge corrigée. Dans le cas des balises optiques, la figure (D.1)

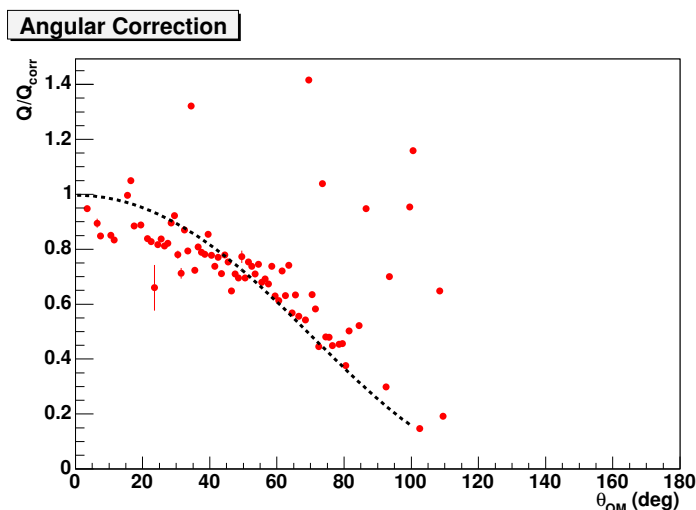


FIG. D.1 – Rapport entre l’angle non corrigé et l’angle corrigé. On peut également constater que la majorité des modules optiques voit la balise sous un angle inférieur à 90° . La fonction utilisées pour la correction a été superposées aux points.

représente le rapport entre la charge mesurée et la charge corrigée dans le cas d’un *run* où une balise optique flashe.

D.2 Effet sur les simulations

Comme nous l’avons vu lorsque nous avons abordé la reconstruction de la ligne 1, il y a des différences entre la simulation, et les données. Des différences de ce type ont également été rencontrées avec le détecteur à 5 lignes. Ces différences peuvent avoir plusieurs origines :

- Soit c’est la simulation du flux qui est mauvaise, cependant cette hypothèse est peu probable CORSIKA étant de-facto un logiciel standard pour simuler un flux de rayons cosmiques. Une autre simulation a été réalisé avec un générateur interne à la collaboration appelé MUPAGE[102], cette production a également rencontré ce type de problème de normalisation.
- Soit c’est la description du détecteur qui est mauvaise, c’est pourquoi nous avons – dans le chapitre 5– montré que la propagation de la lumière dans l’eau est compatible avec le modèle utilisé. Comme nous l’avons expliqué plus haut, le problème venait de la paramétrisation angulaire.

La figure (D.2) représente la distribution angulaire des données, comparée celle de la *Monte-Carlo* avec une bonne définition de l’acceptance angulaire et celle avec l’ancienne définition. On constate que l’acceptance angulaire influe directement sur le taux d’événements mais aussi sur la forme de la distribution angulaire reconstruite.

Dans le chapitre 6, les *Monte-Carlo* utilisent, pour la ligne 1, l’ancienne paramétrisation. Tandis que pour le détecteur à 5 lignes, nous utilisons une simulation prenant en compte la nouvelle acceptance angulaire[103]. Cette nouvelle fonction d’acceptance semble donner de bons résultats, et sera utilisée pour les prochaines simulations.

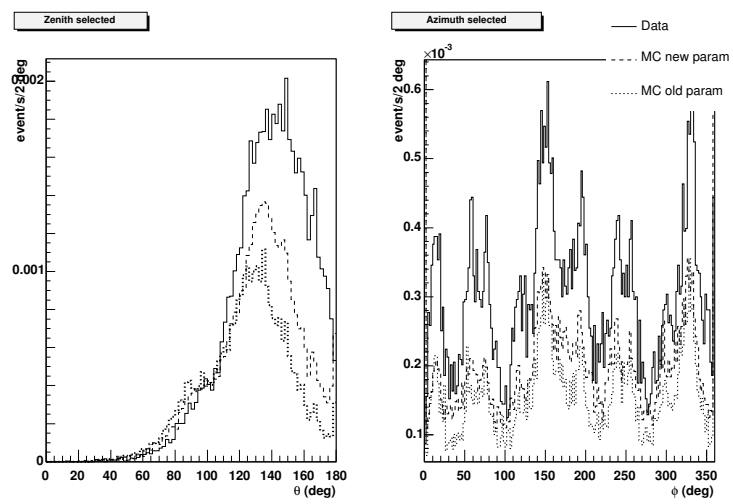


FIG. D.2 – Distribution angulaire normalisée, pour les données, la simulation avec une paramétrisation angulaire correcte, et l'ancienne simulation avec une mauvaise paramétrisation angulaire.

Nous allons présenter dans cette annexe quelques exemples d'événements vus par les cinq premières lignes d'ANTARES. Ces événements proviennent de *runs* pris au cours du mois de mars 2007. Tous ces événements vont être représentés dans le plan (t, z) , chaque ligne sera représentée séparément, s'il y a lieu, les traces reconstruites seront projetées sur les lignes.

La figure (E.1) est un exemple de muon atmosphérique descendant reconstruit avec les cinq premières lignes d'ANTARES. On y voit les *hits* ainsi que la trace reconstruite.

La figure (E.2) est un exemple d'événement dominé par une gerbe électromagnétique, celle-ci a été reconstruite à l'aide de la reconstruction de sphère en 3D et est représentée.

La figure (E.3), représente l'événement ayant produit le plus de *hits L1* au mois de mars 2007. Plus de 2400 photo-électrons ont été collectés. Il s'agit clairement d'un multi-muon accompagné de gerbes électromagnétiques, malheureusement cet événement n'a pas été reconstruit, certainement car la présence de nombreux *afterpulses*, voir même de *hits triggés* à la fin du temps mort des *ARS* vient compliquer la reconstruction.

La figure (E.4) représente un événement dû à un flash de balise LED (Ligne 3 étage 2). Cet événement a été reconstruit à l'aide d'une sphère en 3D et en 1D. On constate immédiatement que ces événements produisent beaucoup de lumière. La balise émettant de la lumière se situe sur la ligne 3. Sur cette ligne, le front d'onde a la forme de deux droites se croisant au niveau de la balise. Cela s'explique par le fait que la balise est sur la ligne. Sur les autres lignes, l'effet de la distance est d'arrondir l'angle entre ces deux droites. Une reconstruction 1D a également été réalisée. Celle-ci ne donne un résultat que sur les lignes 1,4 et 5. Les ajustements 1D sont quasi-superposés avec ceux en 3D.

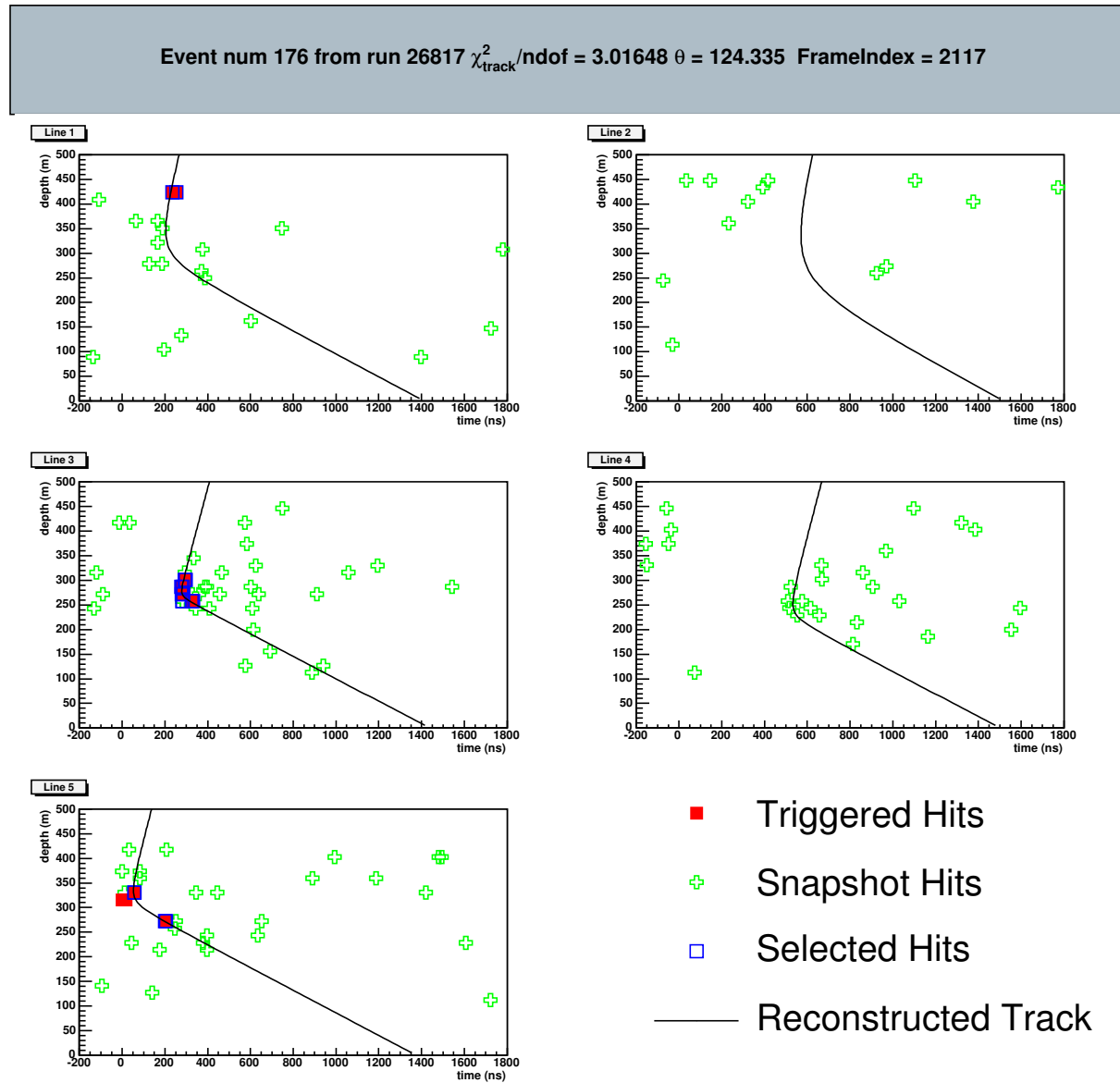


FIG. E.1 – Exemple de trace de muons descendants reconstruite avec les 5 premières lignes d'ANTARES. Les *hits* *triggés* sont représentés par des carrés pleins. Les carrés entourés de bleu sont les *hits* utilisés pour la reconstruction. La trace est représentée par la courbe noire. On peut constater que sur la ligne 4, des *hits* n'ont pas été sélectionnés bien que présent sur la traces, Cela est dû au fait que nous ne gardons que les coïncidences locales.

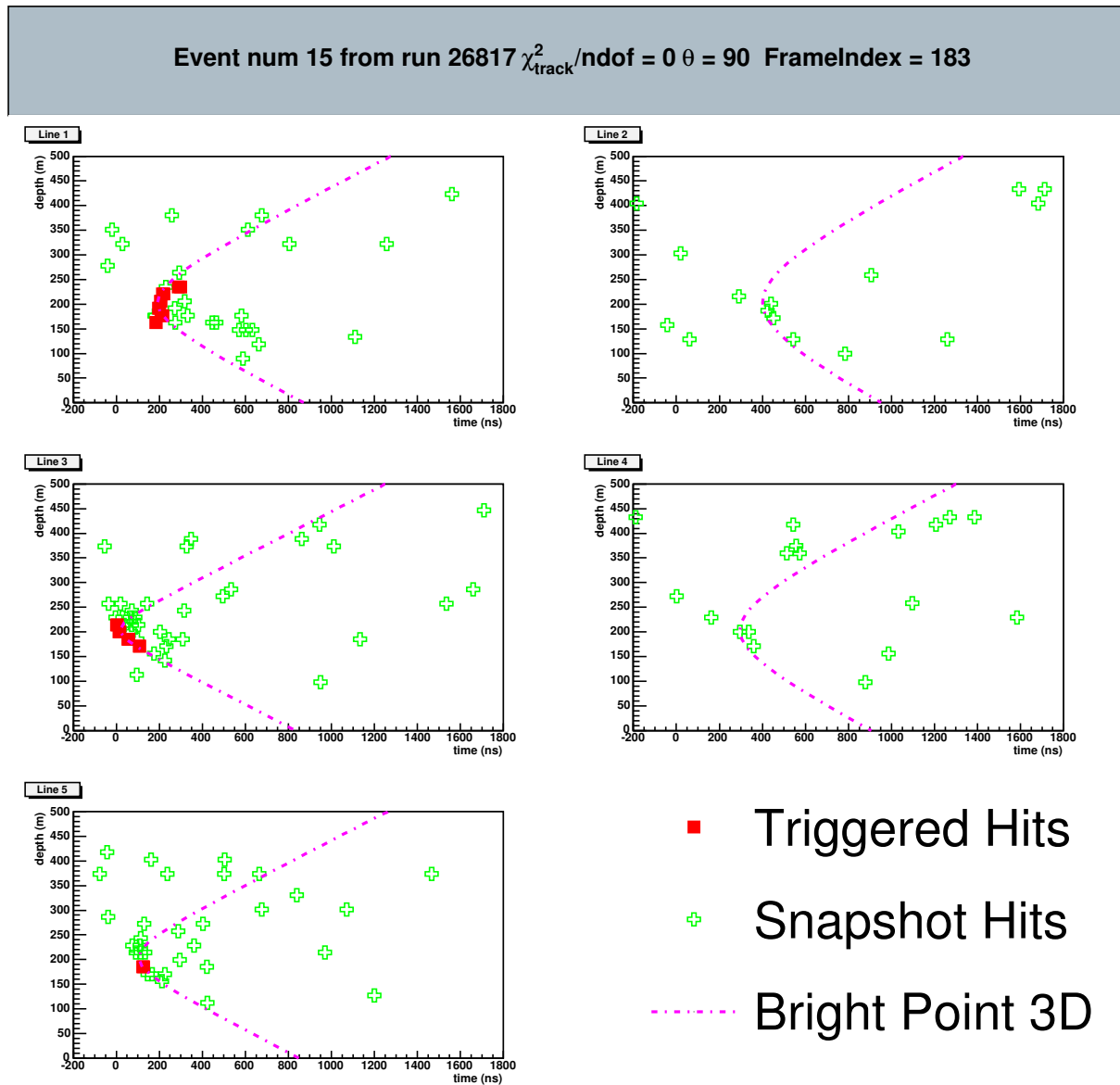


FIG. E.2 – Exemple d'événement dominé par le phénomène de gerbe électromagnétique Les *hits triggés* sont représentés par des carrés pleins. La trace de la sphère est représentée par la courbe pointillée. La reconstruction de trace a échoué dans le cas de cet événement.

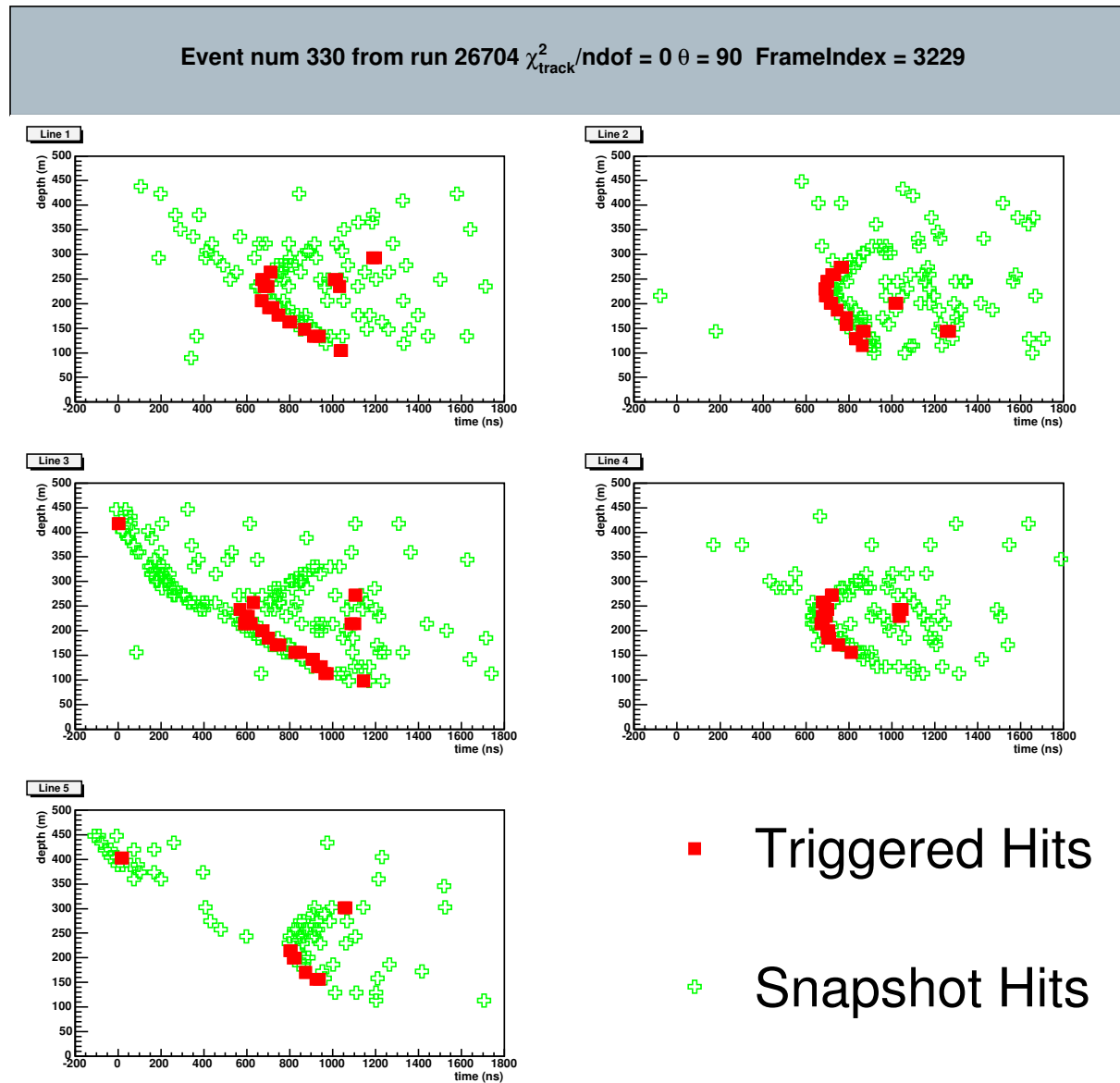


FIG. E.3 – Événement avec 132 *hits* *triggés*, pour une charge collectée de 2478 p.e. Il s'agit clairement d'un multi-muon, accompagné de gerbes électromagnétiques, la reconstruction a échoué sur cet événement.

Event num 34 from run 26741 $\chi^2/\text{ndof} = 1.58217$ $\theta = 90$ FrameIndex = 3

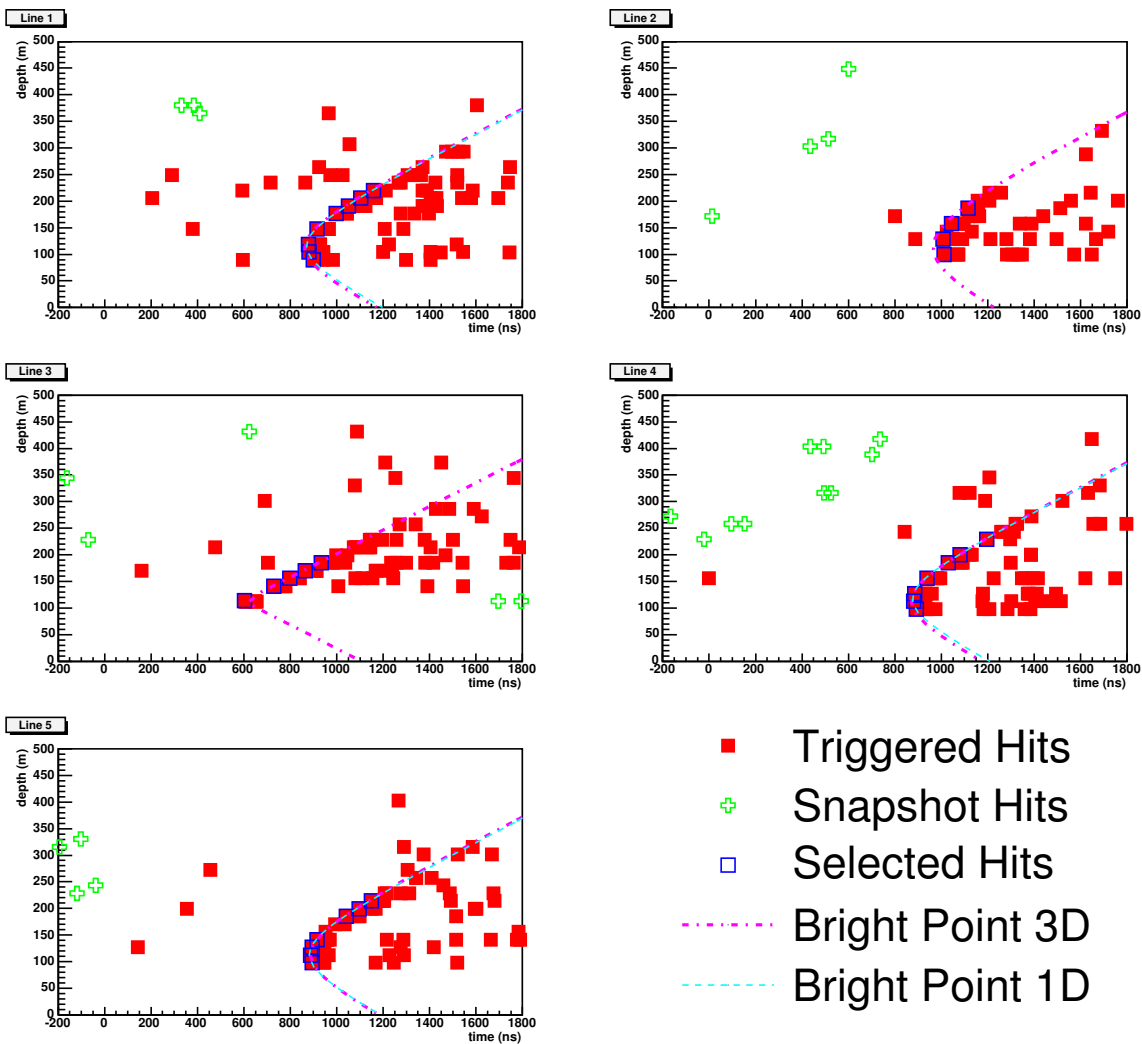


FIG. E.4 – Exemple d'événement provenant de la balise optique à l'étage 2 de la ligne 3. Les *hits* triggés sont représentés par des carrés pleins. Les carrés entourés en bleu sont les *hits* utilisés pour la reconstruction. La trace en 3D est représentée en fuschia tandis que les traces reconstruites en 1D sont visibles en turquoise. Cependant, la superposition avec les projections de la trace 3D les rend difficilement visibles

- [1] E. Fermi, *On the Origin of the Cosmic Radiation* Phys. Rev. **75**. (1949) 1169
- [2] T.K. Gaisser *cosmic rays and particles physics*
- [3] V. A. Kuzmin and V. A. Rubakov, '*Ultra-high-energy cosmic rays : A window on postinflationary reheating epoch of the universe ?*', Phys. Atom. Nucl. **61** (1998) 1028 [Yad. Fiz. **61** (1998) 1122] [arXiv :astro-ph/9709187].
- [4] D. J. H. Chung, E. W. Kolb and A. Riotto, '*Production of massive particles during reheating*', Phys. Rev. D **60** (1999) 063504 [arXiv :hep-ph/9809453].
- [5] V. Berezhinsky and A. Vilenkin, '*Cosmic necklaces and ultra-high energy cosmic rays*', Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 5202 [arXiv :astro-ph/9704257].
Cambridge university press
- [6] M. Gupta, W. R. Webber, '*The Abundance of ^{14}N at the cosmic-ray source : a study using new fragmentation cross sections*' Ap.J **340** 1124 (1989)
- [7] A.W. Strong, I.V. Moskalenko, O. Reimer <http://galprop.stanford.edu/>
- [8] <http://wizard.roma2.infn.it/pamela/>
- [9] <http://ams.cern.ch/>
- [10] K. Greisen, '*End To The Cosmic Ray Spectrum ?*', Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 748.
G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin, '*Upper limit of the spectrum of cosmic rays*', JETP Lett. **4** (1966) 78 [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **4** (1966) 114].
- [11] M. Takeda *et al.*, '*Extension of the cosmic-ray energy spectrum beyond the predicted Greisen-Zatsepin-Kuzmin cutoff*', Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1163 [arXiv :astro-ph/9807193].
- [12] R. U. Abbasi *et al.* [High Resolution Fly's Eye Collaboration], '*Measurement of the flux of ultra-high energy cosmic rays from monocular observations by the High Resolution Fly's Eye experiment*', Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 151101 [arXiv :astro-ph/0208243].
- [13] T. Yamamoto, ICRC 2007
- [14] M. Thunman *et al.* *Charm production and high energy atmospheric muon and neutrino fluxes* Astroparticle Physics **5** (1996) 309-332
- [15] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>

- [16] F. Halzen and A.D. Martin *Quarks and leptons An introduction course in modern particle physics* Wiley (1984)
- [17] S. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], ‘*Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande-I data*’, Phys. Lett. B **539** (2002) 179 [arXiv :hep-ex/0205075].
- [18] C. Giunti *Theory and phenomenology of neutrino mixing* Tau06, 9th International workshop on tau physics (hep-ph/0611125)
- [19] A. Piepke [KamLAND Collaboration], ‘*KamLAND : A reactor neutrino experiment testing the solar neutrino anomaly*’, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **91** (2001) 99.
- [20] F. Ardellier *et al.* [Double Chooz Collaboration], ‘*Double Chooz : A search for the neutrino mixing angle $\theta(13)$* ’, arXiv :hep-ex/0606025.
- [21] W-M Yao *et al.* [Particles Data Group] J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **33** (2006) 1
- [22] Y. Ashie *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], ‘*Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation*’, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 101801 [arXiv :hep-ex/0404034].
- [23] S. M. Bilenky, M. D. Mateev and S. T. Petcov, *A comment on the measurement of neutrino masses in beta-decay experiments*, Phys. Lett. B **639** (2006) 312 [arXiv :hep-ph/0603178].
- [24] J.Ellis *et al.* “*Nouvelle physique des particules*” école de Gif 2004, CERN-PH-TH-2005-088
- [25] [http ://nemo.in2p3.fr/](http://nemo.in2p3.fr/)
- [26] [http ://www.lngs.infn.it/lngs_infn/contents/lngs_en/research/experiments_scientific_info/experiments/past/hmbb/index](http://www.lngs.infn.it/lngs_infn/contents/lngs_en/research/experiments_scientific_info/experiments/past/hmbb/index).
- [27] H.V. Klapdor-Kleingrothaus *et al.* *Search for neutrinoless double beta decay with enriched ^{76}Ge in Gran Sasso 1990-2003* Phys.Lett. B **586** (2004) 198-212
- [28] [ALEPH Collaboration], ‘*Precision electroweak measurements on the Z resonance*’, Phys. Rept. **427** (2006) 257 [arXiv :hep-ex/0509008].
- [29] T. Tanimori *et al.*, ‘*Discovery of TeV gamma rays from SN1006 : Further evidence for the SNR origin of cosmic rays*’, Astrophys. J. **497** (1998) L25 [arXiv :astro-ph/9801275].
- [30] F. A. Aharonian [HESS Collaboration], ‘*HESS observations of the supernova remnant RX J0852.0-4622 : Shell-type morphology and spectrum of a widely extended VHE gamma-ray source*’, arXiv :astro-ph/0612495.
- [31] F. Aharonian *et al.* [The HEGRA Collaboration], ‘*The Crab nebula and pulsar between 500-GeV and 80-TeV : Observations with the HEGRA stereoscopic air Cherenkov telescopes*’, Astrophys. J. **614** (2004) 897 [arXiv :astro-ph/0407118].
- [32] C. Distefano, D. Guetta, E. Waxman and A. Levinson, ‘*Neutrino flux predictions for known galactic microquasars*’, Astrophys. J. **575** (2002) 378 [arXiv :astro-ph/0202200].
- [33] F. A. Aharonian *et al.* [HESS Collaboration] ‘*Serendipitous discovery of the unidentified extended TeV γ -ray source HESS J1303-631*’ A&A **439**, 1013 (2005)
- [34] F. Aharonian *et al.* [HESS Collaboration], ‘*Detection of VHE gamma-ray emission from the distant blazar IES 1101-232 with H.E.S.S. and broadband characterisation*’, arXiv :0705.2946 [astro-ph].
- [35] E. Waxman and J. N. Bahcall, ‘*High energy neutrinos from cosmological gamma-ray burst fireballs*’, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 2292 [arXiv :astro-ph/9701231].
- [36] F. Zwicky ‘*Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*’ Helvetica Physica Acta, Vol. **6** (1933), p. 110-127

- [37] V. Bertin, E. Nezri, J. Orloff "Neutralino Dark Matter beyond CMSSM Universality" *JHEP* **0302** (2003) 046
- [38] B. van Rens *Detection of magnetic monopoles below the Cerenkov limit Ph.D. thesis Amsterdam university- Amsterdam. 2006*
- [39] B. T. Cleveland et al., 'Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector', *Astrophys. J.* **496** (1998) 505.
- [40] K. S. Hirata et. al, *Results from One Thousand Days of Real-Time, Directional Solar-Neutrino Data Phys. Rev. Lett* **65** (1990) 1297-1300
- [41] W. Gajewski et al. [IMB COLLABORATION], In *Wailea 1981, Proceedings, Neutrino '81, Vol. 1*, 205-214
- [42] V. D. Barger, R. J. N. Phillips and K. Whisnant, *Reexamination of neutrino oscillation solutions to the solar neutrino problem, Phys. Rev. D* **43** (1991) 1110.
- [43] I. V. Krivosheina, SN 1987A : Historical view about registration of the neutrino signal with Baksan, KAMIOKANDE II and IMB detectors, *Int. J. Mod. Phys. D* **13**, 2085 (2004).
- [44] J. Hosaka et al. [Super-Kamiokande Collaboration], Three flavor neutrino oscillation analysis of atmospheric neutrinos in Super-Kamiokande, *Phys. Rev. D* **74** (2006) 032002 [arXiv :hep-ex/0604011].
- [45] T. Kajita and Y. Totsuka, 'Observation of atmospheric neutrinos', *Rev. Mod. Phys.* **73** (2001) 85.
- [46] Y. Suzuki [Super-Kamiokande Collaboration], Solar neutrino results from Super-Kamiokande, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **77** (1999) 35.
- [47] J. G. Learned, DUMAND and other high energy neutrino astronomy projects, Prepared for International Symposium on Neutrino Astrophysics, Takayama / Kamioka, Japan, 19-22 Oct 1992
- [48] <http://www.phys.hawaii.edu/~dumand/dumacomp.html>
- [49] <http://www.ifh.de/baikal/baikalhome.html>
- [50] V. A. Balkanov et al., Registration of atmospheric neutrinos with the BAIKAL neutrino telescope NT-96, *Astropart. Phys.* **12** (1999) 75 [arXiv :astro-ph/9903341].
- [51] R. Wischnewski *The BAIKAL Neutrino Experiment : From NT200 to NT200+ 2nd Workshop on Very Large Volume Neutrino Telescopes (astro-ph/0609743)*
- [52] <http://amanda.berkeley.edu/>
- [53] AMANDA Collaboration Search for extraterrestrial point sources of neutrinos with AMANDA-II *Phys.Rev.Lett.* **92** (2004) 071102
- [54] <http://nemoweb.lns.infn.it/project.htm>
- [55] <http://www.nestor.org.gr/>
- [56] G. Aggouras et al. [NESTOR Collaboration], 'Recent results from NESTOR', *Nucl. Instrum. Meth. A* **567** (2006) 452.
- [57] 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 dun prototype, thèse de doctorat, Université de Paris VII 2001*
- [58] ANTARES Collaboration *First results of the Instrumentation Line for the deep-sea ANTARES neutrino telescope Astropart.Phys.* **26** (2006) 314-324

- [59] ANTARES Collaboration *The data acquisition system for the ANTARES neutrino telescope Nucl.Instrum.Meth. A* **570** (2007) 107-116
- [60] M. De jong 'ANTARES data format' ANTARES Internal note ANTARES-SOFT 2004-006
- [61] K.Graf et al. *Towards acoustic detection of UHE neutrinos in the mediteranean sea : The AMA-DEUS project in ANTARES 2nd TeV particle astrophysics conference.*
- [62] ANTARES Collaboration *Study of large hemispherical photomultiplier tubes for the ANTARES neutrino telescope NIM A* **555** (2005) pp 132-141.
- [63] E.Delagne et al. *ARS : tests, settings and performances for physics Antares Internal note ANTARES-ELEC 2004-001*
- [64] S. Escoffier, A-S. Cussatlegras *Correlations between bioluminescence and environmental parameters with ANTARES data in 2003 (PSL) and 2005 (MILOM). Antares Internal note ANTARES-PHYS/2006-007*
- [65] D. N. Burrows et al., *The Swift X-ray Telescope, Space Sci. Rev.* **120** (2005) 165 [arXiv :astro-ph/0508071]
- [66] M.Bouwhuis 'Detection of neutrinos from gamma ray bursts', *ph-D thesis, July 2005, Amsterdam university Amsterdam, The Netherlands*
- [67] <http://icecube.wisc.edu/>
- [68] <http://km3net.org/>
- [69] ICECUBE Collaboration *First Year Performance of The IceCube Neutrino Telescope Astropart.Phys.* **26** (2006) 155-173
- [70] Sonia Karkar *Détection de microquasars et et calibration en temps du télescope à neutrino ANTARES Thèse de doctorat Université de la méditerranée. Marseille 2004*
- [71] G. Lamana, G. Hallewel, *Antares detector line calibrations and functional tests at the integration sites, Antares technical note 5-ASS-02-55-A.*
- [72] G. Hallewel et al., *Acceptance criteria during the stages of integration testing, Antares technical note 5-ASS-02-58-A.*
- [73] L.Thomson et al., *A light delivery system for PMT calibration in the Optical Modules ANTARES-CALI/2000-008*
- [74] S.Loucatos L. Thomson *Communication privée.*
- [75] D. Bailey, 'Monte Carlo tools and analysis methods for understanding the ANTARES experiment and predicting its sensitivity to Dark Matter' *phD thesis, University of Oxford*
- [76] R. Gandhi et al., 'Ultrahigh-Energy Neutrino Interactions', *Astropart.Phys.* **5**(1996) 81, [hep-ph/9512364]
R. Gandhi et al., 'Neutrino interactions at ultrahigh energies', *Phys.Rev. D* **58** (1998) 39009 [hep-ph/9807264]
- [77] G. Ingelman, A. Edin and J. Rathsman, 'LEPTO 6.5 - A Monte Carlo Generator for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering', *Comput. Phys. Commun.* **101** (1997) 108 [arXiv :hep-ph/9605286].
- [78] H. Plothow-Besch, 'PDFLIB : A Library of all available parton density functions of the nucleon, the pion and the photon and the corresponding alpha-s calculations', *Comput. Phys. Commun.* **75** (1993) 396.
- [79] <http://www-ik.fzk.de/corsika/>

- [80] J. Hörandel *On the knee in the energy spectrum of cosmic rays* *Astroparticle Physics* **19** (2003) 193-220
- [81] A. Kappes, U. Katz, 'On the use of Event weights, for the simulation of atmospheric muons in ANTARES', ANTARES Internal Note ANTARES-SOFT-2005-003
- [82] S. Navas, L. Thomson, 'KM3 User Guide and Reference Manual' ANTARES Internal Note ANTARES-SOFT-1999-011
- [83] P. Amram et al. [ANTARES Collaboration], 'The ANTARES optical module', *Nucl. Instrum. Meth. A* **484** (2002) 369 [arXiv :astro-ph/0112172].
- [84] H. Lafoux, A. Cade, 'Latest gammelle results', ANTARES Internal Note ANTARES-OPMO-1998-002 ;
- [85] A. Heijboer *Track Reconstruction and Point Source Searches with ANTARES* ph.D. thesis Amsterdam University - Amsterdam 2004.
- [86] E. Carmona "Study of the event reconstruction and expected performances for point-like sources of the future ANTARES neutrino telescope " ph.D thesis Universitat de València. Valencia 2003.
- [87] Y. Becherini, M. Bouwhuis, A. Heijboer communication privée.
- [88] Y. Becherini, N. Cottini, T. Stolarczyk, 'Offline reconstruction and analysis software' Antares Internal Note ANTARES-SOFT-2006-003
- [89] F. James <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html> CERN 1998
- [90] Numerical Algorithm Group <http://www.nag.co.uk>
- [91] J-A. Aguilar, M. de Jong "Optical Beacon Trigger" Antares Internal Note ANTARES-Soft/2005-002
- [92] A. Morel, 'Optical properties of pure water and pure sea water' chap 1 in *Optical aspects of Oceanography*, Academic press (1974)
- [93] P.Kooijman "On the angular acceptance of the optical module" Antares Internal note ANTARES-PHYS-2007-002
- [94] M. Spurio, A. Margiotta "On the parametrization of the angular acceptance of the ANTARES Optical Modules" Antares Internal Note ANTARES-Soft-2007-005
- [95] J. A. Aguilar et al. [The ANTARES Collaboration], *Transmission of light in deep sea water at the site of the Antares neutrino telescope*, *Astropart. Phys.* **23** (2005) 131 [arXiv :astro-ph/0412126].
- [96] J-A. Aguilar 'Measurement of attenuation length with optical beacon data', Antares Physics analysis workshop, Colmar 2007
M. Melissas 'Analysis of LED beacon data using the BrightPointFit', Antares Physics analysis workshop, Colmar 2007.
- [97] J-A. Aguilar "Measurements of the attenuation length in ANTARES with the Optical Beacon system" Antares Internal note ANTARES-SITE-2007-001
- [98] D. Zaborov <http://antares.in2p3.fr/users/zaborov/internal/k40/>
- [99] R. Brun et al. <http://root.cern.ch>, voir manuel chapitre 5.
- [100] J.J. Hernandez communication privée.
- [101] A. Romeyer, T. Stolarczyk, "Reconstruction algorithms, a handbook for developers" Antares Internal Note ANTARES-SOFT-2001-001

- [102] G. Carminatti, A. Margiotta, M. Spurio, "MUPAGE : a MUon GEnerator from PArametric formulas" ANTARES Interl Note ANTARES-PHYS/2006-003
- [103] G. Carminatti, M. Bazzotti, M. Spurio, ELOG ANTARES ANALYSIS, Juillet 2007
- [104] W. Lohmann, R. Kopp et R. Voss, "Energy loss of muons in the energy range 1-10000GeV" CERN REPORT 85-03 (1985)
- [105] A. V. Butkevich and S. P. Mikheev, "The cross-section of muon photo-nuclear interaction", Prepared for 28th International Cosmic Ray Conferences (ICRC 2003), Tsukuba, Japan, 31 Jul - 7 Aug 2003

- Échantillonnage :** Lorsque les conditions de prises de donnée empêchent de ramener toutes les données à terre, celles-ci sont échantillonnées, dans ce cas la seule une *frame* sur *n* est ramenée à terre, *n* étant la valeur de l'échantillonnage, 38
- Afterpulse :** Lorsqu'il y a toujours de la lumière au moment où le premier *ARS* passe le relais au second, celui-ci va directement commencer l'intégration, donnant alors un second *hit* 50ns après le précédent. Il existe également un afterpulse optique dû au photomultiplicateur, 35
- ARS :** Analog Ring Sampler : puce électronique chargée de la numérisation des données. Elle se charge de l'intégration ou de la numérisation du signal, chaque module optique est lu par deux *ARS* afin de minimiser les temps morts, 34
- AVC** Amplitude Versus Charge : Registre enregistrant la valeur de la charge du signal intégré par l'*ARS*. Généralement la rampe d'*AVC* est réglée pour avoir une rampe dynamique variant de 0 p.e. à 20 p.e., 34
- Baseline :** Taux continu de bruit optique (en kHz) vu par un module optique, 40
- Burstfraction :** Pourcentage du temps pendant lequel l'*OM* voit des bursts c'est-à-dire un taux de comptage supérieure de plus de 20 % à la *baseline*., 40

| | |
|-----------------------------|---|
| Calibrate : | Programme convertissant les <i>hits</i> en coordonnées physiques à partir de paramètres en bases de données, 77 |
| Canette : | Volume dans lequel le signal produit par l'événement est simulé en détail afin que la réponse du détecteur à ce signal puisse être simulée, 67 |
| Coïncidences locales | Se dit d'au moins deux <i>hits</i> ayant lieu sur le même étage dans une fenêtre de temps donné, généralement $\pm 20ns$. Ces hits sont un type de <i>hits triggés</i> c'est-à-dire de <i>hits</i> sélectionné par le <i>trigger</i> et marqué comme tel pour l'analyse., 38 |
| Datafilter : | Cluster en charge du filtrage des données. Une fois filtrées, elles sont transmises aux cluster <i>datawriter</i> qui se charge d'écrire les données sur disque, 38 |
| DYN_TH | Paramètre permettant de régler l'intensité de la LED interne, plus sa valeur est élevée plus l'intensité est faible, 54 |
| Fantômes : | Effet dû aux symétries du cône Cerenkov donnant une erreur de reconstruction, ce phénomène peut rendre possible la confusion entre une trace montante et une trace descendante, 101 |
| Frame : | Période de 104.8576ms sur laquelle le LCM groupe ses données avant de les transmettre à terre, 38 |
| GENHEN : | Programme de simulation <i>Monte-Carlo</i> générant des neutrinos de haute énergies. Ce programme permet de générer un spectre de neutrinos avec divers paramètres., 67 |
| GRB : | Sursaut gamma, 23 |
| Hit : | Photon reçu par un photomultiplicateur et enregistré par l'ARS lisant celui-ci. Un <i>hit</i> se définit par sa charge, sa position, et le temps auquel il a lieu., 34 |
| Hits triggés | <i>hits</i> considérés par le trigger comme importants, soit car ils sont en coïncidence locale, soit parce qu'ils ont une amplitude particulièrement haute. Les <i>hits</i> non marqués par le trigger sont, quant à eux, appelé <i>hits snapshot</i> , 38 |

| | |
|-----------------------|---|
| KM3 | Programme simulant la lumière produite par le passage d'une particule dans le détecteur. Il s'agit d'une des étapes lors de la simulation, 70 |
| LCM : | Module de Contrôle Local, Ce dispositif à l'intérieur d'un cylindre de titane contient toute l'électronique nécessaire au fonctionnement de l'étage. Ils sont reliés à la terre par l'intermédiaire d'un <i>LCM</i> Maître dit <i>MLCM</i> , 31 |
| Microrun : | Type de <i>run</i> particulier où l'horloge donne l'ordre de ne déclencher l'acquisition que pendant des courtes périodes, généralement synchronisées avec des ordres de flash, 53 |
| MILOM : | Mini Ligne d'Instrumentation avec Modules Optiques, cette ligne contient l'instrumentation nécessaire à l'étude de l'environnement sous marin, et également des modules optiques avec un système de DAQ complet. Elle a opéré d'avril 2005 à Mai 2007 ce qui en fit le premier élément utilisant l'architecture définitive à prendre des données <i>in situ</i> . Elle a été remplacée par l'IL07 qui sera connectée à l'automne 2007. Cette ligne contenant de l'instrumentation plus évoluée., 32 |
| MINUIT : | Librairie développée par le CERN contenant un ensemble de fonctions spécialisées dans la minimisation. Nous l'utilisons afin de minimiser les χ^2 lors de la procédure de reconstruction., 77 |
| Monte-Carlo : | Méthode de simulation événement par événement où chaque phénomène est simulé de manière aléatoire, 67 |
| OM : | Module optique, contient principalement un photomultiplicateur, 33 |
| Physics : | Librairie contenant le format de donnée utilisé pour la reconstruction, 77 |
| PhysicsEvent : | Objet contenant un événement sélectionné par le <i>trigger</i> ; celui-ci est enregistré tel qu'il est à la sortie des <i>ARS</i> . C'est le programme <i>Calibrate</i> qui permet alors de donner des coordonnées physiques aux <i>hits</i> de cet événement, 125 |

| | |
|--------------------|---|
| Prefit : | Première étape de l'ajustement d'une trace, il s'agit en général d'un ajustement simplifié, le plus souvent linéaire. Cette étape sert à fournir des paramètres d'entrées aux prochaines étapes de la reconstruction, 77 |
| Real : | Programme de reconstruction sur les vraies données, il est basé sur des stratégies de reconstruction, 77 |
| Reco | Ancien programme de reconstruction, utilisé pour l'étude des données simulées., 76 |
| Run : | periode d'acquisition des données, un <i>run</i> se caractérise par une configuration précise du détecteur., 37 |
| Run en Or : | Run passant un ensemble de critères de qualité permettant de faire de la reconstruction dans des conditions optimales, 99 |
| Secteur : | Ensemble de 5 étages consécutifs dans une ligne, chaque secteur est contrôlé par un <i>LCM Maitre</i> , il y a 5 secteurs par ligne, 31 |
| Shift : | Période de temps pendant laquelle des personnes sont physiquement présentes dans la salle de contrôle à l'institut Pacha., 37 |
| SNR : | Reste de supernova, enveloppe de gaz restant projetés par l'explosion de la supernova, 22 |
| SPE : | Single Photo-electron : Mode dans lequel seuls la charge et le temps du pic à la sortie du photomultiplicateur sont enregistrés, 34 |
| Timeslice : | Ensemble de <i>frame</i> , provenant de tout le détecteur, elles ont été regroupées à terre afin d'être transmises au <i>trigger</i> , 38 |
| Timestamp | Nombre de coups d'horloge (avec une période de 50 ns) depuis la dernière remise à zero de celui-ci par un <i>RTS</i> . Il est utilisé pour remonter au temps exact d'un événement. A ne pas confondre avec le timestamp standard., 34 |
| Trigger : | programme sélectionnant en temps réel les événements potentiellement intéressants et rejetant les autres, 38 |
| TVC | Time Versus Charge : Registre enregistrant le temps modulo 50ns sur 8 bits. C'est grâce à cette mesure que le détecteur peut mesurer des différences de temps de 0.2ns., 34 |

- Volume de génération :** Volume dans lequel sont générés les événements. Il s'agit d'un volume cylindrique autour de la *canette*, son diamètre dépend de l'énergie du neutrino simulé, 67
- Walk (effet):** Effet dû au temps que met le signal à monter jusqu'au seuil, déclenchant l'intégration. Cet effet peut entraîner un retard d'environ 6 ns pour les signaux ayant une charge faible, 47
- Waveform :** Mode de prise de données dans lequel tout le signal de sortie du photomultiplicateur est enregistré. Pour cela l'échantillonnage se fait à une fréquence variant de 0.3 à 1 GHz, 35
- XOFF :** Etat dans lequel se met un *LCM* lorsque la mémoire tampon de celui-ci est pleine. Il arrête alors l'acquisition jusqu'à vider ce tampon, 35

La collaboration ANTARES construit un télescope à neutrinos en mer Méditerranée. Ce détecteur est composé de 900 PM répartis sur 12 lignes afin de détecter le cône Cherenkov du muon induit par l'interaction d'un neutrino dans le détecteur. Actuellement les 5 premières lignes de cet instrument ont été connectées.

Un premier travail a consisté à étudier la stabilité des calibrations du détecteur, nécessaire pour bien en comprendre le fonctionnement. Ensuite nous nous sommes intéressés aux propriétés optiques de l'eau en développant une méthode de reconstruction dédiée aux balises LED. Les paramètres ainsi extraits étant comparables avec ceux des précédents tests.

Nous proposons ici des critères de qualité visant à rejeter les événements mal reconstruits. Ceux-ci ont ensuite été appliqués aux données réelles afin de réaliser une analyse préliminaire des muons atmosphériques avec un détecteur à 5 lignes. Les résultats sont comparables à la simulation.

Mots clés : ANTARES, muons atmosphériques, reconstruction, propriétés optiques de l'eau, calibration

Atmospheric muons reconstruction with ANTARES

The ANTARES collaboration is building a neutrino telescope in the Mediterranean Sea. This detector contains 900 photomultiplier tubes, dispatched on 12 lines, in order to detect Cherenkov light from muon induced by neutrino interactions in the vicinity of the detector. Currently the first 5 lines have been deployed.

A first task consists in studying the stability of the detector calibration, which is a necessary step to understand the detector response. Then we studied optical properties of water, for this we developed a reconstruction method dedicated to LED Beacon. The extracted parameters are compatible with earlier measurements. A quality criteria to reject badly reconstructed track has been developed based on the likelihood of the tracks fit versus point fit. This has been applied to real data and a preliminary analysis of atmospheric muons with a 5-lines detector is performed.

Key Words : ANTARES, atmospheric muons, reconstruction, optical properties of water, calibration