



UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE  
AIX-MARSEILLE II  
FACULTÉ DES SCIENCES DE LUMINY  
FRANCE

CPPM-T-2008-06

## THÈSE DE DOCTORAT

*Spécialité : Physique des Particules et Astroparticules*

présentée par

**Gabrielle LELAIZANT**

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

# Etude des Sursauts Gamma à partir des neutrinos de haute-énergie avec le télescope ANTARES - Analyse du positionnement acoustique du détecteur

---

Soutenue le 7 octobre 2008 devant le jury composé de :

---

M. Stéphane	BASA	Examineur
M. Vincent	BERTIN	Co-encadrant
M. Jose	BUSTO	Directeur de thèse
M. Arache	DJANNATI-ATAI	Examineur
M. Juan Jose	HERNANDEZ-REY	Rapporteur
M. Eric	KAJFASZ	Président du jury
M. Dy-Holm	KOANG	Rapporteur
M. Eric	PLAGNOL	Examineur



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>2</b>
<b>I Neutrinos et ANTARES</b>	<b>3</b>
<b>1 Les Astroparticules</b>	<b>5</b>
1.1 Bref historique de l’astronomie . . . . .	5
1.1.1 La naissance de l’astronomie . . . . .	5
1.1.2 L’Astronomie moderne . . . . .	6
1.2 Les rayons cosmiques . . . . .	8
1.2.1 Découverte des rayons cosmiques . . . . .	9
1.2.2 Caractéristiques des rayons cosmiques et propriétés du spectre . . .	9
1.2.3 Accélération des rayons cosmiques([6]) . . . . .	11
1.2.4 Propagation des rayons cosmiques . . . . .	15
1.2.5 Expériences . . . . .	17
1.3 Les neutrinos . . . . .	20
1.3.1 Caractéristiques . . . . .	21
1.3.2 Les neutrinos cosmiques . . . . .	26
<b>2 Le télescope à neutrinos ANTARES</b>	<b>41</b>
2.1 Description générale du télescope ANTARES . . . . .	41
2.1.1 La naissance d’ANTARES . . . . .	43
2.1.2 Les lignes d’instrumentation . . . . .	45
2.1.3 Les lignes de détection optique . . . . .	46
2.2 Module Optique . . . . .	47
2.3 Acquisition et transmission des données . . . . .	48
2.3.1 Acquisition du signal analogique issu du photomultiplicateur . . . .	48
2.3.2 Acquisition des données temporelles . . . . .	51
2.3.3 Transmission des données . . . . .	51
2.4 Traitement des données à terre . . . . .	53
2.4.1 Le filtre des données online : DataFilter [43] . . . . .	53
2.4.2 Algorithme de recherche de corrélations entre temps et positions des hits . . . . .	54

2.5	Procédures de calibration . . . . .	55
2.5.1	Calibration en temps . . . . .	55
2.5.2	Calibration en charge . . . . .	59
2.5.3	Positionnement Acoustique . . . . .	59
2.6	Bruit de fond . . . . .	60
2.6.1	Potassium 40 . . . . .	61
2.6.2	Bioluminescence . . . . .	61
<b>II L’acoustique dans l’expérience ANTARES</b>		<b>63</b>
<b>3</b>	<b>Positionnement acoustique</b>	<b>65</b>
3.1	Bref historique de l’acoustique sous-marine [47] . . . . .	65
3.2	Introduction au positionnement acoustique dans ANTARES . . . . .	68
3.3	Le système de positionnement acoustique . . . . .	69
3.3.1	Le système de positionnement acoustique haute-fréquence en base longue au sein du télescope ANTARES . . . . .	69
3.3.2	Description du système . . . . .	70
3.3.3	Acquisition des données acoustiques . . . . .	72
3.3.4	Cycles acoustiques . . . . .	73
3.3.5	Conversion des temps de propagation en distances . . . . .	75
3.3.6	Méthode de triangulation . . . . .	78
3.4	Résultats sur les distances . . . . .	82
3.4.1	Résultat préliminaire : les vitesses du son . . . . .	82
3.4.2	Premiers résultats de la ligne 1 . . . . .	84
3.4.3	Méthode de filtrage . . . . .	89
3.4.4	Premiers résultats à cinq lignes . . . . .	95
3.5	Résultats du positionnement acoustique . . . . .	104
3.5.1	Stabilité des positions fixes . . . . .	107
3.5.2	Influence des profondeurs des points fixes . . . . .	108
3.5.3	Positions des hydrophones de la ligne 4 . . . . .	111
3.5.4	Etude des systématiques par les résidus en distances . . . . .	116
3.6	Conclusion . . . . .	124
3.7	Intégration de l’acoustique dans la procédure d’alignement . . . . .	124
<b>III ANTARES et les Sursauts Gamma</b>		<b>127</b>
<b>4</b>	<b>Sursauts Gamma et Neutrinos</b>	<b>129</b>
4.1	Découverte et histoire des sursauts gamma . . . . .	129
4.2	Phénoménologie des sursauts gamma . . . . .	132
4.3	Production de neutrinos . . . . .	140
4.4	Flux de neutrinos attendu pour un sursaut gamma individuel . . . . .	143
4.5	Application aux données de Swift (BAT) . . . . .	146

4.5.1	Hypothèses . . . . .	147
4.5.2	Détermination des paramètres du spectre $\gamma$ . . . . .	148
4.5.3	Flux de $\nu$ dérivé du flux de $\gamma$ . . . . .	151
4.5.4	Discussion . . . . .	152
<b>5</b>	<b>Analyse des données</b>	<b>157</b>
5.1	Définition de la stratégie d'analyse . . . . .	157
5.2	Les simulations Monte Carlo . . . . .	158
5.3	Méthode de prise de données spécifique aux sursauts gamma . . . . .	163
5.4	Etudes des conditions de déclenchement . . . . .	168
5.4.1	Description des logiques de déclenchement utilisées . . . . .	168
5.4.2	Critères de sélection . . . . .	172
5.4.3	Direction fixe . . . . .	173
5.4.4	Application de la logique de déclenchement aux données . . . . .	179
5.5	Reconstruction . . . . .	184
5.5.1	Principe et objectifs de la reconstruction . . . . .	184
5.5.2	Algorithme de reconstruction . . . . .	186
5.6	Optimisation des coupures . . . . .	189
5.6.1	Événements à deux lignes . . . . .	193
5.6.2	Événements à 6 hits . . . . .	194
5.6.3	Événements montants . . . . .	196
5.6.4	$\chi^2_{trace} < 1.45$ . . . . .	198
5.6.5	$\chi^2_{point\ lumineux} > 1.9$ . . . . .	200
5.6.6	Résumé . . . . .	200
5.6.7	Résolution angulaire . . . . .	202
5.6.8	Surface effective . . . . .	205
5.7	Comparaison Monte Carlo - données . . . . .	206
5.8	Sélection des événements de signal . . . . .	210
5.8.1	Flux en énergie . . . . .	210
5.8.2	Sélection haute énergie . . . . .	211
5.8.3	Nouvelles performances . . . . .	214
5.9	Optimisation des cônes d'ouverture . . . . .	215
5.9.1	Maximisation du rapport signal sur bruit . . . . .	216
5.9.2	Model Rejection Factor . . . . .	216
5.9.3	Approche simple . . . . .	219
5.10	Premières limites de flux . . . . .	221
5.10.1	Données . . . . .	221
5.10.2	Limites de flux . . . . .	222
5.10.3	Horizon visible . . . . .	223
5.11	Discussion . . . . .	225
5.12	Conclusions . . . . .	226

<b>Conclusion</b>	<b>230</b>
Annexes . . . . .	231
<b>A Neutrinos solaires et atmosphériques</b>	<b>231</b>
A.1 Les neutrinos solaires . . . . .	231
A.2 Neutrinos observés en aval d'accélérateurs ou de réacteurs . . . . .	233
A.3 Les neutrinos atmosphériques . . . . .	233
<b>B Processus radiatifs non thermiques</b>	<b>235</b>
B.1 Processus Compton Inverse [113] . . . . .	235
B.2 Rayonnement Synchrotron [114] . . . . .	237
B.3 Bremsstrahlung . . . . .	238
<b>C Absorption des neutrinos dans la Terre</b>	<b>239</b>
<b>D Propagation du muon dans la matière</b>	<b>243</b>
<b>E Filtrage acoustique</b>	<b>249</b>
<b>F Paramètres moyens des Sursauts Gamma</b>	<b>255</b>







# Remerciements

Je souhaiterais tout d'abord sincèrement remercier mes encadrants : Jose Busto et Vincent Bertin. Un grand merci pour tout ce qu'ils m'ont enseigné, leurs encouragements, leur soutien, leur écoute et leurs précieux conseils.

Je tiens à remercier l'entreprise OSEAN et Olivier Philippe ainsi que la Région Provence Alpes Côte d'Azur pour le soutien apporté dans la réalisation de cette thèse.

J'exprime, par ces mots, toute ma gratitude aux membres du Jury. Merci à Eric Kajfasz d'avoir accepté d'en prendre la présidence. Merci à Juan-Jose Hernandez-Rey et Dy-Holm Koang d'avoir assuré la tâche de rapporteur. Merci également aux autres membres, Stéphane Basa, Arache Djannati-Atai et Eric Plagnol, d'avoir prêté de leur temps.

Je remercie John Carr et Paschal Coyle pour leur accueil au sein de l'expérience ANTARES et du groupe du CPPM. J'aimerais également témoigner ma reconnaissance envers tout le groupe ANTARES du CPPM dans lequel j'ai eu plaisir à travailler durant ces trois années. Un merci plus particulier à Stéphanie Escoffier et à Damien Dornic pour leur aide et pour leur regard critique sur le manuscrit. Un grand merci à Mieke Bouwhuis avec qui j'ai apprécié de travailler à plusieurs occasions. Merci à Vincent d'avoir fait appel à moi pour les sorties en mer qui ont ajouté une touche d'originalité à mes travaux quotidiens.

Merci à Magali Damoiseaux qui m'a donnée l'occasion de participer aux activités de communication scientifique. Merci à Fanny Lessous et à Hélène Boyer pour leur aide administrative.

Merci à tous les thésards et post-docs qui ont contribué à la bonne ambiance entre jeunes du CPPM et avec qui j'ai passé de très bons moments : Diane, Anne-Fleur, Pierre-Elie, Corey, Anthony, Max, Pascal, Sam, Bernardo, Aurélien, Marine, Pierre-Simon, Guillaume, Nicolas, Garo. Merci à mes co-bureaux qui m'ont supportée pendant ma thèse : Pascal et Pierre-Simon. Merci aux "anciens" également : Stéphanie et Christian. Merci à la "CPTiste autiste" : Marine.

Merci encore à tous mes amis qui, sans le savoir, m'ont aidée : les voisins du 14 rue Bussy l'Indien : Erwan, Andrée et Fannie ; les "marseillais" : Diane, Célia, Anne-Fleur, Colas, Corey, Anthony, Stéphanie, Anne, Serge, Marie-Barbara et Pierre-Elie ; mes amis de prépa : Anne-So et Julien ; les ensicaennais : Rafael, Vanina, Céline, Elena et Sebby. Un grand merci à mes amis normands pour leur soutien inconditionnel depuis tant d'années : Marie, Julie, Aurélie et Alex, Emilie, Anne-Lise, Amandine, Nanou, Marine, Fabien, Etienne, Hadrien et Elise, Thomas, Solène, Emeline, Emma, Mathilde. Une pensée pour Camille, Fabien et Sébastien également.

J'aimerais enfin remercier mes proches : Daniel et Lise, la famille Riembault, Bernard et Thérèse, Nounou et tante Elisabeth. Merci à Claire-Emilie, François-Camille, Michel et Brigitte.

Un grand merci à Thibaut qui, par sa présence et son attention, m'a tant soutenue. Je tiens à remercier tout particulièrement mes parents et mon frère Paul-Henri pour m'avoir toujours encouragée et soutenue et pour avoir cru en moi.



# Introduction

Jusqu'à il y a peu, les astres n'étaient observés dans l'Univers que par leurs émissions électromagnétiques. Depuis quelques dizaines d'années, d'autres messagers, tels que les protons ou les neutrinos, sont recherchés pour apporter de nouvelles informations sur les phénomènes violents apparaissant dans l'Univers. La détection de rayons cosmiques d'énergie pouvant atteindre  $10^{20}$  eV, a prouvé l'accélération des particules à des énergies ultra-hautes lors de ces phénomènes. L'accélération des particules s'accompagne alors de la production de neutrinos de haute-énergie. Les processus à l'origine de l'accélération des particules, de leur propagation jusqu'à la Terre et de la production des neutrinos seront décrits dans le chapitre 1. Dans ce chapitre, seront également introduites les sources potentielles de ces particules d'énergie extrême. Parmi les candidates figurent des sources galactiques comme les microquasars ou les restes de supernovae mais aussi des sources extragalactiques telles que les noyaux actifs de galaxie ou les sursauts gamma. Ces derniers phénomènes ont donné lieu à une étude particulière dans le cadre de cette thèse.

Les neutrinos, parmi ces messagers d'un genre nouveau nommés "astroparticules", présentent des intérêts liés à leur nature. Même si leur section efficace d'interaction avec la matière augmente avec l'énergie, elle demeure petite. Les neutrinos, n'étant sensibles qu'à l'interaction faible, peuvent donc parcourir de très grandes distances sans être perturbés par la matière qu'ils traversent avant de nous parvenir sur Terre après un long voyage. Les neutrinos peuvent donc provenir de sources extrêmement lointaines alors que l'horizon des photons est limité par leur interaction avec les photons du fond cosmologique. D'autre part, les rayons cosmiques, chargés par définition, sont non seulement déviés par les champs magnétiques des régions qu'ils traversent mais ils interagissent également avec les photons du fond cosmologique (micro-ondes) ce qui limite leur détection à des distances proches pour ce qui est des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Les neutrinos peuvent également sortir indemnes de régions extrêmement denses et opaques aux photons comme le coeur des phénomènes à l'origine de leur émission et ainsi nous renseigner sur des astres encore méconnus.

Néanmoins, la section efficace faible des neutrinos les rend plus difficiles à détecter et nécessite l'instrumentation de grands volumes. Certains milieux tels que l'eau ou la glace offrent naturellement de grands espaces dont l'instrumentation est possible au prix de défis techniques et logistiques. En effet, une bonne connaissance du milieu environnant est indispensable du fait de sa nature généralement inhospitalière. Plusieurs télescopes à neutrinos sont actuellement en opération dans la glace comme AMANDA et son extension IceCube ou dans l'eau : Baikal, NEMO et ANTARES. Ce dernier sur lequel cette thèse est

fondée fera l'objet d'un chapitre particulier, le chapitre 2. L'eau de mer, milieu vivant et corrosif, présente des contraintes. Le détecteur, composé de photomultiplicateurs répartis sur plusieurs lignes souples, est continuellement dévié par les courants marins. Une bonne connaissance des positions des photomultiplicateurs est alors requise pour déterminer au mieux la trajectoire des particules détectées. Ceci est assuré par un système de positionnement acoustique dont les performances ainsi que les incertitudes systématiques ont été étudiées pour la première fois dans le cadre de ce travail. Un chapitre spécifique, le chapitre 3, reprendra les premiers résultats obtenus pour le détecteur à demi-déployé.

Les neutrinos peuvent être recherchés en complémentarité des autres particules. Dans le cas des sursauts gamma, une contribution des neutrinos est attendue en coïncidence avec l'émission  $\gamma$  prompt caractérisant le sursaut. Le flux de neutrinos issus d'un sursaut gamma individuel peut être estimé à partir des observations de ce sursaut par les satellites et détecteurs  $\gamma$ . Le nombre d'événements attendus dans un télescope tels qu'ANTARES peut alors être prédit. La théorie sur laquelle se base ce calcul ainsi que les résultats obtenus pour un sursaut gamma seront décrits dans le chapitre 4. De nombreux sursauts gamma sont détectés par des satellites tels que Swift ou GLAST. Ces satellites sont connectés, en permanence, à un réseau qui permet de propager une alerte lorsqu'un des satellites semble détecter un sursaut. Le détecteur ANTARES est également connecté à ce réseau. Lors de la réception d'un message d'alerte, une prise de données spécifique est déclenchée en parallèle de la prise de données standard pour ANTARES. Un échantillon de deux minutes autour de la réception de l'alerte est alors enregistré sans aucun filtrage et peut être analysé a posteriori. Dans le cadre de cette thèse, une procédure d'analyse des échantillons vierges ainsi stockés a été développée à partir de simulations Monte Carlo pour un détecteur à demi-déployé. Cette stratégie sera détaillée dans le chapitre 5 de même que la première limite de flux obtenue à partir des données d'un sursaut gamma individuel.

**Première partie**  
**Neutrinos et ANTARES**



# Chapitre 1

## Les Astroparticules

*Qu'est-ce que l'homme dans la nature ?  
Un néant à l'égard de l'infini,  
un tout à l'égard du néant,  
un milieu entre rien et tout*  
B. Pascal *Pensées (72)*

### 1.1 Bref historique de l'astronomie

Depuis des millénaires, l'homme n'a cessé d'observer l'Univers dans le but de comprendre le monde qui l'entoure. Autrefois limitée au domaine visible et à des distances proches, l'astronomie s'est peu à peu étendue à des domaines de longueurs d'onde plus grands tout en repoussant les limites de distances.

#### 1.1.1 La naissance de l'astronomie

Jusqu'au début du XVII<sup>ème</sup> siècle, les hommes ne disposaient que de leur oeil nu pour observer les astres, les cartographier et étudier leurs mouvements. L'astronomie optique a connu une révolution lors de l'apparition en 1610 du premier instrument d'observation, la lunette de Galilée. Les astronomes ont alors développé, au cours du XVII<sup>ème</sup> siècle de nouveaux instruments, les télescopes à miroir. Les découvertes effectuées grâce à ces instruments ont permis de confirmer la théorie du mouvement héliocentrique de la Terre, élaborée des décennies auparavant par Copernic et de découvrir les différentes planètes du système solaire. Les astronomes ont alors cherché à connaître la nature et la composition des astres qu'ils pouvaient observer grâce à leurs instruments. C'est dans ce contexte que fut développée, au cours du XIX<sup>ème</sup> siècle, la spectroscopie, permettant l'identification des éléments par leurs raies d'émission ou d'absorption. Les avancées théoriques et technologiques effectuées à partir du début du XX<sup>ème</sup> siècle ont été à l'origine de révolutions majeures dans la compréhension de l'Univers qui nous entoure.

### 1.1.2 L'Astronomie moderne

Le défi des astronomes a été d'observer des objets de plus en plus lointains donc de luminosité de plus en plus faible. Cependant, parallèlement, il est apparu que les astres émettent également à d'autres longueurs d'onde que celles correspondant au domaine visible. Le domaine visible ne représente qu'une infime partie du spectre électromagnétique (Figure 1.1). Les autres domaines de longueurs d'onde se sont révélés extrêmement riches pour la découverte de nouveaux objets célestes aussi bien que pour la compréhension de nombreux phénomènes astrophysiques, permettant ainsi des avancées fantastiques dans la connaissance de l'Univers.

#### Les ondes radio

Le premier domaine de longueurs d'onde non visibles à avoir été exploité concerne les ondes radio. En 1931, Jansky, cherchant à identifier la source de parasites sur les réseaux de télécommunications, découvrit des émissions d'ondes radio d'origine extraterrestre, qui seront par la suite attribuées au centre de notre galaxie. Quelques années plus tard, en 1936, le premier radiotélescope fait son apparition. Des découvertes fondamentales telles que l'existence de particules relativistes dans l'Univers, le rayonnement cosmologique diffus ou encore l'existence d'objets comme les quasars, les pulsars ou les radiogalaxies ont pu être réalisées grâce à l'étude de l'Univers dans le domaine radio. La détection des ondes radio de grande longueur d'onde nécessite l'utilisation de radiotélescopes de grande taille tels que le radiotélescope d'Effelsberg en Allemagne, une énorme antenne parabolique de 100 mètres de diamètre, ou bien le radiotélescope fixe d'Arecibo à Porto Rico, qui a été construit en tapissant de plaques d'aluminium une cavité naturelle de 300 mètres de diamètre. Cependant, la résolution angulaire de ce type d'instruments s'est révélée décevante. La construction de radiotélescopes de très grand diamètre étant difficile, la résolution angulaire a été améliorée par le développement d'interféromètres : réseaux d'antennes au sol tels que VLA (Very Large Array), composé de 27 antennes de 25 m de diamètre au Nouveau Mexique.

#### Les rayons X

Les premiers rayons X, originaires du Soleil, ont été découverts en 1948. Des satellites d'observation X et UV ont été mis en place respectivement en 1970 et en 1968. Les systèmes binaires X ainsi que le phénomène d'accrétion de matière par un objet massif ont alors pu être découverts. En parallèle, à la fin des années 60, l'astronomie gamma se développe avec des satellites tels que VELA. Ces satellites permettront la découverte des sursauts gamma, phénomènes violents et lointains qui seront décrits en détail dans le chapitre 4.



### Extension à tout le spectre électromagnétique (Figure 1.1)

Le détecteur Energetic Gamma Ray Experiment (EGRET), placé à bord du satellite Compton Gamma Ray Observatory (CGRO), dont le domaine de sensibilité était compris entre 20 MeV et 30 GeV, a permis, par son observation du ciel dans le domaine gamma des hautes énergies sur une durée totale de 9 ans (entre 1991 et 2000), de réaliser une carte du ciel haute énergie (Figure 1.2) et ainsi d'identifier des sources émettrices de rayons  $\gamma$  d'énergie supérieure à la centaine de MeV. Le troisième catalogue comporte 271 sources dont une cinquantaine émettant au-dessus du GeV. Les satellites tels qu'INTEGRAL [2], lancé en 2002, ont pour but de cartographier plus précisément le ciel dans le domaine des  $\gamma$  de basse énergie. De plus, ils permettent de détecter les sursauts gamma et d'indiquer la direction de leur source à partir de l'énergie déposée dans le détecteur, de la position et du temps de déclenchement des événements. Ceci est également un des objectifs du satellite Swift [3], comportant des détecteurs X, UV et optique et qui est aussi destiné à l'observation des "afterglows", émission de  $\gamma$  de plus basse énergie, sorte de réminiscence des sursauts gamma arrivant quelques heures ou quelques jours après, permettant ainsi de déterminer le redshift du sursaut. La communauté des physiciens et astrophysiciens spécialisés dans l'étude du ciel en  $\gamma$  attend avec impatience les données du satellite Gamma ray Large Area Space Telescope (GLAST) [4], lancé en juin 2008 et renommé Fermi, qui devrait permettre d'énormes progrès dans le domaine de l'observation du ciel multi-longueurs d'onde. Les deux instruments embarqués sont destinés à la détection des  $\gamma$  d'énergie comprise entre 20 MeV et 300 GeV (LAT) et des X et  $\gamma$  d'énergie comprise entre 10 keV et 25 MeV (GBM) notamment pour l'identification des sursauts gamma.

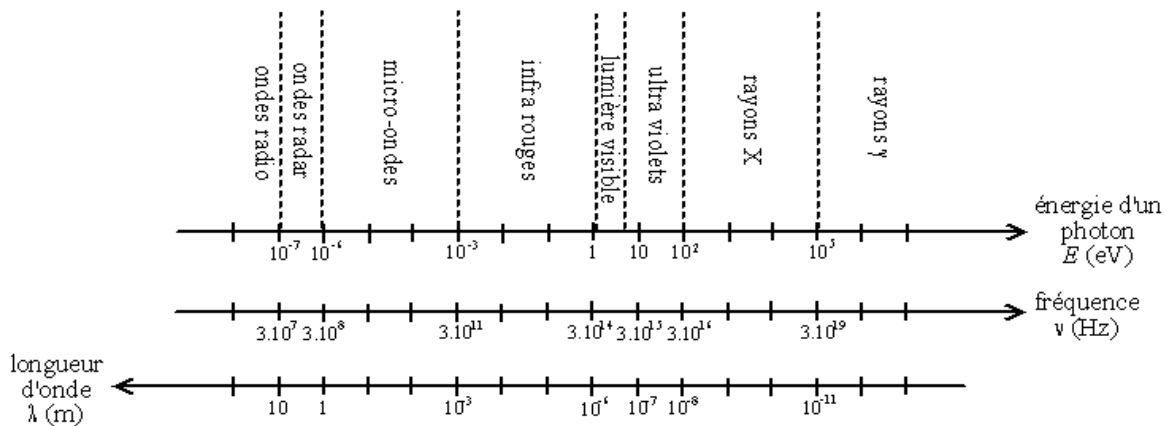


FIG. 1.1 – Spectre électromagnétique

Des détecteurs au sol tels que Whipple ont permis de confirmer certaines sources d'EGRET par des observations dans d'autres longueurs d'onde ( $\gamma$  de plus haute énergie, supérieure à 100 GeV) mais aussi d'en découvrir de nouvelles comme la nébuleuse du Crabe, émettrice aux énergies de l'ordre du TeV et dont le flux, de  $2.83 \cdot 10^{-11} (E/TeV)^{-2.62} cm^{-2} \cdot s^{-1} \cdot TeV^{-1}$  ([5]), fait office de référence pour les sources gamma. D'autres sources

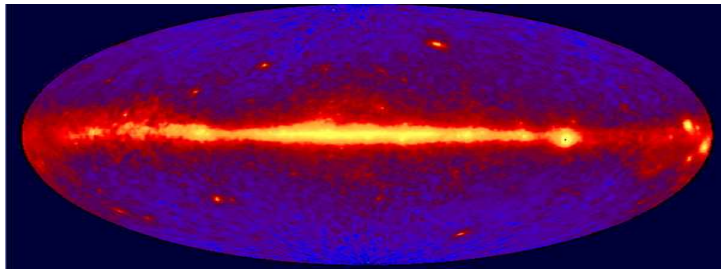


FIG. 1.2 – Carte des événements  $\gamma$  de plus de 100 MeV, réalisée par le détecteur EGRET situé à bord du satellite CGRO entre 1991 et 2000 [1]

comme des pulsars, des noyaux actifs de galaxie ou des restes de supernova ont également été identifiées. Une nouvelle génération de télescopes  $\gamma$  constitués de détecteurs atmosphériques Cherenkov a vu le jour ces dernières années : CANGAROO (Australie), MAGIC (Canaries), VERITAS (Etats-Unis) ou encore HESS (Namibie) et s'avère très prometteuse. Elle est basée sur un principe de focalisation des rayons  $\gamma$  d'énergie de l'ordre du TeV, vers une caméra (constituée de photomultiplicateurs), par un réseau de miroirs grande focale optimisés pour atteindre une résolution angulaire inférieure au dixième de degré et à un large champ de vue de 5 degrés.

L'astronomie visible et infrarouge s'est donc développée grâce aux télescopes au sol. L'étude des ondes radio se fait par l'intermédiaire de réseaux d'antennes au sol. Les radiations micro-ondes ont pu être étudiées par des satellites tels que COBE, WMAP, qui ont permis de valider l'hypothèse d'un fond diffus cosmologique (rayonnement à 2.7K) et de mettre en évidence des anisotropies. Les satellites sont également d'une grande utilité dans la recherche des rayons  $\gamma$  de basse énergie, généralement inférieures à 30 GeV (X et UV) alors que les rayons  $\gamma$  de haute énergie ( $> 100$  GeV) nécessitent l'utilisation de télescopes Cherenkov au sol.

Ainsi, l'astronomie s'est ouverte au cours des millénaires à différents domaines de longueurs d'onde, des ondes radio aux rayons  $\gamma$ , permettant d'identifier différentes sources et divers phénomènes astrophysiques. Seuls les photons nous ont jusqu'à maintenant véhiculé l'information sur ces objets. Cependant, au delà d'une certaine énergie de l'ordre de la dizaine de TeV, les photons interagissent avec le fond diffus cosmologique, limitant ainsi les distances d'observation. D'autres particules telles que les rayons cosmiques ou les neutrinos sont maintenant à l'étude pour développer une nouvelle astronomie, l'astronomie multi-messagers.

## 1.2 Les rayons cosmiques

Plusieurs expériences destinées à la détection des particules chargées issues de sources astrophysiques à ultra-haute énergie, les rayons cosmiques, se sont développées ces dernières années : HiRes, AGASA ou encore Auger. La découverte des rayons cosmiques a prouvé

que des mécanismes astrophysiques encore peu connus peuvent amener les particules à des énergies ultra-hautes et démontrent l'existence d'accélérateurs cosmiques ultra-puissants.

### 1.2.1 Découverte des rayons cosmiques

La découverte des rayons cosmiques remonte au début du XX<sup>ème</sup> siècle. Le physicien Henri Becquerel, après avoir découvert la décroissance radioactive des éléments, avait mis au point un appareil permettant de détecter la présence de matériaux radioactifs : l'électroscope. Quand il y a irradiation, l'air se ionise et les charges s'évacuent par l'intermédiaire de deux bras qui se repoussent. Cependant, cet appareil décelait de la radioactivité même en l'absence de ces matériaux d'où la présence de bruit. Quelques années plus tard, en 1912, le physicien Victor Hess décida d'étudier les sources de ce bruit en mesurant les taux de radiation à différentes altitudes de façon à éloigner les instruments des sources terrestres. La conclusion ne fut pas celle attendue : le niveau de radiation diminue avec l'altitude mais moins que prévu. Les premiers rayons cosmiques avaient été observés... L'origine de cette radiation fut source de controverse : alors que des physiciens comme Millikan restaient persuadés que les rayons  $\gamma$  en étaient l'origine, Compton démontra en 1930 que les rayons cosmiques sont des particules chargées. Pour cela, il remarqua avec l'aide de nombreux physiciens un effet de latitude donc un effet du champ magnétique terrestre entraînant des déviations différentes des trajectoires de ces particules.

### 1.2.2 Caractéristiques des rayons cosmiques et propriétés du spectre

Le spectre en énergie est présenté sur la figure 1.3. L'observation directe de rayons cosmiques de basse énergie  $< 10^9 eV$  est rendue difficile par un effet de modulation solaire (diffusion par les vents solaires). Jusqu'à maintenant, des rayons cosmiques d'énergie comprise entre  $10^9 eV$  et  $10^{20} eV$  ont été observés. Trois parties apparaissent dans le spectre : une première qui suit une loi en puissance d'ordre 2.7, une seconde d'ordre 3 (séparée de la première par le "genou" dont l'énergie est de l'ordre de  $5 * 10^{15} eV$ ) et une troisième d'ordre 2.7 séparée de la précédente par la "cheville" dont l'énergie caractéristique est de  $3 * 10^{18} eV$ . Jusqu'à la cheville, les rayons cosmiques peuvent encore être créés par des sources galactiques alors que le flux correspondant à la troisième partie représente une composante extragalactique. Le champ magnétique environnant conditionne le temps de confinement des rayons cosmiques dans la Galaxie. En effet, au-delà de la cheville, le rayon de gyration du proton, défini par :  $r_g = \frac{p}{qB} \simeq 1pc * \frac{E_{PeV}}{B_{\mu G}}^1$ , dépasse la taille de notre galaxie dont le champ magnétique B équivaut à  $3 \mu G$ .

Les sources de rayons cosmiques sont variées et encore peu connues : restes de supernovae, noyaux actifs de galaxie, sursauts gamma. Toutes nécessitent la présence d'une zone de choc qui permet d'expliquer l'accélération des particules (modèles bottom-up).

---

<sup>1</sup> $1pc \simeq 3 * 10^{16}m$

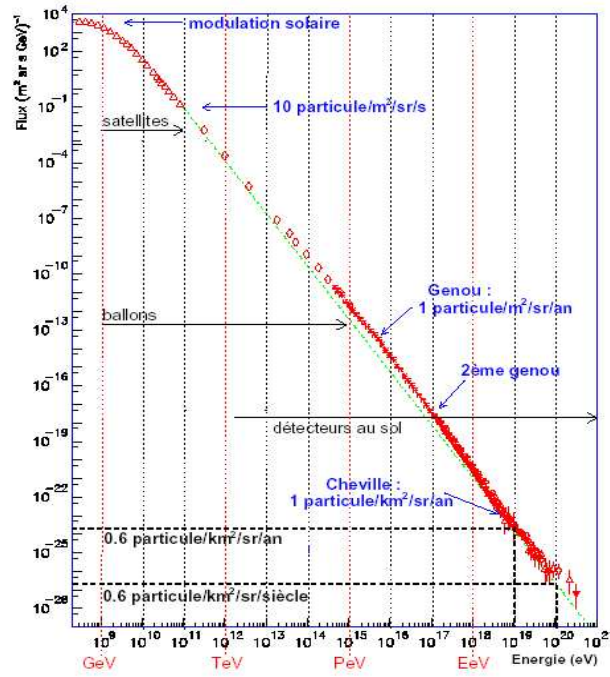


FIG. 1.3 – Spectre des rayons cosmiques

D'autres modèles, appelés modèles top-down, prédisent la formation de rayons cosmiques lors de la décroissance ou de l'annihilation de particules lourdes, reliques de l'Univers primordial (Matière Noire) ou de défauts topologiques. De tels défauts auraient une masse de l'ordre de la masse de grande unification et peuvent être de différentes dimensions : 0 (monopoles magnétiques), 1 (corde cosmique) ou 2 (mur de domaines).

Dans le cadre des modèles bottom-up, les particules, notamment les protons, sont accélérées par processus de Fermi dans des régions de champs magnétiques très intenses où ils peuvent interagir avec des photons formant des protons et des pions, qui décroissent en muons et en neutrinos par les réactions suivantes :

$$p + p(\gamma) \rightarrow \pi^0 + \pi^\pm + p(n) \quad (1.1)$$

$$\begin{cases} \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \\ \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu \\ \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \end{cases}$$

Observer des neutrinos issus de ces interactions représente un intérêt considérable dans la compréhension de l'origine des rayons cosmiques. En effet, de par leur nature neutre, les neutrinos ne sont pas déviés comme les particules chargées par les champs magnétiques des régions traversées et fournissent alors des informations sur les accélérateurs cosmiques s'ils ont été émis près de la source des rayons cosmiques.

L'énergie contenue dans la partie extragalactique du spectre (au-delà de la cheville)

équivalente à  $2 \cdot 3 \cdot 10^{-19} \text{ erg.cm}^{-3}$  permet de déduire la puissance nécessaire à la production d'une telle densité d'énergie sur une période de  $10^{10}$  ans (temps de Hubble), qui est de  $3 \cdot 10^{37} \text{ erg.s}^{-1}$ . Ceci correspondrait à :  $3 \cdot 10^{39} \text{ erg.s}^{-1}$  par galaxie,  $3 \cdot 10^{42} \text{ erg.s}^{-1}$  par amas de galaxies,  $2 \cdot 10^{44} \text{ erg.s}^{-1}$  par galaxie active et  $3 \cdot 10^{52} \text{ erg.s}^{-1}$  par sursaut gamma. La coïncidence entre ces valeurs et l'énergie électromagnétique observée pour ces types de sources explique pourquoi celles-ci sont considérées comme d'excellentes candidates à la production de rayons cosmiques.

Néanmoins, l'origine des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie c'est-à-dire d'énergie supérieure à  $10^{18} \text{ eV}$  reste inconnue à ce jour.

### 1.2.3 Accélération des rayons cosmiques([6])

L'accélération des particules par processus de Fermi, étant le modèle communément admis, sera décrite dans cette section. L'idée originelle réside dans un processus de transfert d'énergie de structures macroscopiques magnétiques en mouvement, telles que des nuages magnétiques, aux particules individuelles.

Considérons en premier lieu un plasma de particules chargées animé de perturbations magnétiques. Les énergies en amont et en aval d'une perturbation particulière seront respectivement notées  $E_1$  et  $E_2$  dans le référentiel de la galaxie et  $E'_1$  et  $E'_2$  dans le référentiel de la perturbation magnétique.

Par transformation de Lorentz, avec  $\Gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{1}{\sqrt{1-(\frac{V}{c})^2}}$  le facteur de Lorentz de la zone de choc dont la vitesse est  $V$ , on obtient :

$$E'_1 = \Gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (1.2)$$

$$E_2 = \Gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta'_2) \quad (1.3)$$

La relation de conservation de l'énergie dans le référentiel de la perturbation magnétique  $E'_1 = E'_2$  donne, à partir des deux équations précédentes :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{\beta(\cos \theta'_2 - \cos \theta_1) + \beta^2(1 - \cos \theta_1 \cos \theta'_2)}{1 - \beta^2} \quad (1.4)$$

Si la particule entre en collision avec une perturbation magnétique qui vient vers elle, c'est une collision frontale et la particule gagne de l'énergie. Si elle entre en collision avec une perturbation magnétique qui s'éloigne d'elle, elle perd de l'énergie. Or, les collisions frontales sont plus fréquentes car la particule a une plus grande probabilité d'interagir avec un milieu qui se rapproche d'elle plutôt qu'avec un milieu qui s'en éloigne. Ainsi, en moyenne, la particule gagne de l'énergie. Chaque collision frontale entraîne un gain constant d'énergie  $\frac{\Delta E}{E}$  défini dans l'équation (1.4) et que l'on notera  $\epsilon$ . Après la  $n^{\text{ième}}$  interaction, la particule a atteint une énergie :

$$E_n = E_0(1 + \epsilon)^n \quad (1.5)$$

---

<sup>2</sup> $1\text{erg} \equiv 10^{-7} \text{ J}$

En transformant (1.5) , on obtient :

$$n = \frac{\ln(\frac{E_n}{E_0})}{\ln(1 + \epsilon)} \quad (1.6)$$

Si on note  $P_{\text{esc}}$  la probabilité que la particule quitte la région d'accélération à chaque interaction, la probabilité que cette particule reste dans le milieu d'accélération après  $n$  interactions est :

$$(1 - P_{\text{esc}})^n \quad (1.7)$$

Ainsi, le nombre de particules dont l'énergie est supérieure à  $E_n$  est :

$$N(> E_n) = \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{\text{esc}})^m = \frac{(1 - P_{\text{esc}})^n}{P_{\text{esc}}} \quad (1.8)$$

A partir de l'équation (1.6), ce nombre de particules devient :

$$N(> E_n) = \frac{(1 - P_{\text{esc}})^{\frac{\ln(\frac{E_n}{E_0})}{\ln(1+\epsilon)}}}{P_{\text{esc}}} = \frac{1}{P_{\text{esc}}} \left(\frac{E_n}{E_0}\right)^{\frac{\ln(1-P_{\text{esc}})}{\ln(1+\epsilon)}} \quad (1.9)$$

ce qui fournit un nombre de particules dont l'énergie est  $E_n$  :

$$N(E_n) = \frac{dN(> E_n)}{dE_n} = \frac{1}{P_{\text{esc}}} \frac{1}{E_0} \frac{\ln(1 - P_{\text{esc}})}{\ln(1 + \epsilon)} \left(\frac{E_n}{E_0}\right)^{\frac{\ln(1-P_{\text{esc}})}{\ln(1+\epsilon)} - 1} \quad (1.10)$$

Finalement, si on note  $x = 1 - \frac{\ln(1-P_{\text{esc}})}{\ln(1+\epsilon)}$ , le nombre de particules accélérées à l'énergie  $E_n$  par une succession de collisions frontales avec des perturbations d'un plasma magnétisé est :

$$N(E_n) = \frac{dN(> E_n)}{dE_n} = (1 - x) \frac{1}{P_{\text{esc}} E_0} \left(\frac{E_n}{E_0}\right)^{-x} \quad (1.11)$$

Le mécanisme de Fermi mène alors naturellement à une loi de puissance. Quel est donc l'indice spectral  $x$  de cette loi ?

L'estimation de cet indice spectral nécessite au préalable le calcul du gain d'énergie moyen lors d'une collision frontale, auquel cas deux types d'interactions sont distincts :

1. avec un front d'onde de choc
2. avec des perturbations locales (cas introduit précédemment)

### Mécanismes d'accélération de type Fermi-I

La figure 1.4 illustre le mécanisme d'accélération par chocs diffusifs (mécanisme stochastique). Ceci se produit lors de la collision entre deux plasmas dont un au repos, le milieu non choqué, et un autre en mouvement (facteur de Lorentz  $\Gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ), par exemple, lors de l'éjection des jets dans le modèle de la boule de feu dans le cadre d'un sursaut gamma, modèle qui sera plus amplement développé par la suite. Les particules sont

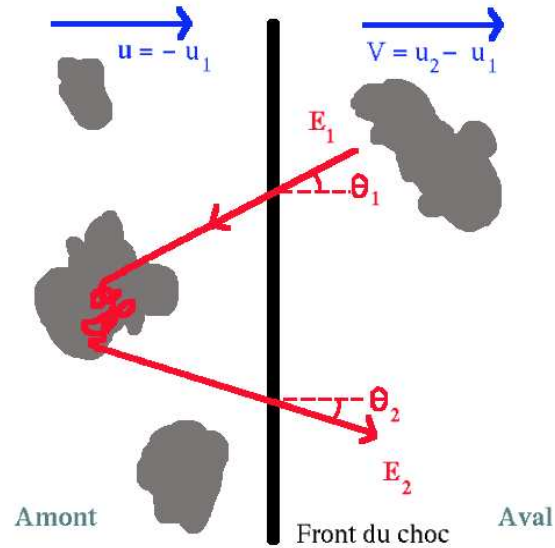


FIG. 1.4 – Illustration du mécanisme d'accélération stochastique de Fermi dans le référentiel du "laboratoire". Une particule passe d'un milieu non choqué au repos à un milieu choqué après avoir traversé le front de l'onde de choc. Elle est alors diffusée élastiquement sur les irrégularités magnétiques du milieu choqué. Lors de son retour dans le milieu non choqué, elle a gagné de l'énergie.

confinées par les champs magnétiques au niveau de la source et subissent des diffusions élastiques sur les irrégularités magnétiques.

La probabilité d'interaction de la particule au niveau de l'interface du choc est :

$$\frac{dn}{d \cos \theta'_2} = 2 \cos \theta'_2 \quad (1.12)$$

Pour un flux de particules isotrope,  $\theta_1$  et  $\theta'_2$  varient de 0 à  $\frac{\pi}{2}$  d'où :

$$\langle \cos \theta'_2 \rangle = \frac{2}{3} \quad (1.13)$$

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = -\frac{2}{3} \quad (1.14)$$

Le gain d'énergie moyen, issu de l'équation (1.4), est :

$$\langle \epsilon \rangle \equiv \frac{4}{3} \beta = \frac{4}{3} \frac{u_1 - u_2}{c} \quad (1.15)$$

d'où l'appellation de **mécanisme d'accélération de Fermi I** (ordre 1 en  $\beta$ ).

### Mécanismes d'accélération de type Fermi-II

Dans le cas d'interactions avec des perturbations locales, par exemple, lors d'une diffusion dans le milieu interstellaire (nuage de gaz ionisé), il n'existe pas de direction privilégiée donc :

$$\frac{dn}{d \cos \theta'_2} = \text{constante} \quad (1.16)$$

et :

$$\langle \cos \theta'_2 \rangle = 0 \quad (1.17)$$

et la probabilité d'avoir un angle  $\theta_1$  en entrée étant de  $v - V \cos \theta_1$  avec  $v$  la vitesse de la particule ( $\cong c$ ),

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = -\frac{V}{3c} \equiv -\frac{1}{3}\beta \quad (1.18)$$

Ceci aboutit à un gain d'énergie moyen suivant l'ordre 2 de  $\beta$  d'où le nom de **mécanisme de Fermi II** :

$$\langle \epsilon \rangle \equiv \frac{4}{3}\beta^2 = \frac{4}{3}\left(\frac{u_1 - u_2}{c}\right)^2 \quad (1.19)$$

### Estimation de l'indice spectral pour le mécanisme de Fermi I

On considère un flux isotrope de rayons cosmiques de densité  $\rho$  que l'on projète dans le plan du front de choc. Le flux de particules qui traversent le front de choc par unité de temps et par unité de surface est alors :

$$\int_0^1 \cos \theta d \cos \theta \int_0^{2\pi} d\Phi \frac{c\rho}{4\pi} = \frac{c\rho}{4} \quad (1.20)$$

Le nombre de particules s'échappant de la source par unité de temps et par unité de surface est :  $\rho u_2$ .

On peut en déduire la probabilité d'échappement de la source :

$$P_{\text{esc}} = \frac{\rho u_2}{\frac{c\rho}{4}} = \frac{4u_2}{c} = \frac{V}{c} \quad (1.21)$$

Par sa définition, l'indice spectral peut être approximé à :

$$x = 1 + \frac{P_{\text{esc}}}{\epsilon} = 1 + \frac{3}{\frac{u_1}{u_2} - 1} \quad (1.22)$$

Le rapport  $\frac{u_1}{u_2}$  est noté  $r$  et appelé rapport de compression du choc. Les relations de conservation de la masse, du moment cinétique et de l'énergie, dans le cas d'un choc élastique, associées à la prise en compte de la discontinuité que représente le front de choc, mènent aux équations suivantes :

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad (1.23)$$

$$p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_2 + \rho_2 u_2^2 \quad (1.24)$$



$$\rho_1 u_1 \left( \frac{u_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho_1} + e_1 \right) = \rho_2 u_2 \left( \frac{u_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho_2} + e_2 \right) \quad (1.25)$$

avec  $e_i = \frac{1}{\gamma-1} \frac{p_i}{\rho_i}$  l'énergie interne par unité de masse,  $p_i$  la pression et  $\gamma$  l'indice adiabatique.

Ces équations sont à l'origine de la relation de Rankine-Hugoniot qui donne le rapport entre les vitesses  $u_1$  et  $u_2$  :

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1 + 2M_1^{-2}} \quad (1.26)$$

avec  $M_1 = \frac{u_1}{v_{son}}$ .

Dans un gaz monoatomique ou complètement ionisé,  $\gamma = \frac{5}{3}$ . Ainsi, si on considère que la vitesse du choc domine la vitesse du son dans le plasma, une approximation à un **indice spectral de 2** peut être réalisée, ce qui est compatible avec les observations.

Le temps d'accélération de la particule est lié à la taille  $L$  de la source. L'accélération est stoppée et la particule n'est plus confinée dans la source lorsque la perte d'énergie par rayonnement synchrotron ou par processus Compton-Inverse (voir Annexe B) devient comparable au gain d'énergie par accélération. Les autres facteurs limitants de l'accélération sont donc l'échappement ( $P_{esc}$ ) et le confinement magnétique : la taille de la source doit être supérieure au rayon de gyration d'où la détermination d'une énergie maximale d'accélération au niveau de la source :

$$E_{max} \sim \beta ZBL \quad (1.27)$$

Cette limite d'énergie est représentée par les lignes sur la figure 1.5. Ainsi, la difficulté de trouver des sources permettant d'accélérer les rayons cosmiques aux énergies qui ont été jusqu'alors observées apparaît nettement sur cette courbe.

### Limitations des mécanismes d'accélération

Parmi les hypothèses des modèles d'accélération précédemment introduits, figure l'isotropie de la distribution des particules énergétiques. Celle-ci n'est pas garantie notamment si la turbulence magnétique n'est pas isotrope.

D'autre part, l'âge fini des chocs, dans les cas notamment de supernovae ou a fortiori de sursauts gamma, conditionne l'accélération des particules de haute énergie. Des mécanismes de perte d'énergie, comme l'effet synchrotron et éventuellement l'effet Compton-Inverse (annexe B), peuvent intervenir et limiter l'accélération.

Enfin, si les mécanismes d'accélération sont suffisamment efficaces, l'influence des particules énergétiques sur le milieu ambiant ne peut plus être négligée.

### 1.2.4 Propagation des rayons cosmiques

Une fois formés, les rayons cosmiques se propagent dans la Galaxie et dans le milieu extragalactique par diffusion sur les structures magnétiques locales. L'équation de propagation d'un rayon cosmique de type  $i$  peut être écrite, dans le cadre du modèle simple de

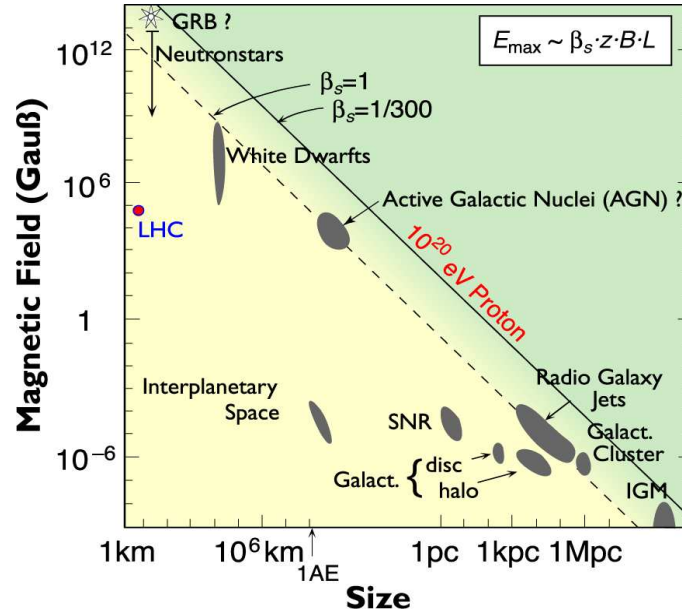


FIG. 1.5 – Courbe de Hillas qui lie la taille et le champ magnétique caractéristiques des objets célestes et marque par les traits la limite d'énergie d'accélération donnée par la condition de confinement dans l'environnement très proche de la source.

la boîte qui fuit, pour lequel les rayons cosmiques se propagent librement dans un volume de confinement avec une probabilité constante de s'en échapper, de la manière suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} N_i(E, t) + \frac{\partial}{\partial E} (\dot{E}_i(E) N_i(E, t)) =$$

$Q_i(E, t)$	injection à la source
$-\frac{N_i(E, t)}{\tau_{esc}(E)}$	échappement
$-\frac{\Gamma_i N_i(E, t)}{\tau_{dec}}$	décroissance radioactive
$-N_i(E, t) v_i(E, t) [\sigma_{pi}(E) n_H + \sigma_{\alpha i}(E) n_{He}]$	destruction
$+\sum_j \int_0^\infty dE' v_j(E') N_j(E', t) [\sigma_{pji}(E, E') n_H + \sigma_{\alpha ji}(E, E') n_{He}]$	production par type j
$+\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E^2} [K(E) N_i(E, t)]$	réaccélération
$+D(E) \nabla^2 N_i(E, t)$	terme de diffusion

En considérant un cas très simplifié : indépendant du temps et à haute énergie ( $\tau_{esc} \ll \tau_{dec}$ ), on obtient :

$$Q_i(E, t) - \frac{N_i(E, t)}{\tau_{esc}(E)} = 0 \quad (1.28)$$

Dans la partie précédente sur l'accélération, le terme d'injection à la source suit une loi de puissance :

$$Q_i(E, t) \propto E^{-x} \quad (1.29)$$

Dans le modèle simple de la boîte qui fuit, le temps d'échappement est alors :

$$\tau_{esc} \simeq \frac{H^2}{D(E)} \quad \text{avec } H, \text{ distance parcourue par les rayons cosmiques} \quad (1.30)$$

Le rapport rayons cosmiques secondaires (particules issues de l'interaction des rayons cosmiques primaires) sur primaires permettant de déterminer le grammage de la matière qu'ils ont traversés, il est apparu que, dans notre galaxie, les rayons cosmiques passent la majorité de leur temps dans le halo. La distance parcourue par ces rayons cosmiques dans la Galaxie est donc de l'ordre de la taille du halo galactique soit 3 à 7 kpc. De plus, du beryllium et notamment son isotope instable, le  $Be^{10}$ , sont formés par réaction de spallation <sup>3</sup>. Le rapport de composition  $\frac{Be^{10}}{Be^9}$  indique le temps de confinement dans la Galaxie :  $\tau_{esc} \simeq 2.10^7$  années. Tout ceci permettant de déduire l'ordre  $\alpha$  de la loi de puissance en énergie suivie par le coefficient de diffusion  $\alpha \simeq 0.4$ .

De cette manière, l'ordre de la loi de puissance en énergie suivie par le spectre des rayons cosmiques étant de 2.7 et  $N_i(E, t) \propto E^{-(x+\alpha)}$ , on en déduit que l'injection au niveau de la source suit une loi de puissance en énergie de 2.3. Ceci devra être confirmé par les observations.

### 1.2.5 Expériences

**Principes de détection** Il existe deux types de détections des rayons cosmiques :

- détection des rayons cosmiques primaires à l'aide d'instruments qui mesurent le taux de radiation au-dessus de l'atmosphère, embarqués dans des ballons
- détection au sol des produits des interactions des rayons cosmiques primaires avec l'atmosphère (cette partie sera plus amplement décrite par la suite)

La collision d'un rayon cosmique primaire avec un noyau de l'atmosphère, produisant plus d'une cinquantaine de particules en moyenne, est à l'origine de deux types de cascades : les cascades hadroniques et les cascades électromagnétiques. La majorité des particules produites dans un premier temps sont des pions, neutres, chargés positivement ou négativement. Les pions chargés, plus stables que les pions neutres, peuvent subir une seconde collision du même type que la première avant de décroître sous la forme de muons et de neutrinos produisant une cascade de particules appelée cascade hadronique. D'un autre côté, les pions neutres, instables, décroissent en produisant 2  $\gamma$  qui créent alors une paire électron-positron se transformant à nouveau en  $\gamma$  par effet bremsstrahlung (annexe D). C'est une cascade électromagnétique. Lorsque ces deux types de cascades se produisent, un grand nombre de particules est formé. Le processus de multiplication s'arrête lorsque l'énergie moyenne des particules est insuffisante à la production de nouvelles particules lors de la collision.

---

<sup>3</sup>réaction de spallation : un projectile léger tel qu'un proton interagit avec une cible lourde telle que du carbone ou de l'oxygène pour former des éléments intermédiaires comme du Li, du B ou du Be que l'on trouve, dans les rayons cosmiques, en plus grande abondance que dans la composition solaire

**Détection de surface** Les détecteurs au sol, appelés "Ground Arrays", permettent de détecter un certain nombre de particules issues de l'interaction des rayons cosmiques. Pour un rayon cosmique primaire d'énergie  $10^{15}$  eV, la cascade peut pénétrer jusqu'à la moitié de l'atmosphère. Il est donc possible de détecter le front de la cascade (le profil de densité) lorsque les particules arrivent au sol et d'en déduire la direction du rayon cosmique primaire. L'expérience Akeno Giant Air Shower Array (AGASA, Japon), composée de scintillateurs, est basée sur ce principe de "comptage" des particules au sol. Les détecteurs au sol de l'expérience Auger fonctionnent également sur ce principe.

**Détection de lumière de fluorescence** Capter la luminescence (plus communément appelée fluorescence) est un autre moyen de détecter les particules secondaires issues des rayons cosmiques. Cette luminescence correspond à l'absorption par les atomes des  $\gamma$  à une certaine longueur d'onde suivie de leur réémission à une longueur d'onde plus grande. Le passage de particules chargées dans une cascade provoque l'ionisation et l'excitation des molécules de gaz notamment d'azote. De la lumière visible ou UV est alors émise lors de la désexcitation des molécules de gaz. Le principe des détecteurs est de capter cette lumière par une lentille ou un miroir et de l'imager à l'aide d'une caméra située dans le plan focal. On peut ainsi connaître le temps d'arrivée de la lumière de fluorescence et l'énergie déposée. L'expérience Fly's Eye (1981-1993) était basée sur un réseau de miroirs, chacun associé à un concentrateur de lumière (de forme cônica) et à plusieurs photomultiplicateurs (structure hexagonale) laissant penser à un oeil de mouche. L'expérience HiRes (High Resolution Fly's Eye) est également fondée sur ce principe de détection.

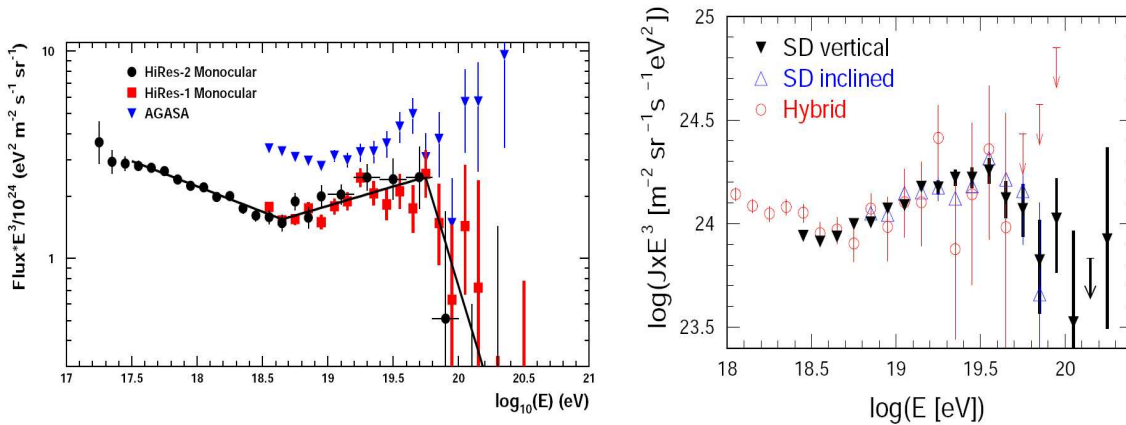
**Radiodétection** La détection radio ne concerne que les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. L'interaction des rayons cosmiques dans l'atmosphère engendre tout d'abord un grand nombre de particules secondaires notamment sous forme de cascades électromagnétiques. Deux processus peuvent être sources d'émission radio. Le premier est nommé "effet Askaryan" et provient d'un excès d'électrons, formés dans la cascade (par rapport aux positrons), à l'origine d'une radiation Cherenkov radio cohérente. Le second effet qui semble surpasser le premier vient d'une asymétrie de distribution des charges négatives et positives en raison de l'influence du champ géomagnétique. Ceci peut être à l'origine de la formation d'un dipôle électrique menant à une émission radio. Cette technique de détection, au stade de recherche et développement, est utilisée dans un détecteur tel que CODALEMA dont les antennes se trouvent à Nançay (France) ou encore comme LOPES à Karlsruhe en Allemagne.

**Spectre haute énergie et coupure GZK** Les expériences de fluorescence associées à des expériences telles qu'AGASA ont permis de reconstruire le spectre des rayons cosmiques (Figure 1.6(a)) et de déterminer la composition des rayons cosmiques primaires (du proton au noyau de fer). Alors que l'expérience HiRes a mis en évidence un durcissement du spectre [7], l'expérience AGASA prétend ne pas avoir identifié de suppression de flux au niveau de la coupure Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK) à  $5.10^{19}$  eV. Au-delà de cette limite, le flux de protons devrait être coupé par l'interaction avec le fond de photons

cosmologiques (du domaine des micro-ondes) si leur source est située à l'extérieur d'une sphère de plus de 100 Mpc. Au-delà de cette énergie, la production de pions chargés par résonance  $\Delta$  :



devient majoritaire et provoque l'impossibilité d'observer des protons d'énergie supérieure à cette limite et provenant d'une source située à plus de 100 Mpc. Or, environ 500 noyaux actifs de galaxie se trouvent dans un rayon inférieur à 75 Mpc et peuvent être proposés comme sites d'accélération des particules à ces énergies colossales.



(a) Spectres des rayons cosmiques de ultra-haute énergie vus par les expériences AGASA et HiRes [7]

(b) Spectres des rayons cosmiques dérivés des mesures des détecteurs de surface de l'expérience Auger (gerbes avec des angles zénithaux respectivement inférieurs et supérieurs à  $60^\circ$  en bleu et en noir) ainsi que des données hybrides (détecteurs de surface et de fluorescence) en rouge [9]

FIG. 1.6 – Spectre des rayons cosmiques, au niveau de la cheville, observé par les expériences actuelles et redressé par  $E^3$

Toutes ces découvertes sont plus amplement étudiées grâce à l'expérience Auger ([8]), en dernière phase de construction dans la pampa argentine.

**Auger : Expérience hybride** Cette expérience associe :

- des détecteurs à eau de lumière Cherenkov (1600 cuves d'eau) : les particules composant la cascade peuvent traverser la cuve avec une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu (eau) et donc produire un cône de lumière Cherenkov. Celle-ci est détectée par trois photomultiplicateurs soit directement soit après diffusion (par un diffuseur blanc qui tapisse les parois de chaque cuve). Les millions de

particules secondaires de la gerbe peuvent entraîner plusieurs flashes ("bursts") de lumière simultanés dans au moins 5 cuves. Les physiciens peuvent alors déterminer l'énergie du rayon cosmique primaire (à partir de l'énergie déposée dans chaque cuve) ainsi que sa trajectoire (à partir des différences de temps d'arrivée des particules en coïncidence).

- des détecteurs de fluorescence, identiques à ceux décrits précédemment pour Fly's Eye, qui permettent de suivre le développement temporel de la gerbe. Ceux-ci ne peuvent être utilisés que lors des nuits sans lune et sans nuages.

Les premiers résultats de l'Observatoire Pierre Auger ont récemment été publiés. Cette expérience a permis de confirmer les résultats d'HiRes (Figure 1.6(a)) par l'observation d'un affaissement rapide du spectre des rayons cosmiques au-delà de  $10^{19.6}$  eV comme présenté sur la figure 1.6(b) [9]. L'origine de cet affaissement est compatible avec la coupure GZK [10]. La profondeur de pénétration des gerbes, connue pour les événements hybrides, dépend directement de la masse du rayon cosmique primaire et donc de la composition des rayons cosmiques. Les premiers résultats semblent être en faveur d'une composition mixte (p-noyaux)[11]. Une distinction des gerbes induites par des photons et par des hadrons est réalisable au vu de leur profondeur de pénétration dans l'atmosphère mesurée par les détecteurs de fluorescence. Ainsi, il est possible de déterminer la fraction de photons dans la composition des rayons cosmiques. Aucune gerbe d'origine photonique n'ayant été sélectionnée, une limite supérieure de 2% sur la fraction de photons à  $10^{19}$  eV dans le spectre de rayons cosmiques primaires a été déterminée, entraînant une réjection de la majorité des modèles top-down dans lesquels les rayons cosmiques de ultra-haute énergie proviendraient de la désintégration de particules lourdes primordiales ou de défauts topologiques [12]. Un autre résultat majeur concerne l'anisotropie de la direction d'arrivée des rayons cosmiques. En effet, des rayons cosmiques de ultra-haute énergie ( $\geq 56$  EeV) ont pu être corrélés, dans un angle de  $3.1^\circ$ , à des noyaux actifs de galaxie (Active Galactic Nuclei, AGN) proches ( $D \leq 75$  Mpc). La distribution présente un excès dans le plan supergalactique, confirmant ainsi l'origine extragalactique des rayons cosmiques de ultra-haute énergie [13].

### 1.3 Les neutrinos

Depuis quelques dizaines d'années, une nouvelle génération d'instruments s'est développée : les télescopes à neutrinos. Ces instruments s'inscrivent dans le développement du domaine des astroparticules, domaine dans lequel les particules émises par les objets astrophysiques, telles que les rayons cosmiques (présentés précédemment) ou les neutrinos, sont elles-mêmes utilisées afin non seulement de comprendre les mécanismes de leur émission et de mieux connaître leurs sources mais également de fournir des informations sur leurs propres propriétés.

Les neutrinos présentent un intérêt tout particulier : n'ayant pas de charge électrique, leur trajectoire n'est pas déviée par les forts champs magnétiques qu'ils rencontrent au cours de leur parcours avant de nous parvenir ; d'un autre côté, comme ils n'interagissent

que très faiblement avec la matière, ils ne sont pas absorbés par les objets ou les nuages de matière qu'ils traversent au cours de leur voyage jusqu'à la Terre. Ces deux caractéristiques font des neutrinos des candidats idéaux pour l'étude de régions astrophysiques inaccessibles comme le coeur des objets compacts ou pour l'étude de phénomènes astrophysiques très lointains.

Les neutrinos sont émis par de nombreuses sources et leur spectre s'étend sur 20 décades en énergie comme cela apparaît sur la figure 1.7. Les premières observations de neutrinos solaires par l'équipe de Davis (Homestake, Etats-Unis) et de neutrinos issus de la supernova de 1987 (dans le Grand nuage de Magellan) par l'expérience SuperKamiokande ont valu à Davis et Koshiba le Prix Nobel de physique en 2002 pour leur contribution pionnière en astrophysique.

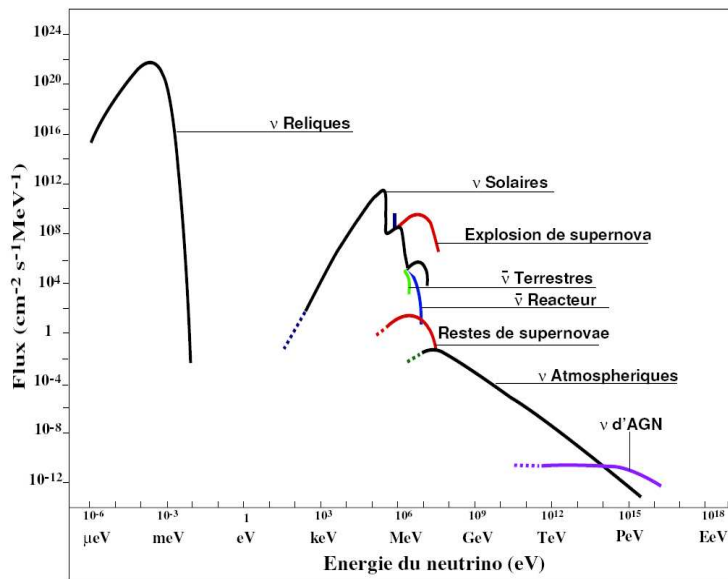


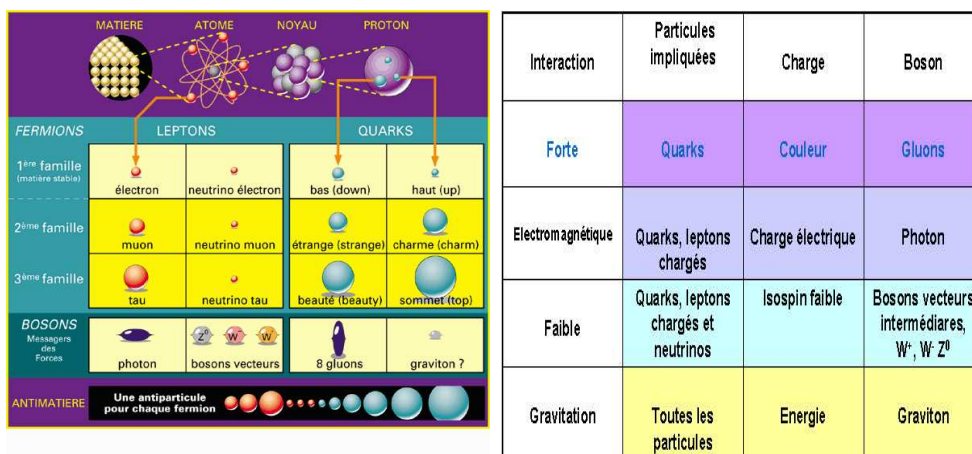
FIG. 1.7 – Les neutrinos sont émis par de nombreuses sources. Le spectre des neutrinos s'étend sur 20 décades en énergie.

### 1.3.1 Caractéristiques

L'hypothèse de l'existence d'une particule de masse et de charge nulles a été émise pour la première fois en 1930 par Pauli pour expliquer l'énergie manquante observée dans la réaction de désintégration  $\beta$  des noyaux radioactifs.

#### Modèle standard

Les neutrinos sont des particules apparaissant dans le Modèle Standard (Figure 1.8). Trois types, chacun associé à un lepton du Modèle Standard, en sont connus : les neutrinos électroniques, les neutrinos muoniques et les neutrinos tauiques.



(a) Récapitulation des particules du Modèle Standard  $\rightarrow$  3 saveurs de  $\nu$

(b) Messagers des forces du Modèle Standard et sensibilité des différentes particules à ces forces

FIG. 1.8 – Modèle Standard de la physique des particules

Parmi les quatre interactions connues (figure 1.8), seule l'interaction faible est "ressentie" par les neutrinos. Cette interaction peut avoir lieu par courant chargé c'est-à-dire avec échange d'un boson  $W^+$  ( $W^-$ ) par le processus suivant avec l un lepton quelconque, N, un nucléon et X, un hadron :

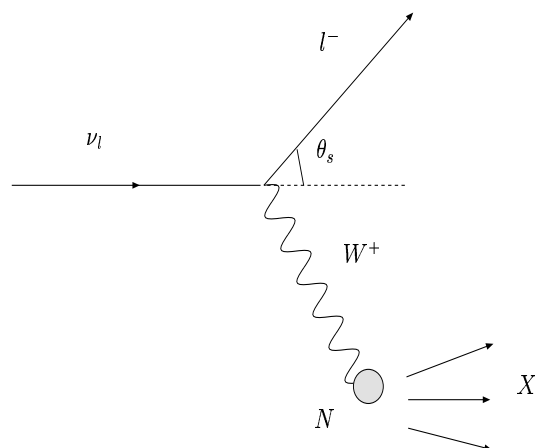


FIG. 1.9 – Diagramme de Feynman de l'interaction du neutrino  $\nu_l$  avec un nucléon N par courant chargé (échange de boson W)

La section efficace des interactions faibles par courant chargé des (anti-)neutrinos avec



la matière fait appel aux fonctions de distributions partoniques  $q$  et  $\bar{q}$  dans les nucléons :

$$\frac{d^2\sigma_{\nu N}^{cc}}{dxdy} = \frac{G_F^2 m_N E_\nu}{\pi} \frac{M_W^4}{(Q^2 + M_W^2)^2} [xq(x, Q^2) + x(1-y)^2\bar{q}(x, Q^2)] \quad (1.32)$$

où  $Q$  est l'impulsion de transfert entre le neutrino et le muon et où  $x = Q^2/2m_N(E_\nu - E_\mu)$  et  $y = 1 - (E_\mu - E_\nu)$  sont les variables de Bjorken.

La section efficace croît linéairement avec l'énergie pour les basses énergies ( $E_\nu \ll M_W^2/2m_N \simeq 5\text{TeV}$ ). Les fonctions de distributions partoniques y sont dominées par la contribution des quarks de valence, rendant la section efficace des anti-neutrinos plus faible que celle des neutrinos :

$$\sigma_{\nu N}(E_\nu) \simeq 0.67 * 10^{-38} E_\nu(\text{GeV})\text{cm}^2 \quad (1.33)$$

$$\sigma_{\bar{\nu} N}(E_\nu) \simeq 0.34 * 10^{-38} E_\nu(\text{GeV})\text{cm}^2 \quad (1.34)$$

A plus haute énergie, l'effet du propagateur du  $W$  devient important en supprimant les valeurs à grand  $Q^2$ . Les fonctions de distributions partoniques, au sein desquelles la contribution des quarks de la mer augmente avec l'énergie, sont alors dominées par les petites valeurs de  $x$  ( $x < \frac{M_W^2}{2m_N E_\nu}$ ). C'est pourquoi les sections efficaces des neutrinos et des anti-neutrinos deviennent identiques et s'infléchissent pour devenir proportionnelles à  $\log(E_\nu)$ .

Les mesures expérimentales des fonctions de structure sont actuellement limitées à des valeurs de  $x > 10^{-4}$ . Cela rend la détermination des sections efficaces faite par extrapolation précise jusqu'à environ 10 PeV. Elle est plus incertaine au-delà.

La section efficace d'interaction (anti-)neutrino-nucléon est présentée sur la figure 1.10.

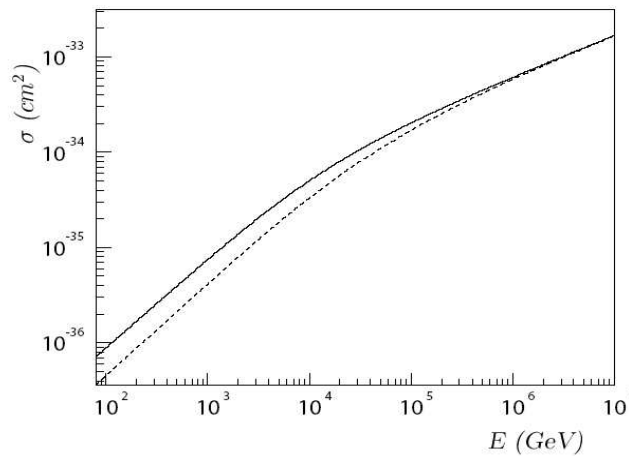


FIG. 1.10 – Section efficace de l'interaction du neutrino muonique en trait plein (antineutrino en trait pointillé) avec un nucléon [14]

L'interaction d'un neutrino avec un nucléon peut également se produire par échange d'un boson Z (interaction par courant neutre).

Pour les hautes énergies, la section efficace intervenant de façon prédominante est la section efficace de diffusion inélastique. La dépendance de l'angle entre le neutrino incident et le muon produit en énergie du neutrino est paramétrisée de la manière suivante :

$$\bar{\theta}_{\nu-\mu} \sim \frac{0.7^\circ}{(E_\nu(\text{TeV}))^{0.6}} \quad (1.35)$$

## Propriétés physiques et oscillations

### Oscillations des neutrinos [15]

Certaines caractéristiques des neutrinos telles que leur possibilité d'oscillation d'une saveur à une autre nécessitent l'introduction d'une théorie d'extension du Modèle Standard. En effet, les neutrinos n'étant pas massifs dans le Modèle Standard, celui-ci ne peut expliquer leurs oscillations.

Cette hypothèse fut émise en 1958 et validée depuis par différentes expériences. Les neutrinos sont des particules massives. Ils ressentent alors non seulement l'interaction faible mais également l'interaction gravitationnelle (figure 1.8). Les trois types de neutrinos connus,  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$ , ne sont pas des valeurs propres de masse mais sont des superpositions linéaires des valeurs propres de masses  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  et  $\nu_3$  soit :

$$\nu_{\alpha=e,\mu,\tau} = \sum_{i=1,2,3} U_{\alpha i} \nu_i$$

dans l'hypothèse où les états propres de masse remplissent la condition d'orthogonalité.

La probabilité qu'une saveur  $\alpha$  se transforme en une saveur  $\beta$  sur une distance L s'écrit alors :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \equiv \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L) \rangle^2 = \delta_{\alpha\beta} - \sum_{j \neq k} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* (e^{-i \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E}} - 1) \quad (1.36)$$

En considérant que les neutrinos sont des particules de Dirac, une matrice de mélange U, dite de Maki-Nakagawa-Sakata-PonteCorvo (MNSP) [16], paramétrée par les trois angles de mélange  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$ ,  $\theta_{13}$  et par  $\delta$  la phase CP de Dirac, peut être dérivée de 3 matrices de rotation dans les plans (12) (secteur solaire), (13) (secteur aval des accélérateurs ou des réacteurs) et (23) (secteur atmosphérique) de la manière suivante :

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

avec c et s, les notations respectives des cosinus et sinus des angles qui suivent.

Considérons un neutrino de type  $\nu_e$ , par exemple, à l'instant de production  $t_0$ . La probabilité de détecter un neutrino d'un autre type, par exemple  $\nu_\mu$ , à un instant t dépend

de deux paramètres : l'angle de mélange, lié à l'amplitude des oscillations, et la différence des masses au carré  $\Delta m^2$ , liée à la longueur d'onde des oscillations. La probabilité de l'équation 1.36 s'écrit, dans le vide :

$$P_{e\mu}(t) = \sin^2(2\theta) * \sin^2(\Delta m^2 L/4E) \quad (1.37)$$

avec L, la longueur d'oscillation et E, l'énergie du neutrino.

En présence de matière, la probabilité d'oscillations peut être accentuée en raison d'un facteur supplémentaire : la possibilité d'interaction des neutrinos avec la matière qu'ils traversent. En effet, en plus des interactions par courant neutre des neutrinos de toute saveur avec la matière (par échange de boson Z), les neutrinos électroniques peuvent interagir avec les électrons par échange de boson W. Ce phénomène se nomme l'effet Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) et introduit une dépendance supplémentaire en l'énergie du neutrino [17], [18].

Pour une très grande distance telle que celles qui interviennent dans l'étude des neutrinos astrophysiques, la probabilité d'oscillations du neutrino peut être moyennée (sinus moyenné  $\sim 0.5$ ) et mène à une survie du neutrino dont la probabilité en fonction de la distance est représentée sur la figure 1.11 dans le cas du neutrino muonique. Ces oscillations ont pour conséquence la formation de neutrinos tauiques et la réduction du flux de neutrinos muoniques. En conséquence, un flux de neutrinos formés au niveau de la source suivant les proportions  $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau \cong 1 : 2 : 10^{-5}$  sera observé sur Terre, après oscillations, dans les proportions  $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau \cong 1 : 1 : 1$ .

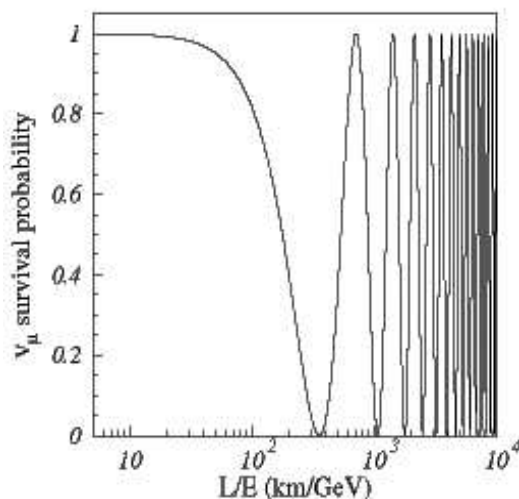


FIG. 1.11 – Probabilité de survie du neutrino muonique sur une distance L

Un déficit de neutrinos électroniques en provenance du Soleil a été mis en lumière par l'expérience SuperKamiokande ([19]). L'existence d'oscillations a été confirmée par

l'expérience Sudbury Neutrino Observatory (SNO), qui s'est basée sur les nettes différences observées pour une réaction sensible aux neutrinos électroniques uniquement en comparaison avec une réaction également sensible à toutes les saveurs. Les résultats ont montré que près de deux tiers des neutrinos électroniques produits par le Soleil se sont transformés au cours de leur voyage vers la Terre.

Les résultats des études de neutrinos solaires et atmosphériques (annexe A) ont permis de poser des contraintes sur les paramètres d'oscillation de la matrice MNSP (considérant que les valeurs propres de masse ne sont pas fortement dégénérées) [15], [20] :

$$\sin^2(2\theta_{12}) = 0.86_{-0.04}^{+0.03}(\text{SNO} + \text{Kamland})$$

$$\Delta m_{21}^2 = (8_{-0.3}^{+0.4}) \times 10^{-5} eV^2(\text{SNO} + \text{Kamland})$$

$$\sin^2(2\theta_{23}) = 0.971(\text{SuperK} + \text{K2K})$$

$$\Delta m_{32}^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2(\text{SuperK} + \text{K2K})$$

$$\sin^2(2\theta_{13}) < 0.19(\text{CHOOZ})$$

Cependant, de nombreuses caractéristiques des neutrinos restent inconnues à ce jour... La première étant la question de la **nature du neutrino** : seul fermion neutre du Modèle Standard, est-il de Dirac ou de Majorana (soit sa propre antiparticule) ? Dans le cadre des oscillations, nous avons vu précédemment que ce phénomène ne peut intervenir que dans le cas de neutrinos massifs. Or, le Modèle Standard ne prévoit pas cette hypothèse dans son cadre minimal. D'où provient alors la **masse du neutrino** ? Quelle est alors la **hiérarchie** des saveurs neutriniques suivant leur masse ?

### 1.3.2 Les neutrinos cosmiques

L'étude des neutrinos cosmiques a pour objectif la compréhension de l'origine des rayons cosmiques. En effet, plusieurs émissions de rayons  $\gamma$  au-delà du TeV ont déjà été identifiées sans pour autant en connaître les processus de formation. Les modèles prédisent l'émission simultanée de neutrinos de haute énergie dans de tels processus. Mais leur étude associée aux expériences réacteurs et accélérateurs devrait également permettre des découvertes sur la nature de ces particules si spéciales...

L'astronomie neutrino haute-énergie doit sa naissance à Markov qui en émit l'idée et au projet DUMAND qui vit le jour en 1993 au large d'Hawai à 4800 m de profondeur. Malheureusement, suite à des problèmes rencontrés sur la ligne prototype, le projet fut abandonné en 1995 mais l'idée des télescopes à neutrino et la manière de les mettre en oeuvre étaient nées.

**Les avantages de détection des neutrinos** Le principal avantage du neutrino en comparaison d'autres particules pour l'étude de l'Univers réside en deux points cruciaux :

- Les indications directionnelles de l'émission du neutrino sont conservées car les neutrinos, de charge nulle, ne sont pas sensibles aux champs électromagnétiques cosmiques contrairement à des particules telles que les protons ou les noyaux lourds (les rayons cosmiques).
- La nature pénétrante des neutrinos qui ne subissent que l'interaction faible : les neutrinos ne sont pas soumis à l'absorption par le fond cosmologique comme c'est le cas des rayons  $\gamma$ . A l'échelle du TeV (PeV), les rayons  $\gamma$  interagissent avec ces photons des domaines optique ou infrarouge (Extragalactic Background Light, EBL), limitant ainsi la distance d'observation [21], [22] comme présenté sur la figure 1.12. Il existe un processus similaire pour les neutrinos dû à un fond cosmologique de neutrinos (à 1.95 K) mais dont la coupure n'intervient qu'à des échelles d'énergie beaucoup plus importantes, de l'ordre du ZeV. Cette figure reprend également les limites de distance d'observation des rayons cosmiques induites par l'effet GZK.

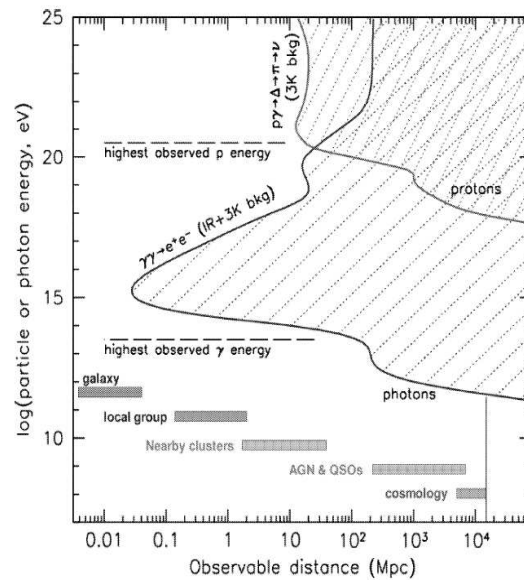


FIG. 1.12 – Longueur d'absorption en Mpc en fonction de l'énergie du proton ou du photon (pour comparaison : 15 kpc  $\simeq$  rayon de notre Galaxie)

**Le neutrino de ultra-haute énergie : preuve de l'accélération des protons** Seul le neutrino pourrait apporter la preuve irréfutable de l'accélération des protons dans les phénomènes astrophysiques très violents. En effet, les rayons  $\gamma$  de l'ordre du TeV, qui ont déjà été observés par le télescope H.E.S.S. notamment dans des restes de supernovae ([23]), des pulsars ou des noyaux actifs de galaxie, peuvent provenir soit de l'unique accélération des électrons (association des modèles synchrotron et Compton-Inverse) soit de l'accélération des protons. Dans ce dernier cas, l'interaction proton-proton peut également en-

traîner la formation de neutrinos :

$$p + p(\gamma) \rightarrow \pi^0 + \pi^\pm + p(n) \quad (1.38)$$

$$\begin{cases} \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \\ \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu \\ \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \end{cases}$$

Ainsi, l'observation corrélée de  $\gamma$  et de  $\nu$  de très haute énergie d'une même source signerait sans ambiguïté l'accélération des protons.

Les proportions de saveurs des neutrinos produits au niveau de la source sont environ  $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau \cong 1 : 2 : 10^{-5}$ . Après propagation sur des distances de l'ordre du kpc, les oscillations de neutrinos provoquent un changement des proportions détectées à Terre :  $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau \cong 1 : 1 : 1$ .

Dans le cas des réactions proton-proton, le flux de neutrinos peut être estimé comme similaire au flux de  $\gamma$ . Cependant, les limites de connaissances sur l'absorption des rayons  $\gamma$  dans le milieu interstellaire rendent cette estimation hypothétique. Dans le cas des réactions p- $\gamma$ , la dominance de la résonance  $\Delta(1232MeV)$  pour ce mode conduit à un flux de  $\nu$  quatre fois inférieur à celui des  $\gamma$ .

**Les objectifs physiques de l'astronomie neutrino haute énergie** Les recherches à partir des neutrinos de haute énergie portent sur divers domaines :

1. Etude des mécanismes d'accélération des rayons cosmiques issus de sources galactiques comme les microquasars et les restes de supernovae ou de sources extragalactiques comme les noyaux actifs de galaxie et les sursauts gamma (scénarios dits "bottom-up")
2. Recherche de neutrinos de ultra-haute énergie provenant de l'interaction des rayons cosmiques de ultra-haute énergie avec les photons du fond cosmologique micro-ondes ou de la désintégration de particules très lourdes (modèles dits de "top-down")
3. Détection indirecte de Matière Noire par la recherche de neutrinos provenant de l'annihilation de WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) au coeur d'objets compacts (à l'étude : la Terre, le Soleil et le Centre Galactique)

Parallèlement, une recherche de monopoles magnétiques (défauts topologiques de masse de l'ordre de l'échelle de grande unification à zéro dimension) peut être entamée dans un télescope à neutrinos [24].

Une description plus exhaustive des sources potentielles sera développée par la suite.

**Les exigences des neutrinos de haute énergie** Les faibles flux de neutrinos nécessitent un volume de détection bien supérieur à ceux présentés dans les paragraphes précédents. En considérant que le spectre en énergie au niveau des sources suit une loi de puissance en  $E_\nu^{-2}$ , la détection d'un événement par an nécessite un flux différentiel de  $\sim 2 * 10^{-8} E_\nu^2 GeV/cm^2/s$  pour un flux intégré au-dessus de 1 TeV de  $2*10^{-11} neutrinos/cm^2/s$ . Ces grands volumes sont disponibles à l'état naturel dans l'eau ou la glace. Les télescopes

à neutrinos actuels sont des instruments de première génération et ont des masses effectives d'environ 1 Gigatonne alors que les premiers instruments de deuxième génération sont en construction (IceCube) ou à l'étude (KM3NET).

### Techniques de détection des neutrinos cosmiques

Les différentes techniques de détection des neutrinos cosmiques s'appliquent à différentes gammes d'énergie et ont donc la particularité d'être complémentaires.

Les particules observées sont nécessairement les produits des interactions de neutrinos avec les nucléons de la matière, soit au sein du détecteur soit à proximité :

$$\nu_l + N \rightarrow l^- + X (\bar{\nu}_l + N \rightarrow l^+ + X) \quad (1.39)$$

La saveur du neutrino d'origine peut être retrouvée à partir du signal observé caractéristique du lepton produit [25] lors d'une interaction par courant chargé qui forme une gerbe hadronique. Si ce lepton produit est un électron, une cascade électromagnétique le caractérise ; de plus, la distance parcourue après interaction avec un nucléon est très faible en raison de la perte de son énergie par rayonnement de freinage. La longueur de la cascade varie avec l'énergie de la particule d'origine. Si le lepton produit est un muon, la distance parcourue par le muon est plus grande. A basse énergie ( $< 300 \text{ GeV}$ ), le muon perd son énergie par ionisation alors qu'à des énergies plus importantes, les processus de production de paires et de Bremsstrahlung sont à l'origine de la perte de son énergie (voir annexe D). Ainsi, un muon de 1 TeV (10 TeV) peut parcourir 2 km (7 km) dans l'eau (annexe D). De plus, sa direction est quasi-colinéaire à celle du neutrino initial au-delà d'une dizaine de TeV (figure 1.13). Enfin, si le lepton est un tau, le tau peut se désintégrer dans un premier temps en muon mais un phénomène dit de "double-bang" [26] peut également intervenir : le tau de haute énergie, par exemple 1 PeV, parcourt une distance non négligeable soit 50 m dans l'eau avant de se désintégrer sous forme de cascade électromagnétique ou hadronique. Cependant, dans les détecteurs de neutrinos actuels, ce phénomène ne peut être observé dans sa totalité. Ainsi, les muons sont les particules les plus adaptées à ce type de détecteurs même si les autres saveurs peuvent y être détectées.

### Télescopes Cherenkov sous l'eau ou dans la glace

**Principe de détection** Le principe de détection est basé sur l'effet Cherenkov : le passage d'une particule chargée voyageant à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu (transparent) crée une lumière bleue cohérente émise sous forme de cône dont l'axe correspond à la direction de la particule et dont l'angle d'ouverture est donné par :  $\cos\theta = (n\beta)^{-1}$  avec  $n$  l'indice de réfraction du milieu et  $\beta$  le rapport entre la vitesse de la particule et la vitesse de la lumière dans le vide. Ce phénomène se produit dans un milieu isolant polarisé par le passage de la particule et dont le retour à son état d'équilibre se produit par émission de photons. Si la vitesse de la particule est

suffisamment grande (e.g. la particule est relativiste), les interférences seront constructives d'où l'émission de lumière cohérente.

Le nombre de photons Cherenkov émis par unité de longueur d'onde et par unité de distance est :

$$\frac{dN}{d\lambda dx} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right)$$

avec  $\alpha$  la constante de structure fine.

La lumière Cherenkov produite par les particules chargées est captée par des photomultiplicateurs répartis régulièrement dans un grand volume d'eau ou de glace. Ces photomultiplicateurs, de diamètre variable entre 20 cm et 37 cm selon les détecteurs, se situent dans des sphères de verre résistantes à de fortes pressions (modules optiques) fixées sur des lignes. Les signaux des photomultiplicateurs sont ensuite envoyés à terre par un câble électro-optique. Une reconstruction de la trajectoire du muon peut être effectuée à partir des temps d'arrivée et des amplitudes des signaux. Ceci nécessite cependant une grande précision en temps, de l'ordre de la nanoseconde, et en position, de l'ordre de la dizaine de centimètres. L'espace typique séparant deux photomultiplicateurs d'une même ligne est de l'ordre d'une quinzaine de mètres alors que deux lignes sont éloignées de plusieurs dizaines de mètres (voir chapitre 2).

**Limites d'énergie** Le seuil minimal en énergie de détection est imposé par les distances séparant les photomultiplicateurs aussi bien d'une même ligne que de lignes voisines. Les espaces décrits précédemment ne permettent pas la détection de muons provenant de neutrinos d'énergie inférieure à 10 GeV (pour une distance entre les lignes de l'ordre de 60 m). En effet, la distance parcourue par les muons dans ce cas est trop faible pour que la lumière soit détectée par plusieurs photomultiplicateurs de lignes différentes. La reconstruction des trajectoires est alors impossible. De même, une cascade d'une longueur de 5-10 mètres et de diamètre 10 cm est vue comme un point pour un détecteur caractérisé par de telles distances entre les photomultiplicateurs.

Les limites supérieures proviennent de la traversée de la Terre. En effet, au-delà de la centaine de TeV, la Terre devient opaque aux neutrinos qui la traversent (annexe C) car le parcours moyen du neutrino est alors inférieur au diamètre de la Terre. Seuls les neutrinos proches de l'horizon peuvent nous parvenir à ces énergies.

**Performances et bruits de fond** Ainsi, les détecteurs actuels sont optimisés pour la détection de neutrinos d'énergie comprise entre 100 GeV et 100 TeV pour les raisons suivantes :

- les sections efficaces d'interactions des neutrinos et des muons augmentent avec l'énergie (figure 1.10).
- l'angle entre le neutrino initial et le muon qu'il produit décroît comme  $E^{-0.5}$  (figure 1.13 pour le télescope ANTARES). Ainsi, pour des énergies supérieures à 10 TeV, la résolution angulaire peut atteindre  $0.2^\circ$  dans l'eau de mer à comparer à  $1^\circ$  dans la glace où la diffusion de la lumière y est plus importante.



- en utilisant la totalité de la lumière collectée, on peut obtenir une mesure de l'énergie du muon. La résolution en énergie décroît d'un facteur 1.75 entre 1 et 10 TeV atteignant 30 % pour le télescope ANTARES.

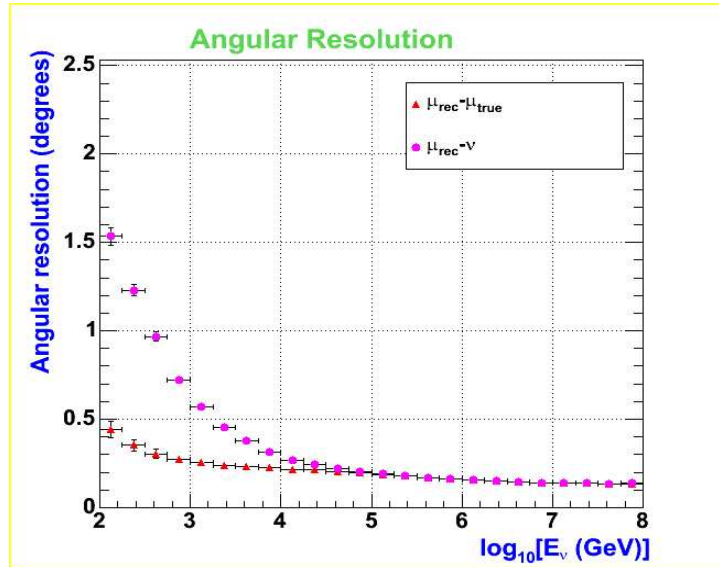


FIG. 1.13 – Résolution angulaire du détecteur ANTARES. En-dessous de 10 TeV, la résolution angulaire est dominée par la cinématique de l'interaction alors qu'au-delà de 10 TeV, les caractéristiques du détecteur dominent la résolution angulaire.

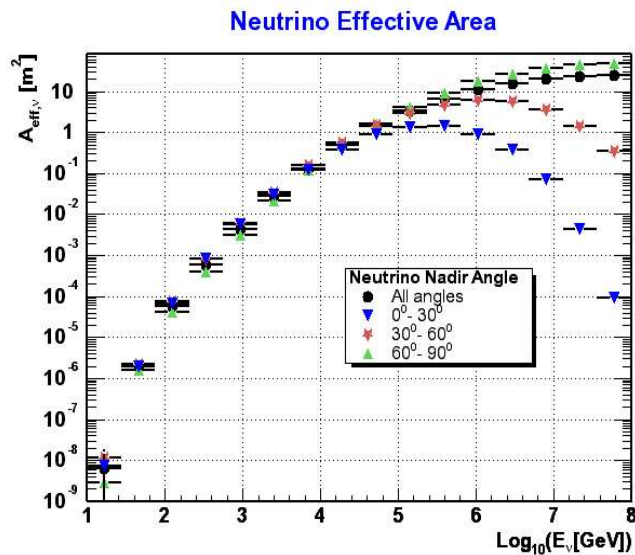


FIG. 1.14 – Surface effective vis-à-vis du neutrino muonique pour le télescope ANTARES

Le taux de détection de neutrinos muoniques peut être calculé à partir du produit du flux de neutrinos arrivant à Terre  $\Phi_\nu$  par la surface effective du détecteur vis-à-vis des neutrinos  $A_\nu$ . Le parcours important des muons (annexe D) contribue à augmenter cette surface effective :  $A_\nu = P_T * \sigma_\nu * \rho N_A v * R_\mu * A_\mu$  avec  $P_T$  la probabilité de survie du neutrino jusqu'au détecteur (annexe C),  $\sigma_\nu$  la section efficace d'interaction du neutrino,  $\rho N_A v$  le nombre de nucléons cibles dans la roche ou dans l'eau (ou la glace),  $R_\mu$  le libre parcours du muon et  $A_\mu$  la surface effective du détecteur vis-à-vis des muons. La géométrie et les propriétés du télescope à neutrinos n'interviennent qu'à travers  $A_\mu$ . Les performances attendues pour le télescope ANTARES sont présentées sur la figure 1.14. Cette figure fait apparaître une surface effective qui peut atteindre  $1 \text{ m}^2$  pour des neutrinos de quelques dizaines de TeV. Pour comparaison, la surface effective devrait atteindre  $10 - 100 \text{ m}^2$  à ces énergies pour IceCube au complet (détecteur  $\text{km}^3$ ).

Les rayons cosmiques, dont la composition reste mal connue, sont à l'origine de cascades dans l'atmosphère terrestre générant ainsi un grand nombre de particules dont des pions, kaons et mésons qui se désintègrent en neutrinos et muons. Les détecteurs de neutrinos cosmiques sont optimisés pour les muons montants par une orientation des photomultiplicateurs vers le bas de façon à s'affranchir du maximum de bruit qui se présente sous deux formes principales :

- les neutrinos atmosphériques, montants comme descendants, constituent une source de bruit irréductible car la Terre est transparente à leurs énergies. La différence principale entre les neutrinos atmosphériques et cosmiques réside dans leur spectre en énergie : les neutrinos atmosphériques possèdent un flux décroissant en  $E^{-2}$  alors que les neutrinos d'origine astrophysique ont un flux décroissant en  $E^{-2.7}$ . Néanmoins, la résolution angulaire permet de détecter un éventuel excès de neutrinos dans le cas des sources ponctuelles, en comparaison avec le bruit atmosphérique ambiant.
- les muons atmosphériques : muons produits par interaction dans l'atmosphère dont l'énergie est nettement inférieure aux neutrinos cosmiques et qui sont donc uniquement descendants car leur parcours moyen ne leur permet pas de traverser la Terre. Ils sont néanmoins plus nombreux de 6 ordres de grandeur que les muons descendants d'origine cosmique à la profondeur où est installé le détecteur ANTARES d'où la nécessité d'isoler les muons montants.

La figure 1.15 représente les flux de muons atmosphériques et de neutrinos atmosphériques en fonction de l'angle zénithal pour le détecteur ANTARES et donc indirectement de l'épaisseur de matière traversée (dans l'atmosphère ou dans la terre). Ces courbes confirment les caractéristiques du bruit de fond énoncées précédemment.

**Expériences** Trois expériences sont actuellement en opération dans le monde (Baikal, AMANDA, ANTARES) pendant que d'autres sont en construction (NEMO, NESTOR, IceCube).

L'expérience Baikal consiste en huit lignes de douze étages (NT200), chaque étage comportant deux modules optiques, soit 192 photomultiplicateurs de 37 cm de diamètre. Ces lignes ont été déployées entre 1993 et 1998 dans le lac Baikal (Russie) à 1367 m de

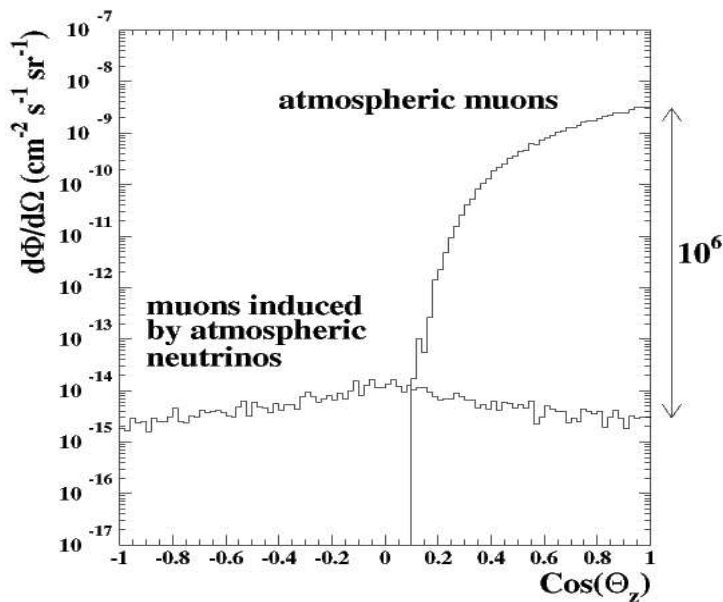


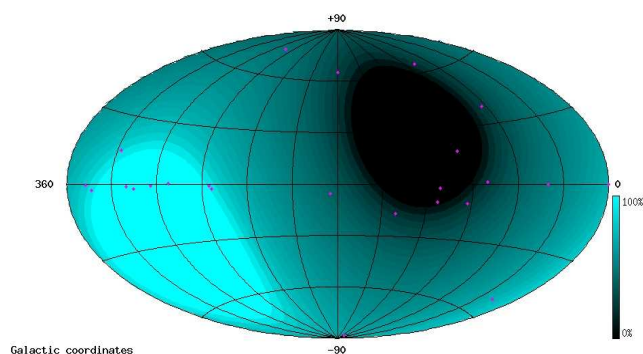
FIG. 1.15 – Flux de muons et de neutrinos atmosphériques en fonction de l’angle zénithal

profondeur et ont permis de reconstruire les trajectoires de neutrinos atmosphériques. Certains photomultiplicateurs sont orientés vers le haut pour rejeter le bruit de fond de muons atmosphériques. Les opérations de maintenance sont assurées durant l’hiver, la couche de glace recouvrant le lac sert alors de plate-forme. En 2005, quatre lignes périphériques de six étages ont été ajoutées. L’objectif de la collaboration est d’atteindre un volume effectif de  $1 \text{ km}^3$  pour la détection de cascades de plus de 100 TeV. Une limite de flux diffus des neutrinos de toutes saveurs a été calculée à :  $E_\nu^2 \frac{d\Phi_\nu}{dE} \leq 8.1 * 10^{-7} \text{ GeV.cm}^{-2}.s^{-1}$  en considérant un indice spectral  $\gamma = -2$  et un flux similaire pour toutes les saveurs neutriniques (en raison des oscillations) [27].

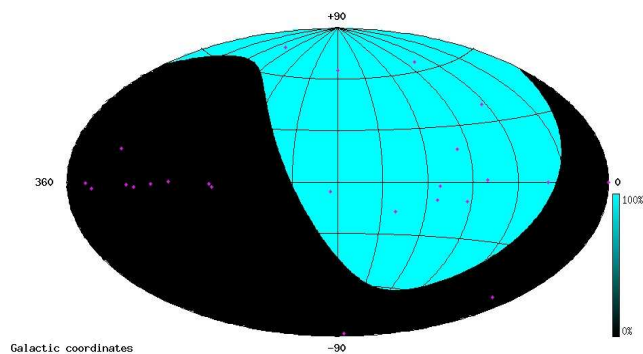
L’expérience AMANDA (Antarctic Muon And Neutrino Detector Array), située au pôle Sud, a débuté en 1996 avec quatre lignes initiales puis s’est agrandie à 10 lignes soit 302 modules optiques en 1997 pour atteindre 677 modules répartis sur 19 lignes (AMANDA II) en 2000. Les photomultiplicateurs ont un diamètre de 20 cm. Un module optique constitue un étage, deux étages étant séparés de 15 m. La profondeur des lignes varie de 900 à 2350 m. Du point de vue logistique, des trous sont creusés dans la glace grâce à une grande quantité d’eau chaude pour déployer les lignes avant que la glace ne se reforme. Le détecteur est optimisé pour les muons montants, pour les raisons décrites précédemment, c’est-à-dire que la partie du ciel visible pour AMANDA II correspond à l’hémisphère Nord pour 100 % du temps indépendamment de la période d’exploitation (figure ??). Les analyses de 4282 événements montants sélectionnés pendant cinq ans (entre 2000 et 2004) ne révélèrent aucune indication de sources ponctuelles de neutrinos. A partir des mesures de bruit et des observations (pas de signal en excès par rapport au bruit attendu), une limite supérieure sur le flux différentiel  $\frac{d\Phi}{dE} = \Phi^0.(\frac{E}{1\text{TeV}})^{-\gamma}$  de

neutrinos muoniques moyenné sur l'hémisphère nord a pu être introduite :  $E_\nu^2 \frac{d\Phi_{\nu\mu}}{dE} = 5.5 * 10^{-8} \text{ GeV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$  dans la gamme énergétique allant de 1.6 TeV à 2.5 PeV ([28]) en considérant un indice spectral  $\gamma = -2$ . Une limite de flux diffus a également été définie (dans les mêmes conditions que celles prises en compte dans NT200) pour toutes les saveurs :  $E_\nu^2 \frac{d\Phi_\nu}{dE} \leq 2.7 * 10^{-7} \text{ GeV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$  [29].

Les limites posées sur la sensibilité aux sources ponctuelles dans l'hémisphère nord seront complétées par les premiers résultats d'ANTARES, dont la majeure partie du ciel observable contient le centre galactique et l'hémisphère sud (figure 1.16). A la différence d'AMANDA II, la partie du ciel change au cours de l'année en raison de la rotation de la Terre. L'expérience ANTARES sur laquelle cette thèse est fondée donnera lieu à un chapitre spécifique (chapitre 2).



(a) ANTARES



(b) AMANDA

FIG. 1.16 – La partie visible à 100 % du temps d'exposition par ANTARES et AMANDA est représentée en bleu clair alors que la partie qui reste toujours invisible est en noir. Les sources détectées en photons sont marquées par des points.

L'expérience grecque NESTOR (Neutrino Extended Submarine Telescope with Oceanographic Research) devrait comprendre des tours constituées de 12 étages hexagonaux équipés de paires de modules optiques (un orienté vers le haut et un vers le bas), le tout déployé en Mer Méditerranée à 14 km de la côte. En 2003, un étage test a été déployé permettant la détection de muons et une estimation du taux de muons descendants et en 2007, était prévue l'immersion de quatre étages.

La collaboration NEutrino Mediterranean Observatory (NEMO) a mis en place un projet de télescope à neutrinos à 100 km de la côte sicilienne par 3500 m de profondeur. Le télescope devrait être constitué de tours comportant chacune 16 étages séparés de 40 m. Chaque étage comprendra quatre modules optiques : deux dirigés vers le bas et deux orientés à l'horizontale. Une mini-ligne constituée de quatre étages séparés de 12 m a été déployée au large de Catania (Sicile) à 2000 m de profondeur.

**Expériences futures** Basée sur l'expérience AMANDA, un télescope  $km^3$  IceCube est en construction au pôle Sud. Dans sa configuration finale, il devrait comporter 4800 photomultiplicateurs répartis sur 80 lignes à 2400 m de profondeur et séparés de 17 m. A cela, s'ajouteront 160 détecteurs de surface de type Auger (IceTop) destinés à l'identification des cascades. Les résultats techniques de la première ligne ont été publiés [30]. Les signaux captés par les photomultiplicateurs, avec une précision en temps inférieure à la dizaine de nanosecondes, sont numérisés au niveau du module optique puis envoyés en surface. IceCube devrait présenter une résolution angulaire inférieure au degré. La direction d'origine des cascades devrait être reconstruite avec une précision de l'ordre de  $10^\circ$  au-delà de 10 TeV. Un projet de télescope  $km^3$ , KM3NET, réunissant les collaborations méditerranéennes ANTARES, NESTOR et NEMO est actuellement à l'étude.

**Détection acoustique** Une cascade initiée par une particule de haute énergie dépose son énergie dans le milieu sous forme de pertes par ionisation, converties immédiatement en chaleur, générant ainsi un signal acoustique bipolaire. La radiation se propage dans le milieu transversalement à la cascade comme une crête d'environ 10 m de longueur. Le signal acoustique présente un pic à 20 kHz, fréquence pour laquelle la longueur d'atténuation du signal acoustique dans l'eau de mer est de quelques kilomètres contre quelques mètres pour la lumière. Cette technique pourrait être compétitive pour le domaine des ultra-hautes énergies.

L'utilisation de cette technique est non seulement à l'étude pour être utilisée en complémentarité de la détection Cherenkov mais aussi dans des projets spécifiques tels que AUTECH aux Bahamas, projet constitué de 52 hydrophones répartis sur 250  $km^2$  sensibles aux fréquences comprises entre 1 et 50 kHz. Les grandes distances séparant les hydrophones ne permettent la détection que pour des énergies au-delà de 100 EeV.

La détection des neutrinos par l'acoustique est également à l'étude sur ANTARES [31], [32].

**Radiodétection** Les cascades électromagnétiques générées par les neutrinos électroniques engendrent une radiation Cherenkov cohérente. Chaque particule émet une radiation

Cherenkov provoquant un signal total correspondant à la superposition de tous les cônes (effet Askaryan décrit dans le paragraphe 1.2.5). Pour les longueurs d'onde supérieures au diamètre de la cascade (domaine radio), une cohérence apparaît créant un signal radio bipolaire de fréquence quelques GHz et croissant comme  $E^2$ . Cette technique de détection peut devenir compétitive dans la glace ou dans le sel car les longueurs d'atténuation atteintes dans ces cas sont supérieures à celles atteintes dans l'eau pour des énergies de l'ordre de plusieurs dizaines de PeV.

Un prototype de détecteur Cherenkov, appelé Radio Ice Cherenkov Experiment (RICE) et constitué de 20 émetteurs et récepteurs à des profondeurs de 120 m à 300 m, est actuellement en opération au pôle Sud. De la non-observation de signaux importants, une limite de flux  $10^{-5} E^{-2} \text{ GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  [33] a été obtenue pour des énergies supérieures à 100 PeV. Le projet Saltdome Shower Array (SalSA), basé sur la radiodétection dans des dômes de sel, devrait pouvoir fournir une limite meilleure de trois ordres de grandeur avec une résolution angulaire du dixième de degré pour les événements contenus à des énergies de l'ordre de l'EeV. Une expérience en ballon, ANtartic Impulsive Transient Array (ANITA), est constituée d'un réseau d'antennes radio et en fonctionnement périodique. Enfin, l'expérience Goldstone Lunar Ultrahigh Energy Neutrino Experiment (GLUE) est destinée à la détection des ondes radio issues des cascades provenant de l'interaction des neutrinos d'énergie supérieure à  $10^{20} \text{ eV}$  ou des rayons cosmiques à la surface de la Lune à partir de deux antennes de la NASA. Une limite de flux  $5.10^{-5} E^{-2} \text{ GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  [34] a été obtenue pour des énergies supérieures à 100 EeV.

**Détection par gerbes** Aux ultra-hautes énergies (EeV), un réseau de détecteurs de cascades tel qu'Auger devrait permettre la détection de cascades engendrées par les interactions de neutrinos dans l'atmosphère. Une sensibilité maximale de  $10^{-8} E_{\nu}^{-2} \text{ GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  devrait être obtenue pour les neutrinos tauiques qui interagissent à proximité du réseau. Le tau produit dans cette interaction peut traverser la roche à la différence de l'électron et décroît en hadrons à la différence du muon. Si cette interaction se produit dans le champ de vue des détecteurs à fluorescence, la décroissance de la cascade peut être visualisée.

### Sources potentielles pour les télescopes à neutrinos

De nombreux objets astrophysiques sont caractérisés par des spectres radiatifs non-thermiques (voir processus dans l'annexe B). Si des hadrons sont accélérés dans ces sources, elles peuvent également produire des neutrinos de haute énergie.

**Sources extragalactiques** En raison de la valeur du champ magnétique de la Voie Lactée de l'ordre du microGauss, les rayons cosmiques de ultra-haute énergie devraient être d'origine extragalactique (paragraphe 1.2.2). Ainsi, les sources extragalactiques les plus brillantes en émission  $\gamma$  telles que **les sursauts gamma** et les quasars (AGN) sont actuellement les sources de neutrinos haute-énergie les plus probables. Etudier les corrélations temporelles entre les événements  $\nu$  et  $\gamma$  dans le cadre de l'étude des sursauts

gamma ainsi que la prise en compte de la direction du sursaut fournie par un satellite permet une réduction considérable du bruit de fond mais ceci fera l'objet d'une partie spécifique de ce document (chapitre 5).

**Les noyaux actifs de galaxies ou quasars** sont des objets associés aux centres de galaxies. L'énergie produite sous forme de radiation non-thermique au sein de ce type d'objets est considérable et semble provenir de l'accrétion de matière par un trou noir central supermassif ( $10^8 M_{\odot}$ ). Dans certains cas, il y a émission de jets relativistes de part et d'autre du trou noir. Les modèles de production de neutrinos dans ce type d'objets concerne l'interaction de hadrons accélérés dans les jets à la fois avec les photons thermiques présents dans le disque d'accrétion mais également avec les photons issus du rayonnement synchrotron dans les jets eux-mêmes. Lorsque la ligne de visée coïncide avec la direction du jet, ces objets astrophysiques sont nommés "blazars".

### Sources galactiques

**Microquasars** Les microquasars sont des analogues galactiques des quasars : un trou noir central (de masse  $1 - 10 M_{\odot}$ ) accrète de la matière d'une étoile compagnon provoquant la formation de jets relativistes. En supposant que les inhomogénéités dans les jets des microquasars puissent être à l'origine de chocs internes provoquant l'accélération de protons (jusqu'à 10 PeV) et d'électrons, l'interaction avec des photons produit des neutrinos secondaires dont le nombre devrait être suffisant pour être détectés.

**Restes de supernovae** Les neutrinos d'énergie de l'ordre du MeV émis au cours de l'explosion de supernovae devraient être observables pour les détecteurs dans la glace mais pas dans l'eau en raison d'un trop grand bruit de fond optique (fort taux de comptage dans l'eau). Cependant, les neutrinos d'énergie de l'ordre du TeV émis lors de l'effondrement d'une étoile massive en supernova de type II durant environ une heure devraient être visibles par tous les détecteurs en raison des données temporelles qui permettent de réduire le bruit sur cette période.

La matière éjectée par l'explosion en supernova entre en collision avec le milieu interstellaire, formant une onde de choc qui permet l'accélération des particules. Les interactions des rayons cosmiques avec la matière environnante produisent respectivement des  $\nu$  et des  $\gamma$  par décroissance de pions chargés et neutres. Plusieurs restes de supernovae ont été identifiés comme originaires d'émission  $\gamma$  au TeV par le télescope H.E.S.S. [23] notamment. Cependant, une controverse subsiste : cette émission provient-elle de la combinaison de processus non-thermiques soit l'association d'effet synchrotron et Compton-Inverse ou de processus hadroniques ? L'observation de neutrinos permettrait de lever cette ambiguïté.

Un cas particulièrement intéressant est celui du plérion qui correspond à un progéniteur de type étoile à neutrons en rotation rapide (pulsar) injectant de la matière constituée d'électrons et de positrons ('pulsar wind') dans l'enveloppe du reste de supernova. L'accélération de hadrons peut se produire au niveau des zones de choc, l'enveloppe du reste de

supernova faisant office de cible pour l'interaction à l'origine de la formation de pions et donc de  $\gamma$  et de neutrinos en nombre suffisant pour être observés par un télescope tel qu'ANTARES. La supernova du Crabe ayant explosé en 1054 est un exemple célèbre de ce type d'objets célestes.

En considérant que l'énergie transportée par les neutrinos est la même que celle portée par les  $\gamma$ , des calculs de flux de neutrinos ont été effectués [35] donnant quelques événements attendus par  $km^2$  et par an dans un télescope à neutrinos. Ces résultats ont été obtenus en considérant que les processus hadroniques n'interviennent que pour les hautes énergies. Un autre modèle a été développé par Guetta et Amato [36] en prenant en compte les processus hadroniques à l'origine des  $\gamma$  d'énergie supérieure à 2 TeV. Les résultats obtenus sont plus encourageants que les précédents notamment pour certains plérions qui devraient donner jusqu'à 10 événements par an pour un détecteur  $km^2$ .

Les limites de flux de neutrinos observables par les différentes expériences actuelles sont présentées en fonction de la déclinaison et de l'énergie respectivement sur les figures 1.17 et 1.18.

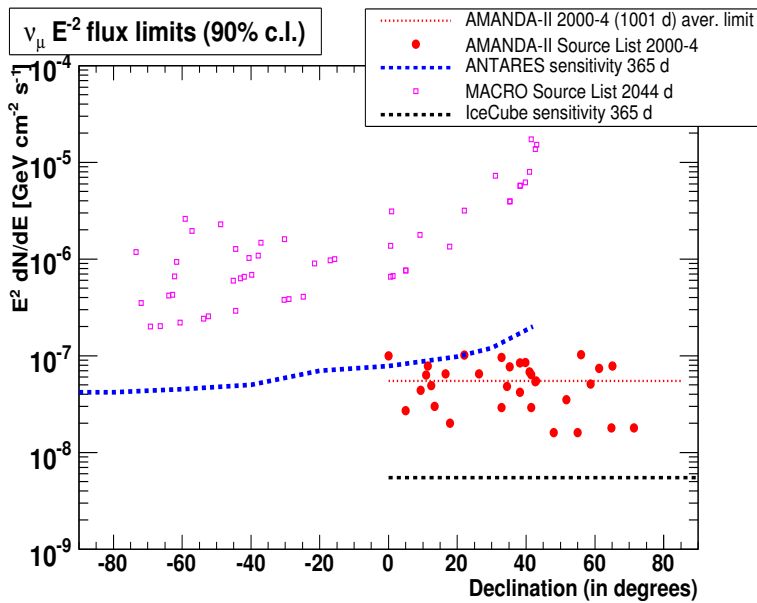


FIG. 1.17 – Limites de flux de neutrinos des expériences actuelles en fonction de la déclinaison et estimations des sensibilités futures

**Matière Noire** Les observations des courbes de rotation des galaxies ont montré une contradiction avec les lois de la mécanique qui est à l'origine de l'idée de matière manquante appelée Matière Noire. Un des modèles tentant de déterminer la nature de cette Matière Noire fait intervenir les particules partenaires supersymétriques associées aux bosons de jauge et de Higgs : les neutralinos. Le neutralino le plus léger pourrait être stable, devenant ainsi un candidat à la matière noire.



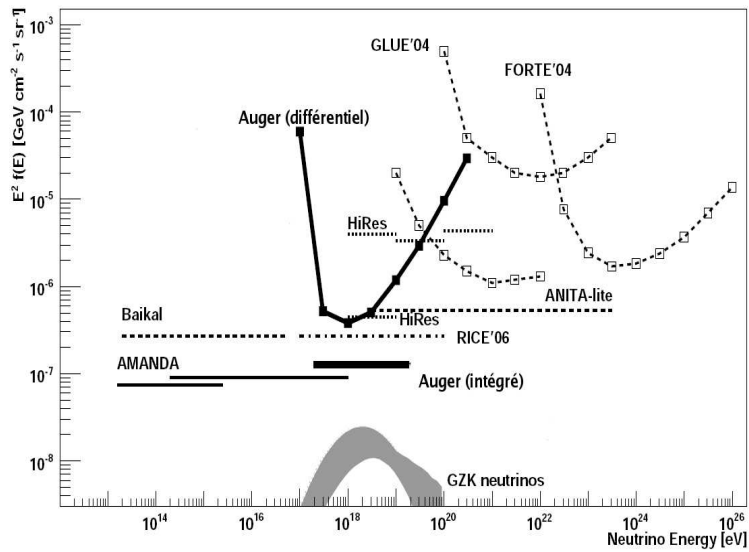


FIG. 1.18 – Limites de flux de neutrinos des expériences actuelles en fonction de l'énergie [37]

Les neutralinos, produits reliques du Big Bang, auraient pu se condenser au sein des objets compacts par attraction gravitationnelle et y rester après la perte d'énergie par collisions élastiques avec la matière ordinaire. Leur densité au sein de ces objets devrait permettre leur annihilation en bosons et en fermions lourds. Parmi les particules produites, se trouvent des  $\gamma$  et des neutrinos. L'annihilation de neutralinos au sein du Soleil est une source probable de neutrinos.



# Chapitre 2

## Le télescope à neutrinos ANTARES

*Qu'est-ce en général qu'un voyageur ?  
C'est un homme qui s'en va chercher un bout  
de conversation au bout du monde.*

**J.-A. Barbey d'Aurevilly** *Disjecta Membra*

Le télescope Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch (ANTARES), déployé sous sa forme finale dans la mer Méditerranée depuis le mois de mai 2008, est destiné à la détection de neutrinos de haute énergie d'origine cosmique. Le chapitre 1 a montré que cette détection est un véritable défi physique et technique de par les caractéristiques physiques des neutrinos qui nécessitent des grands volumes de détection ainsi qu'un milieu particulier protégeant au mieux du bruit lumineux issu de l'activité terrestre et solaire. Le principe de détection a été énoncé dans le chapitre 1. Le détecteur sera brièvement décrit dans la première partie avant de passer au développement du système d'acquisition des données et de ses performances temporelles et spatiales.

### 2.1 Description générale du télescope ANTARES

Le projet ANTARES est un projet européen, faisant intervenir environ 200 chercheurs répartis sur 24 laboratoires dans 7 pays (Allemagne, Espagne, France, Italie, Pays-Bas, Roumanie, Russie).

La configuration finale du télescope comprend 12 lignes comportant chacune 5 secteurs de 5 étages, chaque étage étant constitué de 3 photomultiplicateurs contenus dans des sphères destinées à les protéger de la pression de 250 bars existant à cette profondeur de 2475 m, soit au total 900 modules optiques (OM). Les étages sont séparés de 14.5 m et les lignes d'environ 60 m. Chaque ligne comporte sa première centaine de mètres non instrumentée de façon à laisser le cône Cherenkov se développer. En effet, le télescope est destiné à détecter des muons ascendants issus de l'interaction de neutrinos muoniques avec la Terre. Ces muons, se propageant dans l'eau à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu, créent un cône de lumière par effet Cherenkov. C'est la lumière Cherenkov qui sera détectée par les modules optiques et qui permettra de reconstruire la

trajectoire des neutrinos. Cette reconstruction est réalisée à partir des temps fournis par les modules optiques et requiert donc une grande précision, inférieure à la nanoseconde. Les muons descendants sont considérés comme du bruit car provenant majoritairement de particules secondaires issues des rayons cosmiques : les muons atmosphériques. Cette considération impose l'orientation des sphères des modules optiques vers le bas à  $45^\circ$  pour écarter autant que possible les signaux inintéressants. Les données vues par les photomultiplicateurs sont alors échantillonnées par deux circuits Analogue Ring Sample (ARS) avant d'être transmises au circuit d'acquisition (DAQ Board), contenu dans un Local Control Module (LCM). Il y a cinq LCM par secteur, un étant appelé Master LCM. Chaque ligne possède cinq récepteurs acoustiques destinés à son positionnement, ainsi que quatre balises LED utilisées pour la calibration en temps in situ. La figure 2.1 représente un dessin d'un étage avec ses trois modules optiques (photomultiplicateurs enfermés dans des sphères de verre), le LCM. Certains étages portent une balise LED (en haut de l'étage) et d'autres un hydrophone (décentré, en bas de l'étage).

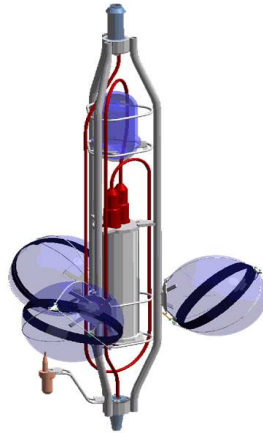


FIG. 2.1 – Etage d'une ligne ANTARES : trois modules optiques (photomultiplicateurs enfermés dans des sphères de verre), un LCM. Certains étages portent une balise LED (en haut de l'étage) et d'autres un hydrophone (décentré, en bas de l'étage).

Chaque ligne comporte également une bouée située à son extrémité haute, permettant ainsi son maintien quasi-vertical, et une ancre nommée Bottom String Socket (BSS). Ce BSS permet, à partir d'un module d'alimentation noté String Power Module (SPM) et d'un module de contrôle noté String Control Module (SCM), respectivement de fournir l'alimentation et de contrôler les instruments situés sur cet étage c'est-à-dire pour toutes les lignes : le capteur de pression, l'émetteur-récepteur acoustique RxTx et pour les lignes qui en possèdent : le LASER beacon, utilisé pour la calibration en temps et qui sera décrit par la suite. Le SPM transforme une tension de 500 V alternatif en 380 V continu et 48 V continu. La tension de 380 V est envoyée aux étages supérieurs pour alimenter les photomultiplicateurs et autres instruments alors que la tension de 48 V est envoyée au SCM. Les données obtenues sont ensuite acheminées par fibre optique jusqu'à une boîte

de jonction puis elles sont transmises à Terre par un câble électro-optique de 40 km reliant le site (Figure 2.2) à l'Institut Michel Pacha à la Seyne-sur-Mer.

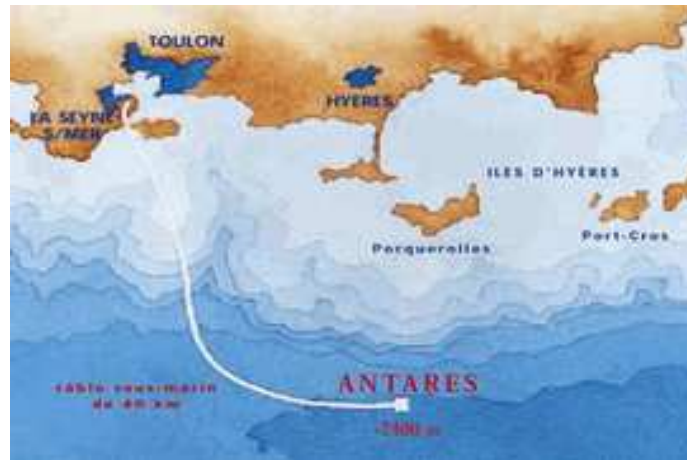


FIG. 2.2 – Site ANTARES (latitude :  $42^{\circ}50'N$  ; longitude  $6^{\circ}10'E$ )

La configuration finale du détecteur est celle présentée dans la figure 2.3.

### 2.1.1 La naissance d'ANTARES

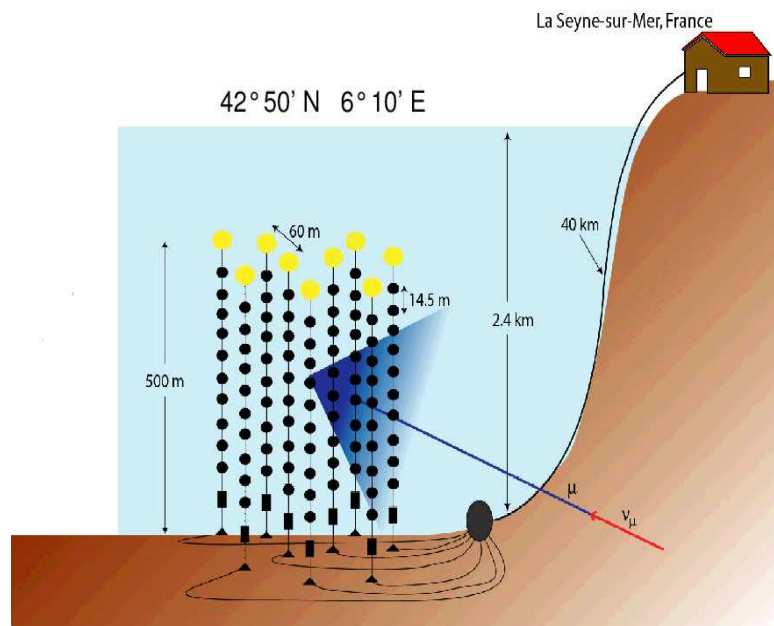
Le projet ANTARES a vu le jour en 1996 lorsque les scientifiques des différents laboratoires de la collaboration ont entrepris cette aventure. La conception et le déploiement d'un télescope tel qu'ANTARES nécessite une connaissance parfaite des conditions environnementales. Différentes lignes instrumentées ont été construites pour mesurer les paramètres du site tels que :

- la transparence de l'eau
- le bruit de fond optique
- les salissures des modules optiques
- les courants marins

Un tel programme a été mené depuis octobre 1996 (plus de 50 déploiements et récupérations). L'essentiel des mesures a été fait au large de Toulon à 2400 m de profondeur. Les systèmes de mesure étaient incorporés à des lignes ancrées au fond de la mer et maintenues verticales par des bouées (comme le sont les lignes du détecteur).

Un premier prototype de 350 m de haut, composé de deux câbles verticaux servant de supports à seize cadres, comportant chacun deux modules optiques, a été immergé à la fin de l'année 1999 à 37 km des côtes. Cette ligne démonstrateur avait pour but de valider les concepts qui sont utilisés dans le détecteur final.

Le déploiement des lignes se fait à partir d'un bateau à positionnement dynamique, c'est-à-dire qu'il garde toujours la même position géographique grâce à un système de positionnement par GPS (Global Positioning System) malgré les vents et les courants marins. Cette technique, associée au positionnement acoustique (décrit plus en détail



volume  $0.1 \text{ km}^2 \times 0.4 \text{ km}$  (=800 x SuperK)

FIG. 2.3 – Représentation du télescope ANTARES : détection de lumière Cherenkov produite par propagation d'un muon dans l'eau. Le muon est produit par l'interaction d'un neutrino muonique avec la Terre :  $\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu + X$ .

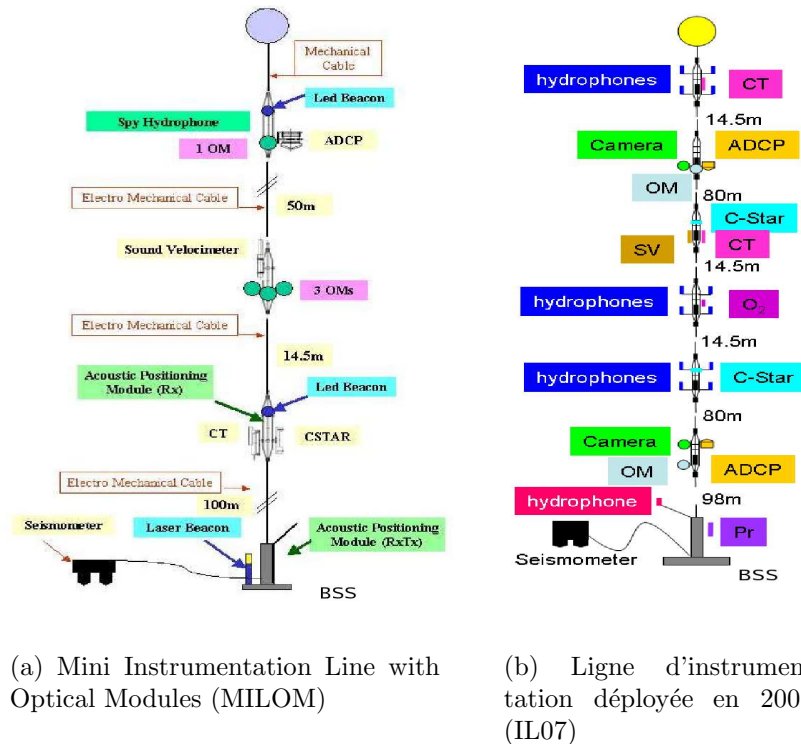
par la suite) permet d'avoir une précision de positionnement de la ligne de quelques mètres (à 2400 m de profondeur). La ligne démonstrateur a ensuite été connectée avec succès à la côte par un câble électro-optique de 40 km et a permis de détecter des muons atmosphériques, ce qui a prouvé la faisabilité du projet (notamment les méthodes de déploiement et de récupération de ligne) et la possibilité de transmission des données jusqu'à la côte.

Après plusieurs années d'études du site, la collaboration a construit et immergé en 2003 une ligne secteur prototype (Prototype Sector Line) correspondant à un cinquième d'une ligne finale et une mini-ligne instrumentée, équipée d'instruments de mesure des paramètres environnementaux et de calibration du détecteur.

Une ligne mécanique complète sans photomultiplicateurs, notée Ligne 0, a subi un double déploiement le 14 mars 2005 à partir du Castor, un bateau à positionnement dynamique. Elle a été connectée le 12 avril et récupérée le 12 mai. Cette ligne a permis de valider les concepts et la technologie du détecteur.

### 2.1.2 Les lignes d'instrumentation

La Mini Instrumentation Line with Optical Modules (MILOM) [38], amélioration de la mini-ligne d'instrumentation, a été déployée le 18 mars 2005 et récupérée le 6 avril 2007. Une nouvelle version de ligne instrumentée, IL07, a été déployée le 18 juillet 2007. Ces deux lignes d'instrumentation sont représentées sur la figure 2.4.



(a) Mini Instrumentation Line with Optical Modules (MILOM)

(b) Ligne d'instrumentation déployée en 2007 (IL07)

FIG. 2.4 – Les lignes instrumentées : MILOM et IL07

La MILOM est représentée sur la figure 2.4-a. Cette ligne a permis d'effectuer une étude précise des conditions environnementales avec les instruments, de prendre des mesures optiques notamment de bioluminescence avec les photomultiplicateurs et d'effectuer une calibration temporelle des modules optiques avec les beacons (qui seront décrites par la suite). De plus, le Spy Hydrophone, par la prise de données acoustiques, a permis d'analyser les signaux de positionnement acoustique (balises fixes ou balise mobile lors des déploiements) ainsi que d'étudier les signaux de bruits acoustiques en mer profonde, liés à l'activité terrestre ou sous-marine (créatures sous-marines). Passons maintenant à une description plus précise de la MILOM.

Cette ligne test était composée d'un Bottom String Socket (BSS) et de trois étages.

Le BSS est constitué d'un String Power Module (SPM), qui permet l'alimentation des modules de la ligne et d'un String Control Module (SCM) qui permet de contrôler l'alimentation et les instruments situés sur cet étage c'est-à-dire le capteur de pression,

l'émetteur-récepteur acoustique RxTx, le LASER beacon. Le SCM était relié à un sismomètre placé à une distance de 50 m environ et à la boîte de jonction qui, connectée à toutes les lignes, permet d'alimenter entièrement le détecteur, de distribuer les signaux d'horloge à tous les modules ainsi que d'envoyer les données à terre.

L'étage inférieur, nommé Local Control Module (LCM) Bottom, ne possédait pas de modules optiques mais le récepteur de positionnement acoustique Rx ainsi que des instruments de mesure de transmission de la lumière dans l'eau (CSTAR) et de mesure de température et de conductivité par induction (Conductivity-Temperature, CT). Pour le CSTAR, une diode envoie un signal qui sera reçu par une photodiode ce qui permet la mesure d'atténuation de la lumière dans l'eau. Pour le CT, on mesure la conductivité par induction dans l'eau ce qui permet de déterminer la salinité de l'eau. On mesure également la température au millième de degré près. La LED beacon présente à cet étage sera décrite plus tard. Pour une ligne normale, le LCM permet d'alimenter les instruments et modules optiques et de lire les données des modules optiques et des capteurs associés.

Le deuxième étage nommé Master Local Control Module (MLCM) comprenait trois modules optiques ainsi qu'un capteur de vitesse du son qui mesure le temps d'aller-retour d'un signal acoustique réfléchi de nombreuses fois sur un miroir (sur une distance fixe de 20 cm) ce qui permet de déterminer la vitesse du son moyenne avec une précision d'environ  $5 \text{ cm.s}^{-1}$ . Pour une ligne de configuration standard, un MLCM par secteur est présent (soit cinq MLCM par ligne) et est utilisé pour multiplexer les signaux provenant des quatre LCM de son secteur ainsi que son propre signal en une seule longueur d'onde (dans une fibre optique) par Dense Wavelength Division Multiplexing (DWDM) dont la description sera détaillée dans la partie suivante.

L'étage supérieur nommé LCM Top comporte un module optique, un hydrophone espion permettant de mesurer le bruit acoustique, une LED beacon et un courantomètre par effet Doppler (ADCP). Pour l'ADCP, quatre signaux acoustiques sont envoyés, ils sont réfléchis sur les particules en suspension dans l'eau ; le délai de propagation permet de définir la distance et le décalage en fréquence (effet Doppler) permet de déterminer la vitesse de déplacement des particules et donc le courant marin.

Les modules de positionnement acoustique seront décrits dans un chapitre dédié (chapitre 3). Après récupération de la MILOM en avril 2007, les instruments ont été à nouveau intégrés à la nouvelle ligne instrumentée, l'IL07 (figure 2.4-b) à laquelle deux caméras ainsi qu'une sonde de mesure du taux d'oxygène ont été ajoutées.

### 2.1.3 Les lignes de détection optique

Les déploiements et connexions de lignes standard ont débuté en mars 2006 avec la ligne 1. Les connexions suivantes ont ensuite été effectuées suivant le planning soit :

1. la ligne 2 en septembre 2006
2. les lignes 3, 4 et 5 fin janvier 2007
3. les lignes 6, 7, 8, 9 et 10 en décembre 2007
4. les lignes 11 et 12 en mai 2008



La structure d'une ligne standard a été préalablement introduite. De plus amples détails sur chaque composant seront fournis dans les parties suivantes.

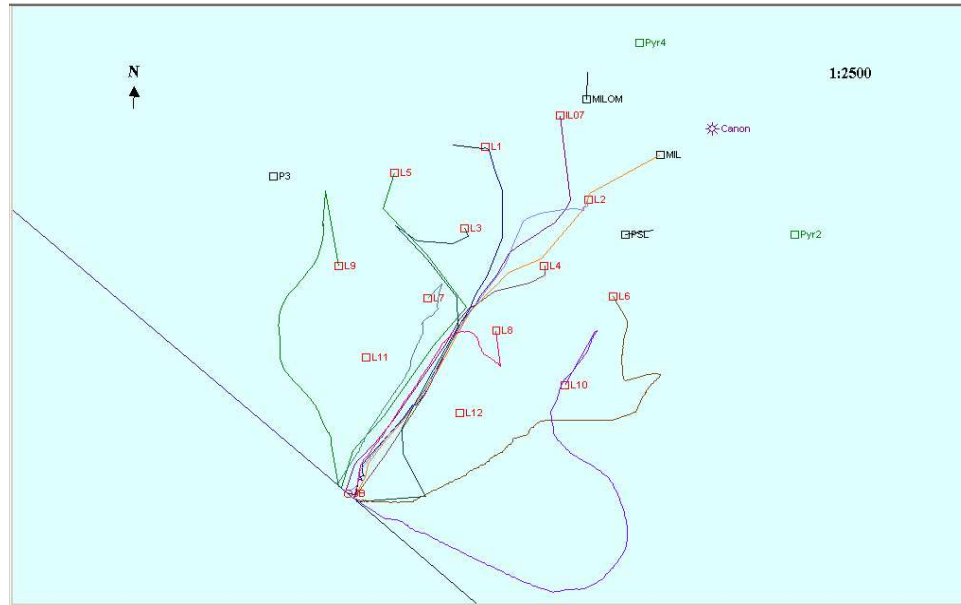
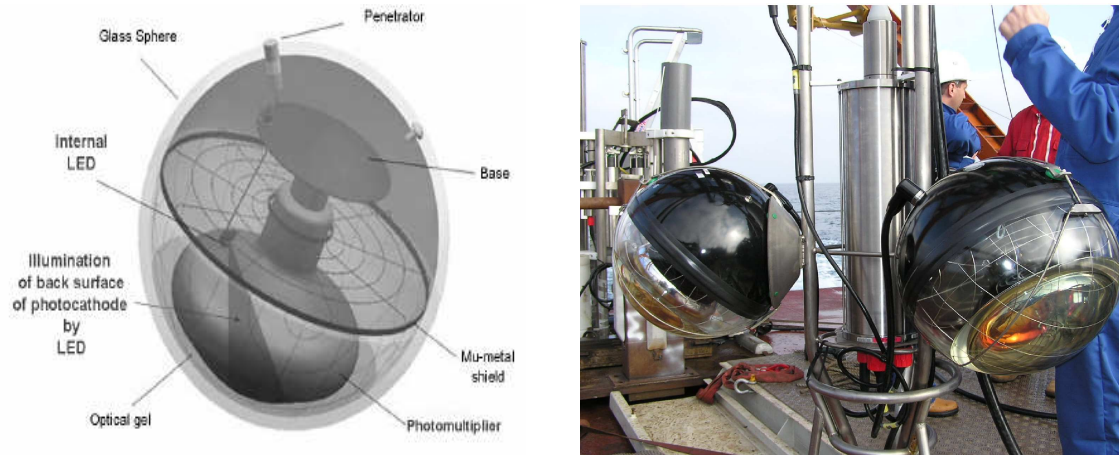


FIG. 2.5 – Carte du télescope ANTARES installé suivant une structure octogonale

## 2.2 Module Optique

Un module optique [39], représenté sur la figure 2.6, est composé de l'ensemble de plusieurs dispositifs :

- une sphère de verre de diamètre 43 cm et résistante à une pression de 600 bars
- un photomultiplicateur 10" Hamamatsu, possédant 14 dynodes (soit 14 étapes d'amplification du signal analogique produit par effet photoélectrique au niveau de la photocathode de surface  $440\text{ cm}^2$ ) de gain  $5 \cdot 10^7$
- un gel optique transparent (en silicone)
- une base fournissant la haute tension (800 V à 1200 V) au photomultiplicateur
- une LED interne, située derrière le photomultiplicateur et permettant d'étudier son vieillissement par la stabilité de son temps de transit (de l'ordre de 1.3 ns) conditionnant les performances temporelles du détecteur
- une cage métallique à haute perméabilité, destinée à protéger le photomultiplicateur et à limiter les déviations générées par le champ magnétique terrestre



(a) Schéma d'un module optique ANTARES

(b) Photographie d'un module optique ANTARES

FIG. 2.6 – le module optique ANTARES

## 2.3 Acquisition et transmission des données

L'acquisition de données est réalisée au niveau de chaque module optique. La sortie analogique de chaque photomultiplicateur est lue par deux circuits intégrés nommés Analog Ring Sampler (ARS) qui échantillonnent le signal du photomultiplicateur si celui-ci déclenche un trigger. Le signal numérisé est alors envoyé au DAQ Board qui permet l'acquisition des données (Data Acquisition). Les données numérisées sont ainsi collectées par des processeurs et envoyées à l'Institut Michel Pacha par l'intermédiaire d'un réseau Ethernet et d'un système de multiplexage en longueur d'onde qui sera décrit plus en détail par la suite. Les balises LED n'ont qu'une seule carte ARS pour l'acquisition de leur mini-photomultiplicateur.

### 2.3.1 Acquisition du signal analogique issu du photomultiplicateur

Le schéma fonctionnel d'un ARS est présenté sur la figure 2.7 ([40], [41]). Le signal issu de l'anode du photomultiplicateur est envoyé simultanément à l'échantillonneur, au discriminateur de forme et au comparateur pour le trigger de niveau 0 (L0). Lorsque la tension satisfait à la condition de seuil du trigger L0 (0.3 photoélectron) pendant le temps d'intégration du signal soit 25 ns, le discriminateur de forme compare la forme de l'impulsion (soumise en entrée) à un gabarit et réalise une intégration de charge qui est directement liée au nombre de photoélectrons incidents. Si cette charge excède un seuil en amplitude défini c'est-à-dire si l'impulsion sort de la zone blanche de la figure 2.8 (liée

à la largeur de l'impulsion au-dessus du seuil L0 ou Time over Threshold : ToT), le mode WaveForm est déclenché. Si l'impulsion "reste" dans la zone blanche, l'ARS fonctionne en mode Single Photo Electron (SPE).

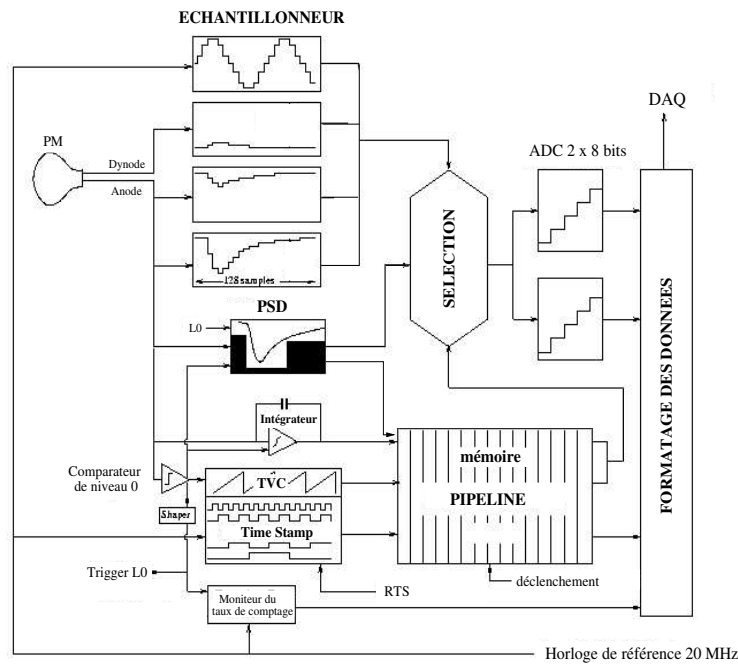


FIG. 2.7 – Schéma électronique d'un Analog Ring Sampler

Dans un but de limite de bande passante, tous les signaux ne peuvent pas être échantillonnés dans le mode WaveForm d'où la mise en place de cette discrimination de signal suivant l'amplitude.

**Acquisition en mode SPE** La mesure de la charge est faite par parties grâce à trois condensateurs commutés effectuant des cycles de période définie. A chaque cycle, l'un des condensateurs intègre le signal d'anode, un autre garde en mémoire la charge du cycle précédent et le dernier est effacé pour un nouveau cycle. Lorsque le seuil de niveau 0 est franchi, la fenêtre d'intégration est augmentée et la sommation est effectuée sur les deux premiers condensateurs (respectivement en phases d'intégration et de mémorisation). En sortie d'ARS, la charge totale et le signal analogique de datation de croisement du seuil sont numérisés sur 2 fois 8 bits par deux Analogue to Digital Converter (ADC).

**Acquisition en mode WaveForm** Si l'impulsion est de type WaveForm, une numérisation du signal à la fréquence variable entre 0.3 et 1 GHz sur 128 échantillons est réalisée grâce à 128 condensateurs en série associés à des interrupteurs (cellules). L'instant d'échantillonnage est défini par l'ouverture d'un interrupteur qui déconnecte le condensateur.

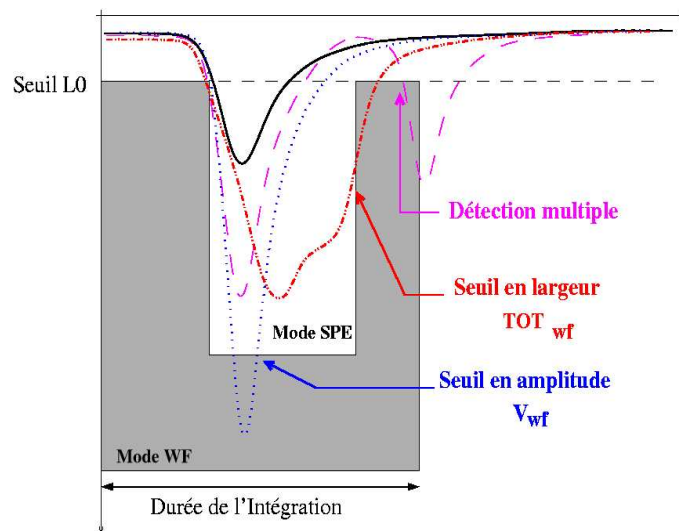


FIG. 2.8 – Schéma de discrimination du signal analogique par un Analog Ring Sampler : le discriminateur (PSD) retourne l'information binaire qui différencie les signaux simples (SPE) des signaux complexes (WF).

L'échantillonnage en continu est assuré en propageant l'ordre d'ouverture de l'interrupteur d'une cellule à l'autre en rebouclant la dernière cellule sur la première (structure en anneau représentée sur la figure 2.9). La valeur de chaque cellule est ensuite numérisée par l'un des deux Analog to Digital Converter (ADC). Un signal acquis en mode WF est codé sur 48 bits.

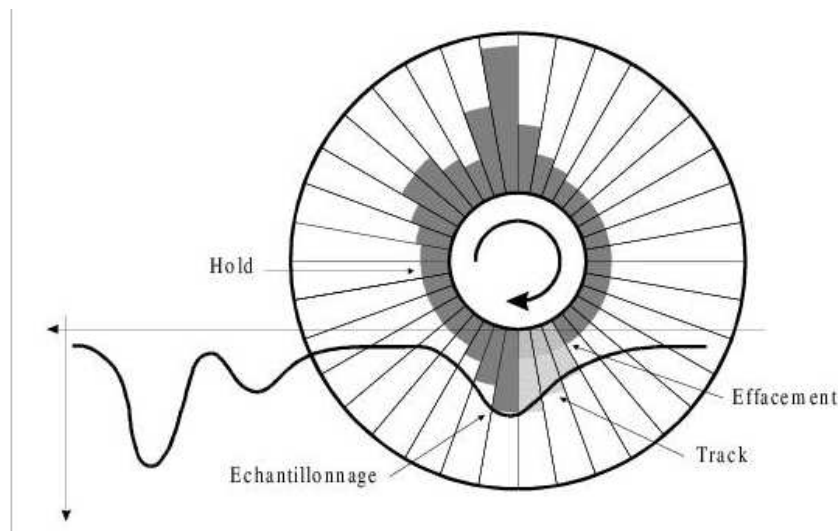


FIG. 2.9 – Fonctionnement en anneau d'un ARS en mode WaveForm

### 2.3.2 Acquisition des données temporelles

Un convertisseur temps-tension (TVC) donne un signal analogique proportionnel au temps de déclenchement de niveau 0 dans une période d'horloge. Le timestamp est fourni par une horloge locale de référence (carte clock du LCM) et est basé sur un compteur de périodes d'horloge (Figure 2.10). En effet, la tension TVC fournie par un générateur de rampes TVC est proportionnelle au temps écoulé depuis le dernier signal de remise à zéro ou Reset Time Stamp (RTS) et ce, à partir du moment où le seuil de trigger L0 est franchi. La résolution temporelle maximale est alors de :  $\frac{1}{20MHz * 256} = 0.2 \text{ ns}$  avec 20 MHz, la fréquence d'horloge et 256, la gamme dynamique de la rampe TVC.

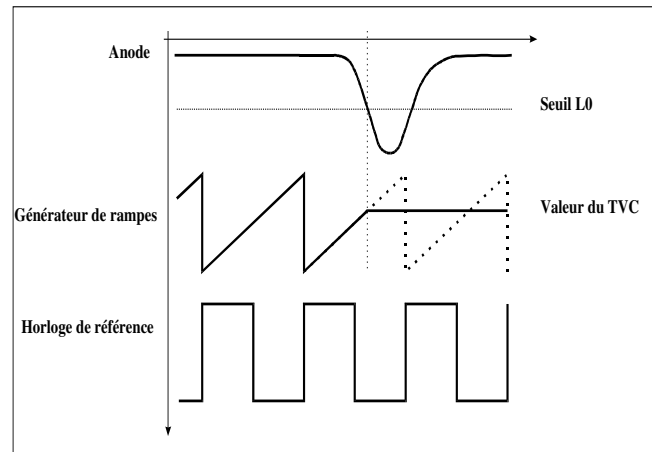


FIG. 2.10 – Système d'acquisition des données temporelles interne à l'ARS

La procédure d'écriture des données dans une mémoire tampon (pipeline) entraîne un temps mort de 250 ns pour l'ARS. L'association de deux ARS par module optique, qui numérise les signaux analogiques successivement, permet de s'affranchir de ce problème de temps mort.

Les données sortent sous format binaire dont la taille varie suivant le mode d'acquisition (SPE ou WF) et sont ensuite transmises à un Field Programmable Gate Array (FPGA) embarqué au niveau de chaque LCM.

### 2.3.3 Transmission des données

Dans la configuration standard, chaque MLCM, relié au SCM, multiplexe les signaux des LCM de son secteur en une seule longueur d'onde transmise par fibre optique (Figure 2.11). Chaque secteur comporte donc deux fibres optiques unidirectionnelles (une pour l'aller et une pour le retour), toutes transmettant un signal de longueur d'onde différente. La transmission de la majorité des signaux se fait par fibre optique excepté la tension d'alimentation qui est transmise par câble électrique d'où la présence de câbles électro-optiques entre les secteurs ainsi qu'entre l'Institut Pacha et le site du télescope. Le câble

électro-mécanique, qui relie les étages, contient neuf conducteurs électriques pour l'alimentation et 21 fibres optiques de  $900 \mu\text{m}$  de diamètre. Le câble qui relie chaque ligne à la boîte de jonction est constitué de quatre fibres optiques (2 pour la DAQ, 2 pour l'horloge). Enfin, le câble reliant la boîte de jonction à La Seyne sur Mer est composé d'un câble électrique pour transmettre la tension et de 48 fibres optiques (2 pour l'acquisition/liaison Ethernet pour chaque ligne, 2 pour l'horloge et 2 de test, le reste pour contrôler et lire la boîte de jonction).

Le BSS de chaque ligne transmet les signaux par l'intermédiaire d'un réseau Ethernet 100 Mbit/s alors que les étages supérieurs utilisent pour la transmission de leurs signaux un réseau 1 Gbit/s.

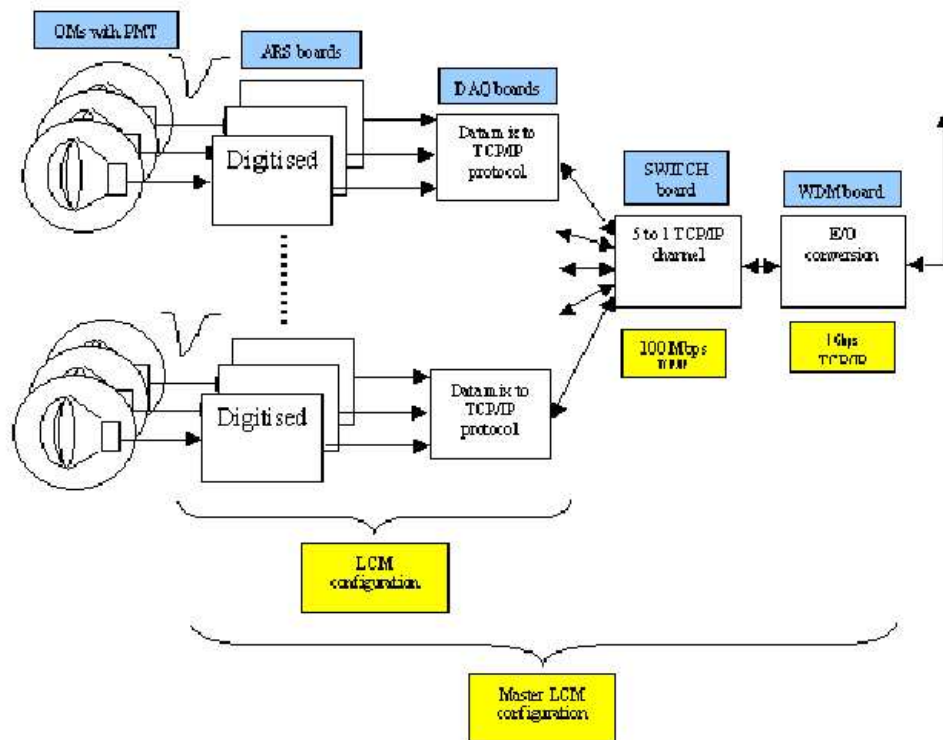


FIG. 2.11 – Acquisition de données et multiplexage [42]

**Distribution du signal d'horloge** La distribution des signaux d'horloge dont la fréquence est de 20 MHz se fait grâce à une horloge maîtresse contrôlée par un ordinateur dédié à terre, un réseau de fibres optiques (décrit précédemment) et une horloge esclave située dans chaque LCM. Lors de sa distribution, un signal d'horloge subit de nombreux retards :

- lors de sa propagation le long de la fibre optique entre la station terrestre et la boîte de jonction
- lors de sa propagation entre la boîte de jonction et le pied de ligne
- lors de la séparation vers les différents secteurs au niveau du SCM
- lors de sa distribution à chaque LCM du secteur associé

Les délais de distribution du signal d'horloge sont bien évidemment à prendre en compte dans l'analyse des données, qui requiert une précision de l'ordre de la nanoseconde. Ainsi, une calibration des phases d'horloge, spécifiques de chaque LCM et associées à différents chemins optiques, est réalisée régulièrement par la mesure de la différence de temps entre l'envoi du signal de calibration et sa réception (à corriger de l'aller-retour).

Afin de corréler les données temporelles à d'autres signaux (prenons pour exemple le temps absolu fourni par un satellite  $\gamma$  lors de la détection d'un sursaut gamma), une précision sur le temps absolu de l'ordre d'une milliseconde requiert un lien entre l'horloge maîtresse (UTC time) et un système GPS (GPS time).

## 2.4 Traitement des données à terre

L'acquisition des données est basée sur un principe "all data to shore" c'est-à-dire que toutes les données sont transmises à terre sans aucun filtrage in situ. Le traitement des données est effectué à l'Institut Michel Pacha par une ferme d'ordinateurs dédiés.

### 2.4.1 Le filtre des données online : DataFilter [43]

Les données obtenues en sortie d'un ARS dans une fenêtre de temps de 104 ms (notée "frame time") sont étiquetées en tant que trame ou "frame". Une fois transmises à terre, les frames contenant des données prises pendant le même frame time (les mêmes 104 ms) sont envoyées au même ordinateur de la ferme dédiée où le programme DataFilter s'exécute en continu : il fusionne ces frames dans un même "timeslice" (Figure 2.12) et sépare le bruit de fond du signal physique qui est ensuite écrit sur disque pour l'analyse de données offline. Cette séparation est effectuée à partir d'un algorithme recherchant les corrélations entre les temps et les positions des hits. De cette manière, la quantité de données est considérablement réduite même si des coïncidences fortuites demeurent. Chaque échantillon de données ainsi traitées qui pourrait être considéré comme un signal produit par un muon traversant le détecteur est nommé événement physique.

Dans un cas particulier, celui des sursauts gamma, une prise de données spécifique sans aucun traitement online est parallèlement déclenchée par la réception d'une alerte d'un satellite gamma. Ceci sera plus amplement décrit dans le chapitre dédié aux sursauts gamma (chapitre 5).

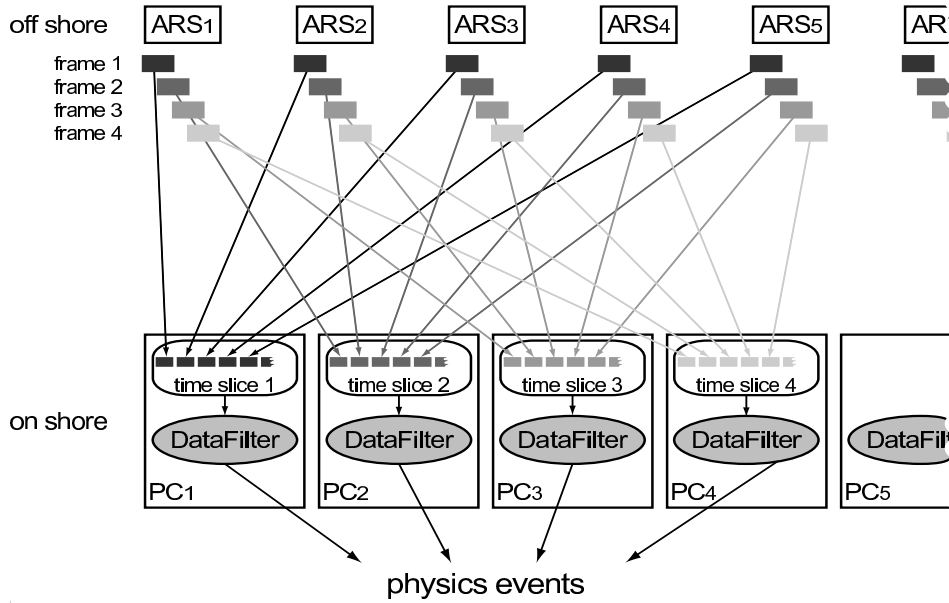


FIG. 2.12 – **Traitement des données** : toutes les trames produites dans la même fenêtre temporelle sont envoyées vers un même ordinateur sur lequel s'exécute continuellement un algorithme de recherche de compatibilité des hits compris dans ces trames avec la trace d'un muon traversant le détecteur.

## 2.4.2 Algorithme de recherche de corrélations entre temps et positions des hits

L'objectif de cet algorithme exécuté par le programme DataFilter est de discriminer les signaux physiques du bruit de fond. L'algorithme de filtre recherche à partir des temps des hits ainsi que des positions des photomultiplicateurs dans les données un échantillon de hits (ou cluster) compatible avec la trace d'un muon traversant le détecteur. Tout d'abord, l'algorithme réduit l'échantillon de données à un ensemble de coïncidences locales ou de hits de forte charge (actuellement supérieure à 10 photoélectrons). Une coïncidence locale est définie par au moins une paire de hits se produisant au niveau de deux photomultiplicateurs du même étage dans une fenêtre de temps de 20 ns. Ce niveau de sélection des hits est appelé niveau 1 (L1). Le facteur de réduction de l'échantillon d'un niveau L0 à un niveau L1 est de l'ordre de 300, ce qui est requis pour un filtrage online.

Dans un cluster de taille minimum 5 L1 (minimum requis pour définir un événement physique), l'algorithme recherche les corrélations entre ces hits selon une relation de causalité qui est la suivante :

$$|\Delta t| * \frac{c}{n} \leq D \quad (2.1)$$

où  $\Delta t$  est la différence de temps entre deux hits,  $n$  l'indice de réfraction de la lumière dans l'eau et  $D$  la distance en trois dimensions entre les deux photomultiplicateurs impliqués.

Les hits sélectionnés de cette manière sont nommés hits triggés. Le cluster formé



par ces hits est considéré comme un événement physique et sera enregistré sur disque par le programme DataWriter. En plus des hits triggés, l'événement physique enregistré contient également les hits qui se sont produits dans une fenêtre de temps de  $\pm 2\mu\text{s}$  autour du premier hit triggé. Cette fenêtre correspond au temps maximum nécessaire à un muon pour traverser le détecteur.

Un autre système de sélection fonctionne également online pour le détecteur à 12 lignes : il requiert deux clusters T3 ; un cluster T3 étant défini comme deux coïncidences locales (L1) sur deux étages parmi trois adjacents. La recherche se fait dans une fenêtre temporelle de 100 ns si les étages sont consécutifs ou de 200 ns sinon.

Le déclenchement de l'écriture des données peut être requis dans le cas d'une topologie spécifique, par exemple pour un ensemble de hits dont la direction correspond à une source particulière comme le Soleil ou le Centre Galactique.

Ce sont ces données enregistrées qui seront reconstruites offline. La procédure de reconstruction sera décrite plus amplement par la suite.

Un trigger de biais minimum permet d'enregistrer 1  $\mu\text{s}$  de données une fois par seconde de façon à vérifier les calibrations régulièrement.

## 2.5 Procédures de calibration

Après l'intégration et avant le déploiement d'une ligne, les dispositifs embarqués sont testés de différentes manières : une procédure de tests a été définie. De cette façon, le bon fonctionnement des systèmes optiques (modules optiques et balises LED) ainsi que des dispositifs de mesure instrumentale (modules acoustiques, inclinomètres) est assuré de même que la définition des constantes spécifiques de chaque module optique.

Une fois dans l'eau, les lignes sont calibrées régulièrement pour assurer le bon fonctionnement des dispositifs et leur stabilité et pour déterminer les propriétés optiques de l'eau dont la connaissance est nécessaire à une bonne reconstruction des traces.

### 2.5.1 Calibration en temps

#### Calibration à terre

La procédure de tests est la suivante : lorsqu'un secteur complet est intégré, les modules optiques sont enfermés dans un environnement le plus sombre possible (boîte noire ou salle noire).

Tout d'abord, les phases d'horloge sont mesurées pour chaque LCM du secteur. Commencent alors les mesures optiques. Dans un premier temps, une mesure du taux de comptage au repos de chaque module optique est effectuée après au moins une demi-journée passée dans le noir le plus complet de façon à vérifier son fonctionnement correct. La mesure du temps propre de chaque module optique est ensuite réalisée en prenant en compte les délais dûs au dispositif de calibration représentés sur la figure 2.13.

Les photomultiplicateurs sont exposés à un signal lumineux issu d'un LASER vert impulsionnel ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) de puissance 1  $\mu\text{J}$  et de fréquence 1 kHz. Ce signal LASER

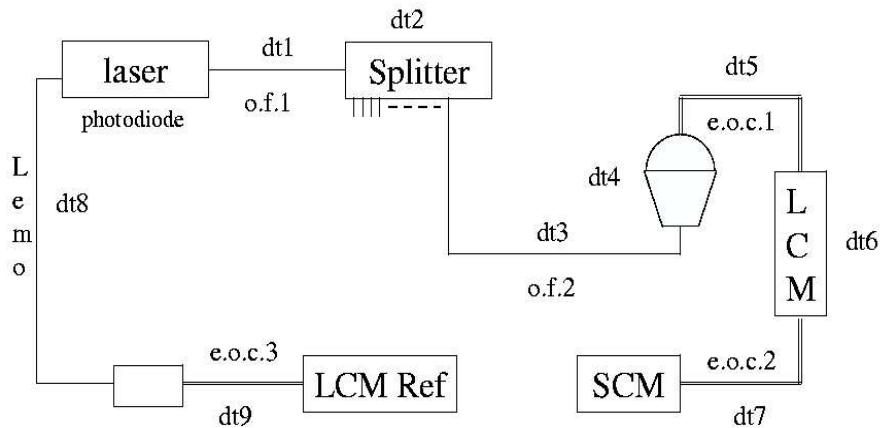


FIG. 2.13 – Système de calibration en temps avant déploiement (CPPM, salle noire)

est envoyé à travers 16 voies à l'aide d'un splitter optique. Ces 16 fibres optiques sont ensuite envoyées vers les modules optiques du secteur en cours de calibration. Un signal de référence est fourni par une photodiode en sortie du LASER et transmis en entrée du LCM de référence, permettant une acquisition synchronisée. La différence entre le temps d'émission du signal LASER (caractérisé par le signal issu de la photodiode) et le temps de réception par chaque module optique permet de connaître le temps de transit caractéristique de celui-ci en corrigeant de différents délais (Figure 2.13) :

- les offsets dûs à la transmission du signal du LASER à la photodiode  $dt_8$  et de la photodiode au LCM de référence  $dt_9$
- l'offset dû à la propagation du signal du LASER au splitter  $dt_1$
- les offsets propres à chaque module : propagation dans la fibre du splitter à l'OM  $dt_3$ , transmission du signal de l'OM à son LCM  $dt_5$  et propagation du signal du LCM au SCM par fibre optique  $dt_7$  (ou phase d'horloge)

Seuls les offsets de troisième type dépendent du LCM.

Cette procédure est répétée pour plusieurs intensités de manière à corriger de l'effet de walk, caractérisé par une différence de temps de détection du signal suivant l'amplitude de celui-ci : en effet, un signal d'intensité faible ne franchira pas le seuil au même moment qu'un signal d'intensité plus forte.

Dans la partie descriptive des ARS, nous avons évoqué le fait que la gamme dynamique de la rampe TVC s'étend de 0 à 255. La figure 2.14 montre qu'en pratique, ce n'est pas le cas. La gamme s'étend en effet de  $TVC_{min}$  à  $TVC_{max}$ , valeurs spécifiques de chaque ARS qui doivent être mesurées lors de la calibration à terre de façon à être prises en compte lors du décodage des TVC pendant les prises de données.

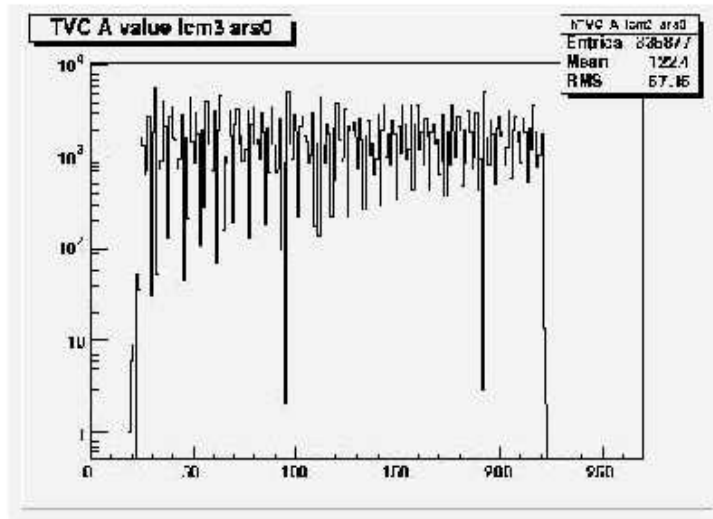


FIG. 2.14 – Illustration de calibration TVC

Les rampes TVC sont supposées linéaires. La fonction de décodage TVC ([44]) devient alors :

$$t(ns) = pente(ns/bit) * (TVC - TVC_{min})$$

avec :

$$pente = \frac{50ns}{TVC_{max} - TVC_{min}}$$

Un certain nombre de critères de qualité doivent être validés. Dans le cas contraire, l'élément mis en cause sera remplacé et à nouveau testé avant déploiement.

### Calibration in situ

Les balises LED (LED beacons) permettent par un éclairage bleu une calibration en temps des modules optiques des lignes du détecteur final. La couleur bleue est beaucoup moins absorbée dans l'eau que les autres couleurs : la longueur de diffusion est quasiment multipliée par deux soit 100-120 m. La courbe de longueur d'absorption de la lumière dans l'eau est présentée sur la figure 2.15 : la longueur d'absorption est maximum pour une longueur d'onde de 450-470 nm soit pour la couleur bleue. La mesure réalisée à partir des balises LED [45] donne une longueur d'absorption de 52 m à une longueur d'onde de 470 nm.

La balise LASER est destinée à fournir un éclairage complémentaire à celui des balises LED. Les balises LED permettent d'éclairer de façon radiale leur environnement par un système de diodes placées sur leurs six faces différentes alors que la balise LASER, située sur le BSS, émet un signal directionnel orienté vers les étages (vers le haut). Les balises comportent également un mini-photomultiplicateur qui permet de mesurer l'instant d'émission de l'impulsion lumineuse.

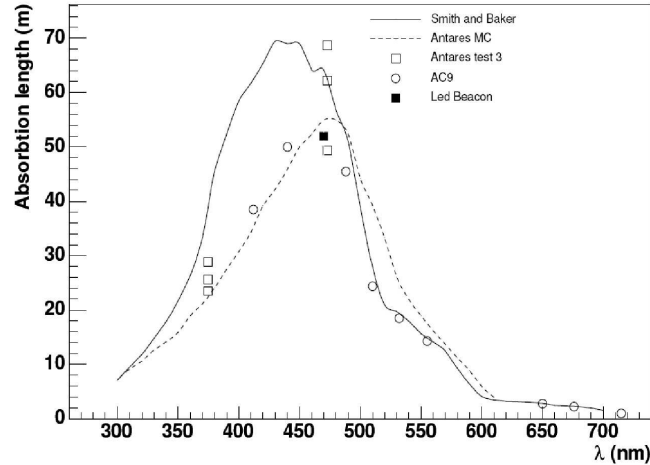


FIG. 2.15 – Longueurs d’absorption de la lumière en fonction de la longueur d’onde : modèle de Smith et Baker (modèle standard utilisé pour décrire les propriétés de l’eau pure) en trait solide, modèle utilisé pour les simulations Monte Carlo en trait pointillé et mesures sur le site d’ANTARES (points)

Ainsi, la résolution en temps des photomultiplicateurs in situ est évaluée à partir des temps de dispersion des photons issus d’une balise LED et détectés par les photomultiplicateurs par rapport au temps du flash, fourni par le mini-photomultiplicateur de la balise. La figure 2.16 montre un exemple de résolution temporelle obtenue sur l’un des modules optiques de la ligne 1. La figure du bas représente la dispersion en temps entre la balise LED et un photomultiplicateur situé dans le même plan horizontal à une distance d’environ 80 m alors que la figure du haut correspond à un photomultiplicateur placé à une distance de 150 m de la balise flashant. La dispersion du signal devient non négligeable à cette distance en raison de la diffusion de la lumière, visualisée sous forme d’une queue de distribution sur la figure 2.16. Les résultats obtenus sont en très bon accord avec les requêtes de la reconstruction (de l’ordre de la ns).

Une méthode de détermination des propriétés optiques de l’eau a été développée à partir des mesures des temps de dispersion lors de runs de calibration par les balises LED. Selon [45], la longueur de diffusion effective, c’est-à-dire en tenant compte de l’angle de vue du module optique, peut être définie à partir de la longueur d’atténuation  $\lambda_{att}$  et de la longueur d’absorption  $\lambda_{abs}$  selon la relation :

$$\frac{1}{\lambda_{diff}} = \frac{1}{\lambda_{att}} - \frac{1}{\lambda_{abs}}$$

La longueur de diffusion effective a alors été estimée, pour la couleur bleue, à  $218.4 \pm 4.5$  m à partir des données des cinq premières lignes.

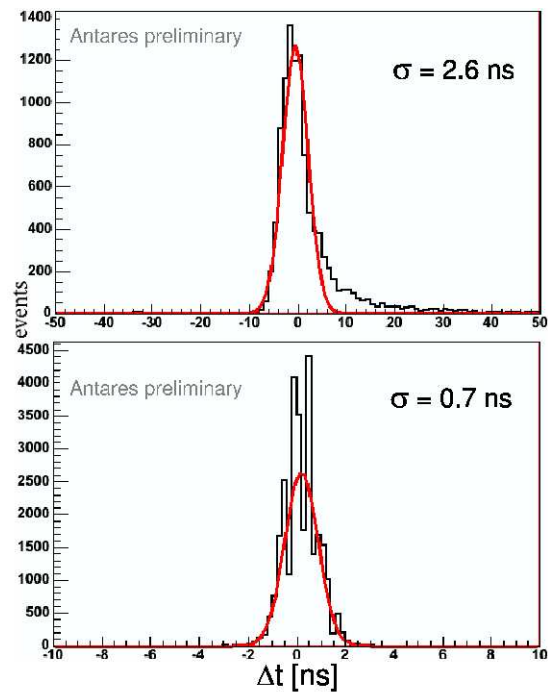


FIG. 2.16 – Résolution en temps évaluée à partir des temps de dispersion de la lumière bleue émise par une balise LED et "vue" par un photomultiplicateur situé respectivement à 150 m (haut) et à 80 m (bas) de la balise LED

### 2.5.2 Calibration en charge

La calibration en charge in situ est réalisée en illuminant les photomultiplicateurs par un seul photon, ceci étant réitéré de nombreuses fois. Un pic à un photoélectron (1 p.e.) est alors bien marqué. Si on déclenche l'intégration du signal par l'ARS à partir d'un ordre extérieur, la valeur du piédestal correspondant à 0 p.e. est alors déterminée. Supposant la linéarité de la réponse de l'ARS, une calibration en charge est effectuée à partir de ces deux valeurs.

Lors du déploiement de la ligne, les seuils de déclenchement des ARS sont mis à des valeurs par défaut. Un réglage de ces seuils in situ est donc nécessaire après connexion de la ligne. Pour cela, une série de runs est prise en faisant varier les seuils. La position du photoélectron peut être identifiée dans l'échelle des seuils et ainsi servir de référence.

### 2.5.3 Positionnement Acoustique

La reconstruction des trajectoires des muons nécessite de connaître la position relative des modules optiques avec une grande précision. Pour ceci, l'expérience ANTARES a mis en place un système de positionnement acoustique base longue, qui permet, associé à un ensemble de compas et d'inclinomètres (inclinaison), de connaître la position des modules optiques avec une précision de 10 à 20 cm.

Le système de positionnement acoustique est composé d'émetteurs-récepteurs (un en bas de chaque ligne), de transpondeurs sur des supports pyramidaux posés sur le fond marin (3 au total) et de récepteurs (5 par ligne) qui échangent des signaux acoustiques. Comme les positions des émetteurs-récepteurs et des transpondeurs ainsi que la vitesse du son dans l'eau, dépendante de la température de l'eau, de la salinité et de la pression, sont précisément connues, on peut en déduire la position relative d'un hydrophone récepteur de la ligne en utilisant la mesure du temps de propagation acoustique. Une description plus précise ainsi que la présentation des résultats acoustiques obtenus avec cinq lignes figureront dans un chapitre dédié (chapitre 3).

## 2.6 Bruit de fond

Le bruit de fond lumineux est principalement de deux types : la bioluminescence et la désintégration du  $^{40}\text{K}$ . Ces deux phénomènes sont aisément identifiables sur la courbe de la figure 2.17 qui reprend sur une période de deux ans le taux de comptage mesuré sur les premier et dernier étages de la ligne 1 et sur la MILOM. Deux autres paramètres, la ligne de base (ou "baseline") et la fraction de coups pour laquelle le taux de comptage excède 1.2 fois la baseline (ou "burst fraction") peuvent être tenues comme caractéristiques respectivement de la désintégration du  $^{40}\text{K}$  et de l'activité bioluminescente.

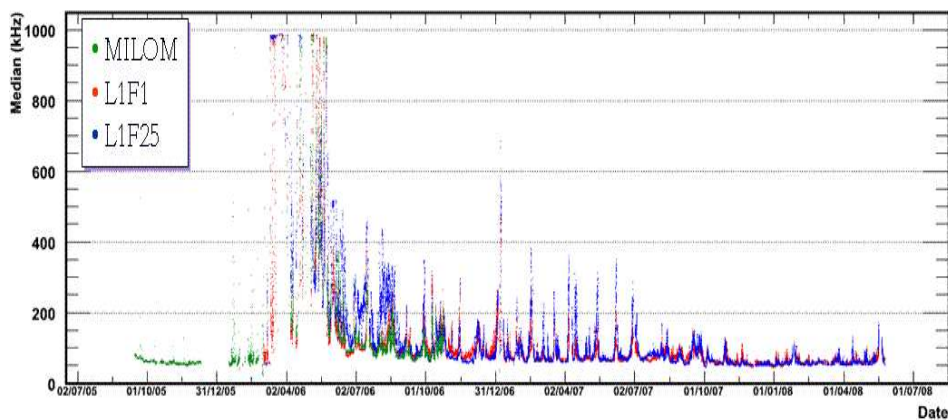


FIG. 2.17 – Taux de comptage mesurés sur les premier (en bas de ligne, en rouge) et dernier (en haut de ligne, en bleu) étages de la ligne 1 et sur la MILOM (en vert). La ligne de base provient principalement de la désintégration du potassium 40 alors que la fraction de pics révèle l'activité bioluminescente.

### 2.6.1 Potassium 40

La ligne de base en moyenne de 60 kHz provient essentiellement de la désintégration  $\beta$  du  $^{40}\text{K}$  en  $^{40}\text{Ca}$  suivant la réaction :



L'électron produit émet des photons Cherenkov lors de sa propagation dans l'eau de mer. C'est ce qui est vu comme bruit de fond lumineux. Cependant, le taux de  $^{40}\text{K}$  étant stable dans l'eau, le taux de coïncidences locales (2 hits sur deux modules optiques du même étage) est donc par conséquent stable (figure 2.18) à environ 13 Hz.

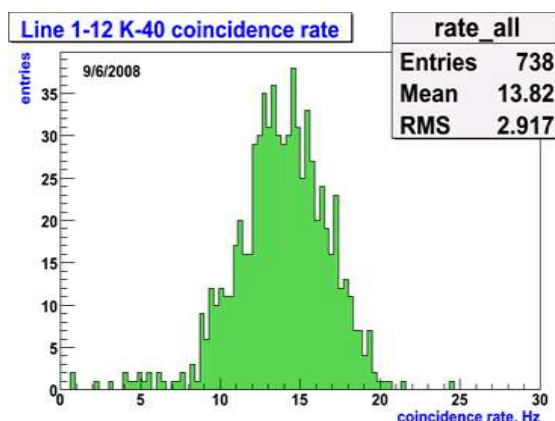


FIG. 2.18 – Taux de coïncidences locales dues à la désintégration du  $^{40}\text{K}$

D'un autre côté, la différence de temps d'arrivée des photoélectrons issus de la désintégration du  $^{40}\text{K}$  doit être centrée en 0. Ceci permet une vérification indépendante de la calibration temporelle.

### 2.6.2 Bioluminescence

La bioluminescence est un phénomène biologique : certaines espèces sous-marines de taille plus ou moins importante émettent de la lumière dans des conditions qui ne sont actuellement pas bien connues. Ce phénomène est un des domaines d'études interdisciplinaires d'ANTARES et intéresse beaucoup les biologistes en raison de la grande profondeur du détecteur.

La bioluminescence se caractérise par des pics dans les taux de comptage des modules optiques. La proportion de pics dépend des paramètres de l'eau profonde méditerranéenne. En effet, une claire corrélation entre la fraction de pics au-dessus d'un seuil appelée "burst fraction" et la vitesse du courant a été observée durant les années 2005 et 2006. Ces années ont été des années de grande activité bioluminescente comme cela est présenté

dans la figure 2.17 mais ont également fait état de phénomènes hydrologiques exceptionnels notamment en ce qui concerne les variations de température [46].

La requête de coïncidences locales permet de s'affranchir de la majorité des hits provenant de la bioluminescence du fait de leur aspect très local (généralement, un photon de bioluminescence ne touche qu'un module optique).



## Deuxième partie

# L'acoustique dans l'expérience ANTARES



# Chapitre 3

## Positionnement acoustique

*Les moindres bruits se transmettaient avec une vitesse à laquelle l'oreille n'est pas habituée sur la terre.*

*En effet, l'eau est pour le son un meilleur véhicule que l'air et il s'y propage avec une rapidité quadruple.*

**J. Verne** *Vingt mille lieues sous les mers*

Ce chapitre reprend les premiers résultats du positionnement acoustique obtenus dans le cadre de cette thèse. Les problèmes électroniques rencontrés lors de cette étude ont mené au développement d'une méthode de filtrage permettant de lisser les données qui étaient bruitées et d'améliorer ainsi leur qualité, sans quoi la majeure partie des données acoustiques de la période de prise de données du détecteur à deux lignes aurait été inutilisable. Cette méthode, permettant d'améliorer la qualité des données et la précision du système acoustique, a été utilisée sur les données à cinq lignes, à dix lignes et l'est encore pour le détecteur complet. Une étude des premiers résultats du système de positionnement acoustique dans le détecteur à cinq lignes ainsi que l'estimation des erreurs de ce système et la quantification des erreurs systématiques ont été réalisées dans le cadre de cette thèse.

### 3.1 Bref historique de l'acoustique sous-marine [47]

Dès l'Antiquité, les philosophes grecs se passionnèrent pour l'acoustique mais l'acoustique moderne prit forme dans la première moitié du  $XVII^{\text{ème}}$  siècle. De leur côté, les marins faisaient usage depuis longtemps de masses pendues à des cordes permettant de connaître la profondeur à partir de la longueur filée. Le Père Mersenne, au  $XVI^{\text{ème}}$  siècle, différençia la notion de hauteur du son et celle d'intensité par l'étude expérimentale des cordes vibrantes. S'ensuivit l'étude théorique par de grands mathématiciens tels que Bernoulli, Euler, Lagrange ou encore d'Alembert qui mirent en équation la propagation des ondes et plus particulièrement de l'onde acoustique jusqu'alors fait empirique.

Les expériences destinées à la mesure de la vitesse du son dans l'eau, notamment l'expérience de Colladon et Sturm dans le lac Léman, révélèrent que le son se propage

trois fois plus vite dans l'eau que dans l'air, où la transmission du son est très variable en fonction de l'humidité de l'air (brume, pluie, neige...) et qu'une perte d'énergie notable a lieu au niveau de l'interface eau-air.

La première utilisation de l'acoustique sous-marine consistait en la détection d'un signal sonore en provenance d'un phare ou d'un navire émettant grâce à des cloches sous-marines. Au début du  $XX^{\text{ème}}$  siècle, on songea au développement des techniques de sondage acoustique, qui correspondent à la mesure de la différence de temps entre l'émission du signal sonore et le retour de l'écho. Connaissant la vitesse de propagation du son dans l'eau, il est facile d'en déduire la distance (ou la profondeur).

**La première guerre mondiale marqua un considérable essor de l'acoustique sous-marine.** En effet, la détection des sous-marins et des navires devint un enjeu essentiel pour se protéger des attaques ennemies. Ainsi, de grands progrès notamment dans le domaine de la réception du signal sonore furent accomplis. De la découverte de la piézoélectricité s'ensuivit le développement de 1915 à 1918 d'un appareil permettant l'émission et la détection alternatives d'un signal ultra-sonore par Langevin et Chilowski en association avec un dispositif permettant l'enregistrement continu de la profondeur qui était inscrite sur une feuille de papier au moyen d'une plume pilotée par le signal électrique délivré par le récepteur : l'intervalle entre les deux marques, correspondant respectivement à l'émission et à la réception de l'écho, indique la profondeur de façon directe.

**La célérité du son.** Il devint évident que les changements de caractéristiques physiques de l'eau de mer entraînaient des variations de célérité reliées aux variations de température (gradient thermique mesuré au large de Bandol grâce à des relevés réguliers). La valeur de vitesse du son mesurée dans l'eau douce par Colladon et Sturm en 1826 n'était plus suffisante. Une mesure dans l'eau de mer fut réalisée en 1919 au large de Cherbourg à l'aide de microphones captant le signal sonore engendré par la détonation d'explosifs mouillés aux deux extrémités de l'alignement afin d'effectuer des tirs inverses pour éliminer l'influence du courant. Les mesures furent effectuées pour deux couples de paramètres d'eau de mer (température et densité) et furent incorporées dans un abaque regroupant les mesures pour diverses températures et profondeurs. La densité fut ensuite ajoutée comme paramètre sur un troisième abaque. Plusieurs formules de la vitesse du son furent établies sous forme de polynômes faisant intervenir les trois paramètres, température, salinité et profondeur. Le profil de vitesse du son en fonction de la profondeur présente un minimum net séparant deux comportements : la vitesse du son décroît tout d'abord dans les premières couches d'eau (la température est dans ce cas le paramètre prépondérant) puis la célérité augmente avec la profondeur (la pression devient alors prédominante).

**Phénomène d'absorption.** Un phénomène d'absorption d'énergie par le milieu de propagation croissant avec le carré de la fréquence fut mis en évidence puis attribué à la relaxation moléculaire des molécules d'eau. Selon Langevin, si la mer est constituée de  $n$  couches d'eau caractérisées par des célérités croissantes, un rayon sonore subira  $n$

changements de direction suivant la loi de réfraction de Snell-Descartes ou prendra la forme d'une trajectoire courbe constituée d'une succession d'arcs de cercle si l'on adopte l'hypothèse plus réaliste d'une variation continue de la célérité à l'intérieur de chaque couche d'eau.

**Localisation par l'acoustique.** Ewing, le premier, proposa d'utiliser une méthode de triangulation acoustique basée sur la comparaison des temps d'arrivée d'une onde acoustique détectée par plusieurs hydrophones judicieusement disposés pour localiser un point d'explosion dans le cadre d'opérations de sauvetage d'aviateurs. Le positionnement, par rapport à un navire, d'un mobile évoluant au sein même du milieu liquide, est réalisé à l'aide de dispositifs acoustiques dont plusieurs versions ont été développées sous les termes de "base longue" et "base courte". Une base longue est constituée, au minimum, de trois balises acoustiques ancrées sur le fond. Ces balises, fonctionnant successivement comme récepteur et émetteur, permettent de connaître, à tout instant, les positions du mobile et du navire en mesurant les temps de propagation des différents signaux acoustiques. Cette triangulation peut être rattachée à des coordonnées géographiques. Le dispositif est inversé pour une base courte. Le mobile, équipé d'un émetteur, est localisé à partir des mesures des différences de phase des signaux reçus par trois hydrophones fixés sous la coque du bâtiment de surface. Un système de guidage d'un mobile sous-marin a été développé : plusieurs bouées reçoivent en permanence les signaux GPS (Global Positioning System) et les signaux ultrasonores émis par l'émetteur qui équipe le mobile. Ainsi, un repérage de ce dernier peut être réalisé en temps réel.

**Applications de l'acoustique sous-marine.** L'acoustique sous-marine s'imposa comme une technique indispensable dans le domaine de la prospection pétrolière. Des systèmes acoustiques base courte, base longue en association avec des courantomètres Doppler (exploitation de l'effet Doppler en mesurant l'écart entre la fréquence d'une onde acoustique émise dans deux directions symétriques par rapport à la verticale et celles des ondes réverbérées par les particules en suspension entraînées par les courants) sont utilisés pour le positionnement des plates-formes, à la verticale des puits par exemple.

L'emploi de l'acoustique est prépondérante dans le cadre de la cartographie sous-marine dans des dispositifs tels que les sondeurs multifaisceaux (concept de formation de voies qui permet d'émettre et de recevoir des faisceaux ultrasonores directionnels c'est-à-dire dirigés suivant une succession d'angles suffisamment étroits pour réaliser une cartographie détaillée) permettant de réaliser des cartes bathymétriques, ou des sonars latéraux (émission-réception du signal sonore, par système remorqué, en incidence rasante).

Des projets d'utilisation de l'acoustique sous-marine sont actuellement en progrès dans des domaines tels que la climatologie par mesure des variations de température océanique ou encore l'identification de matière vivante soit au travers de la caractérisation d'une espèce par l'examen de sa signature acoustique soit par l'intermédiaire d'une évaluation quantitative d'un banc de poissons (domaine halieutique) par réverbération d'un signal acoustique.

Les avancées de l'électronique et de l'informatique permirent de progresser dans cette conquête d'un monde inconnu. Malgré le développement de systèmes lumineux de cartographie des fonds marins par utilisation de la technique laser ou de radars, l'acoustique sous-marine conserve une place prépondérante dans l'étude de ces eaux encore troubles...

## 3.2 Introduction au positionnement acoustique dans ANTARES

La reconstruction de traces dans ANTARES, basée sur des mesures précises des temps d'arrivée des photons Cherenkov sur les modules optiques, nécessite de connaître la position en trois dimensions des modules optiques avec une précision de l'ordre d'une dizaine de centimètres. En effet, cette précision de positionnement dans l'espace est conditionnée par l'incertitude de détection de la lumière Cherenkov. La précision temporelle requise étant de l'ordre de la nanoseconde, la précision spatiale qui dépend du parcours de la lumière dans l'eau est alors de 22 centimètres.

Cette information sur les positions est fournie par un système de positionnement acoustique haute-fréquence en base longue. Les hautes fréquences assurent une grande précision mais sur de courtes distances allant de 700 à 1000 mètres pour des fréquences comprises dans la gamme de 40 à 60 kHz. Ce système de positionnement acoustique est constitué d'une structure en trois dimensions d'émetteurs, de transpondeurs et de récepteurs échangeant des signaux acoustiques. L'analyse des signaux reçus permet de connaître avec précision la distance entre émetteur et récepteur d'une même ligne ou de lignes différentes aussi bien que la distance séparant un émetteur situé sur l'ancre d'une ligne d'un transpondeur posé sur le fond marin. Une triangulation de ces distances permet ensuite de déterminer les positions relatives des récepteurs.

L'analyse des données des mesures acoustiques des hydrophones des deux premières lignes a mis en évidence un problème de bruit électronique important superposé au signal acoustique. Celui-ci a été partiellement résolu par un réglage fin des gains des cartes amplificatrices. Les données de ces lignes ont cependant pu être exploitées malgré ce bruit grâce au développement d'une méthode de filtrage basée sur le calcul de moyennes glissantes à partir des temps de propagation acoustique. Cette pollution haute fréquence du signal acoustique a été identifiée comme provenant de l'électronique de puissance, ce qui a été corrigé sur les lignes suivantes par l'ajout d'une capacité de filtrage au sein des LCM des étages acoustiques.

Ce chapitre consacré à l'acoustique destinée au positionnement des lignes ANTARES traitera tout d'abord du système de positionnement acoustique en plus amples détails techniques puis suivra la description de la méthode de triangulation. Les problèmes rencontrés ainsi que leur résolution et notamment la description de la méthode de filtrage feront l'objet de la partie suivante. Enfin, les premiers résultats acoustiques obtenus à partir des données des cinq lignes ainsi que l'étude de l'influence de paramètres tels que la vitesse du son dans l'eau ou la perte d'un émetteur seront présentés ainsi que la première estimation de la précision du système acoustique à cinq lignes.

### 3.3 Le système de positionnement acoustique

#### 3.3.1 Le système de positionnement acoustique haute-fréquence en base longue au sein du télescope ANTARES

L'objectif du système acoustique développé par l'entreprise GENISEA est de fournir les positions relatives d'hydrophones répartis régulièrement le long des lignes, et ceci avec une précision de l'ordre de quelques centimètres. Ces positions sont ensuite utilisées en entrée d'un ajustement global des formes de lignes incluant également les données d'inclinomètres-compas obtenus pour chaque étage (figure 3.1). Une bonne précision sur les positions des hydrophones GENISEA est requise pour contraindre les erreurs sur l'ajustement des formes de lignes.

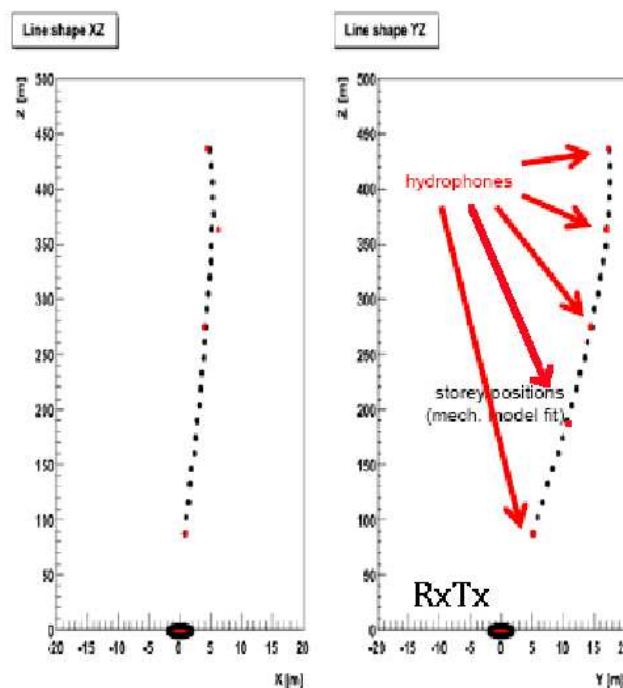


FIG. 3.1 – Instruments utilisés dans l'ajustement global des formes de lignes : hydrophones (points rouges) et inclinomètres-compas (points noirs)

#### Définition du référentiel absolu

Les positions absolues des lignes de même que les positions absolues des transpondeurs sur leurs supports pyramidaux sont fournies par un système de positionnement de surface composé d'un système de navigation acoustique associé à un dispositif GPS situé sur le bateau. Cela nécessite l'introduction d'un référentiel géographique absolu. Nous

utilisons le système géographique mondial "World Geographic System 1984" (WGS84) qui représente la Terre sous forme ellipsoïde et sa projection locale "Universal Transverse Mercator" (UTM) qui permet d'utiliser une projection métrique. Le site ANTARES est situé dans la zone 32 de ce référentiel UTM. La distance en mètres de l'Equateur vers le Nord est nommée Northing (ou coordonnée y) et prend en compte un décalage à l'origine de 4 740 000 m. La distance du méridien d'origine (typique de chaque zone) vers l'Est est appelée Easting (ou coordonnée x) et inclut un décalage de 260 000 m. Les positions des balises acoustiques, fixées à l'extrémité inférieure de chaque ligne (sur le BSS), sont triangulées du bateau pendant le déploiement des lignes respectives. En utilisant ces positions relatives au bateau et la position du bateau donnée par le GPS, une position absolue de l'ancre de la ligne déployée peut être calculée avec une précision de l'ordre du mètre. La table 3.1 reprend les positions des lignes ainsi que des transpondeurs, qui ont été précédemment déployés.

TAB. 3.1 – Coordonnées des ancres de ligne et des transpondeurs dans le référentiel UTM (au niveau du fond) fournies par le système de positionnement en surface

Nom de la ligne	X (m)	Y (m)	Z (m)
MILOM	8294.0	2515.7	-2476.1
Line 1	8221.6	2479.7	-2477.7
Line 2	8294.1	2442.1	-2476.4
Line 3	8208.3	2422.6	-2478.2
Line 4	8264.5	2394.6	-2477.9
Line 5	8160.1	2462.0	-2478.1
Line 6	8311.6	2371.4	-2477.1
Line 7	8182.9	2370.1	-2477.6
Line 8	8230.5	2345.8	-2477.9
Line 9	8121.3	2393.7	-2478.0
IL07	8275.0	2503.6	-2477.7
TR2	8437.7	2415.4	-2476.4

### 3.3.2 Description du système

Le système de positionnement acoustique GENISEA est composé de transducteurs piézoélectriques sous-marins, les hydrophones, et de capteurs océaniques. Trois types d'hydrophones, que l'on distingue suivant la carte électronique utilisée pour commander le signal acoustique, sont inclus dans le système. Leur position au sein de leur support a été décrite dans une note interne ANTARES [48].

Chaque ligne est équipée d'un émetteur-récepteur (module RxTx) fixé sur le BSS et de cinq récepteurs (module Rx), un par secteur. Les récepteurs sont situés à différentes altitudes (présentées dans la table 3.2) de façon à reproduire au mieux la courbure de la ligne.



De plus, quatre transpondeurs autonomes disposés sur des supports pyramidaux posés sur le fond marin, au maximum, peuvent être installés autour du détecteur ANTARES. Les émetteurs-récepteurs ainsi que les transpondeurs peuvent émettre et recevoir des signaux acoustiques alors que les récepteurs ne jouent de rôle que pour la réception. Les propriétés électroniques de chaque type d'hydrophone sont détaillées dans les paragraphes suivants. Les émetteurs-récepteurs et les récepteurs sont des dispositifs numériques donc entièrement configurables alors que les transpondeurs sont analogiques.

TAB. 3.2 – Positions des appareils acoustiques et altitudes moyennes correspondantes

Nom	Etage	Altitude (m)
RxTx	BSS	3.6
Rx1	1	100
Rx2	8	201
Rx3	14	289
Rx4	20	376
Rx5	25	448

Les positions des transpondeurs autour du site permettent d'accroître la précision sur les positions absolues des modules d'émission (RxTx) dans le plan horizontal. Comme les profondeurs des émetteurs-récepteurs et des transpondeurs sont du même ordre, la profondeur absolue du BSS ne peut être déterminée avec une grande précision que grâce à l'utilisation d'un capteur de pression situé sur chaque BSS en association avec les données acoustiques des transpondeurs.

Les positions des lignes et des transpondeurs dans le plan horizontal apparaissent sur la carte du site ANTARES (figure 3.2).

Le système de positionnement acoustique est configuré comme une succession de cycles acoustiques lents dont la période est définie dans une interface acoustique, généralement de l'ordre de une à deux minutes. Chaque cycle lent est constitué d'émissions acoustiques successives par les modules RxTx à des fréquences différentes et comprises entre 44.522 kHz et 60.235 kHz, définissant ainsi des cycles rapides. Les récepteurs écoutent ces signaux et fournissent à la fois le temps de propagation et l'amplitude du signal détecté. Les transpondeurs sont utilisés en cycles indirects c'est-à-dire qu'un RxTx émet un signal à une fréquence caractéristique qui provoque l'émission par le transpondeur d'une réponse à sa fréquence propre, les récepteurs écoutent ensuite ce dernier signal. Si, au moins, trois temps de propagation sont disponibles pour un récepteur dans un même cycle lent, la position de ce récepteur est triangulée dans l'espace à trois dimensions en utilisant, au préalable, la valeur de la vitesse du son dans l'eau aux différentes profondeurs pour convertir les temps de propagation en distances. Les distances aux points fixes sont envoyées en entrée de l'algorithme de triangulation, qui sera détaillé dans une partie suivante.

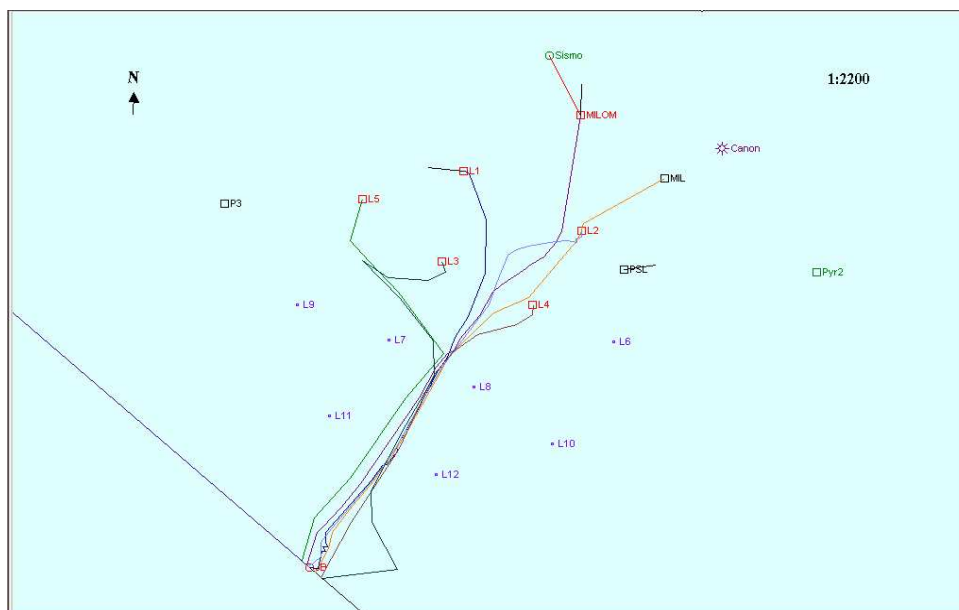


FIG. 3.2 – Carte du site ANTARES (vue de dessus) avec les 5 premières lignes installées

### 3.3.3 Acquisition des données acoustiques

La synchronisation des émissions et des mesures temporelles par les modules acoustiques au sein de l'intégralité du détecteur est réalisée par la diffusion d'un signal d'horloge dédié provenant de l'horloge maîtresse. Une mesure temporelle est obtenue en démarrant un compteur à l'instant d'émission par le RxTx et en le stoppant dès que le signal est détecté. Des corrections sur le temps de propagation dues aux délais d'horloge (différents pour chaque ligne et pour chaque étage) sont appliquées lors de l'analyse des données.

#### Rx, le récepteur acoustique

Un module Rx est constitué d'un hydrophone et de trois cartes électroniques disposées dans le container LCM. Les récepteurs remplissent différentes fonctions :

1. la détection d'un signal acoustique émis par un RxTx ou par un transpondeur
2. l'étiquetage du temps de détection par rapport au signal externe de synchronisation provenant de l'horloge maîtresse
3. la transmission à terre de la mesure temporelle et de l'amplitude associées au signal acoustique détecté

#### RxTx, l'émetteur-récepteur acoustique

Un module RxTx est constitué d'un hydrophone et de six cartes électroniques disposées dans le container SCM. Les émetteurs-récepteurs remplissent différentes fonctions :

1. l'émission de signaux acoustiques qui seront détectés par les récepteurs
2. l'étiquetage du temps d'émission par rapport au signal externe de synchronisation provenant de l'horloge maîtresse
3. la détection d'un signal acoustique émis par un autre RxTx ou par un transpondeur
4. la lecture de la mesure du capteur de pression
5. la transmission à terre de la mesure temporelle et de l'amplitude associées au signal acoustique détecté

### TR, le transpondeur acoustique

Les transpondeurs sont particulièrement utiles pour positionner les modules acoustiques lorsque seulement une ou deux lignes sont connectées. Mais, par la suite, ils permettent également d'améliorer la précision des positions des Rx et RxTx. Les transpondeurs sont totalement indépendants des lignes ANTARES (aucune connexion ne les lie) et fonctionnent sur batteries avec une autonomie de trois ans. Ils peuvent être activés, désactivés ou encore mis en mode d'autocalibration grâce à une commande acoustique envoyée par les modules RxTx. Un transpondeur acoustique peut être utilisé dans deux modes différents :

1. en mode positionnement : lorsqu'il reçoit un signal acoustique à une fréquence caractéristique  $F_0$  de 56.889 kHz, il répond par l'émission d'un signal acoustique à sa fréquence propre figurant dans la table 3.3. Chacun des quatre transpondeurs a une fréquence individuelle comprise entre 44.522 kHz et 60.235 kHz et un retard propre entre la réception du signal  $F_0$  et sa réponse.
2. en mode d'autocalibration : par la mesure du temps de propagation acoustique entre deux transpondeurs (un maître et un esclave) de façon à déterminer la distance entre deux pyramides. Un module RxTx maître est utilisé pour contrôler à distance les mesures par commande acoustique.

#### 3.3.4 Cycles acoustiques

Le système de positionnement acoustique est contrôlé de la station terrestre grâce à un ordinateur dédié équipé d'un logiciel qui permet de :

- configurer tous les modules acoustiques par un réseau DAQ/Slow Control
- configurer le cycle de positionnement acoustique en envoyant les paramètres de ce cycle à l'ordinateur de contrôle de l'horloge maîtresse
- débiter un cycle acoustique en envoyant un signal de commande à l'ordinateur de contrôle de l'horloge maîtresse
- récupérer les mesures temporelles de détection et les amplitudes des signaux de tous les modules acoustiques au travers du réseau DAQ/Slow Control

Aujourd'hui, l'ensemble de ces actions a été intégré au système de contrôle principal de prise de données d'ANTARES.

## Configuration des modules acoustiques

Cette étape n'intervient que pour les modules acoustiques numériques Rx ou RxTx et permet de définir la configuration des cycles rapides, dont le nombre est donné comme premier paramètre de la commande de configuration. Les paramètres de chaque cycle rapide sont définis de la manière suivante :

- Fréquence du signal à émettre (pour les modules RxTx) ou à écouter (pour les modules Rx) suivant un code qui définit le mode d'émission ou de réception
- Seulement pour les modules RxTx : le niveau d'émission, la durée d'émission et le délai d'émission
- Gain analogique (dB)
- Gain numérique (dB)
- Seuil de détection
- Durée maximale de détection (ms) (qui est nécessairement liée à la durée d'un cycle rapide)
- Limites de la fenêtre de détection ( $\mu s$ )

## Description d'un cycle lent

Un cycle lent commence par la diffusion d'une commande de l'horloge maîtresse appelée "synchronisation lente acoustique".

**Emission du signal acoustique** Pour le premier cycle rapide, un module RxTx émet le signal acoustique, paquets d'ondes sinusoïdales de durée de quelques ms, à la fréquence définie dans sa commande de configuration. Lorsque plusieurs RxTx sont impliqués dans un cycle lent, les fréquences d'émission sont différentes de manière à éviter les interférences et à distinguer les échos des signaux émis par d'autres RxTx, même si les émissions ne se font pas en même temps.

**Réception du signal acoustique** Tous les modules Rx reçoivent ce signal. La détection sur l'élément piézoélectrique se produit par comparaison à une valeur de seuil d'une enveloppe du signal transducté et numériquement converti en tension électrique. La comparaison de la fréquence avec celle définie dans la commande de configuration pour ce cycle rapide est assurée par des filtres passe-bande analogiques et numériques situés sur les cartes électroniques contenues dans le LCM. Comme chaque hydrophone n'a pas la même sensibilité à toutes les fréquences, un délai de "walk", lié au rapport entre l'amplitude du signal et le seuil de détection, s'ensuit. Si les deux fréquences sont cohérentes entre elles, l'amplitude du signal détecté ainsi que le temps de détection sont stockés. Le temps de détection est déterminé suivant le compteur qui a été incrémenté depuis le temps d'émission déclenché par l'horloge maîtresse. Par conséquent, le temps de réception inclut non seulement le temps de propagation du signal mais l'effet de walk et la différence de temps de propagation dans les fibres optiques lors de la diffusion du signal de synchronisation. Ces délais sont corrigés durant la phase d'analyse lors de la conversion des

temps de propagation en distances. Pour un cycle impliquant un transpondeur, un délai supplémentaire doit être pris en compte : en effet, chaque transpondeur fait intervenir un délai de réponse après la détection du signal à la fréquence  $F_0$ . Pour un émetteur, la mesure du temps d'émission est réalisée grâce à une carte électronique spécifique et une autre est dédiée à la lecture de la mesure du capteur de pression.

Ces deux étapes sont itérées autant de fois que de cycles rapides.

**Lecture des données** Une fois que tous les cycles rapides sont terminés, une commande de lecture Slow Control est envoyée à tous les CPUs des modules acoustiques et des capteurs océaniques. Les données de temps et d'amplitudes sont enregistrées dans la base de données Oracle (et sous format ASCII jusqu'au 26 Juin 2007). Après un délai assurant la bonne lecture des données ainsi que leur transmission à la station de contrôle terrestre, un nouveau cycle lent est entamé. Une des configurations étudiées (celle pour laquelle les résultats seront présentés dans la partie suivante) est schématisée sur la figure 3.3.

### 3.3.5 Conversion des temps de propagation en distances

#### Célérimètre et SV-CTD

Le célérimètre, développé par la société GENISEA, fournit une mesure de la vitesse du son en mesurant le temps de propagation d'un signal acoustique sur une distance fixe de l'ordre d'une vingtaine de centimètres. La mesure est réalisée avec une précision de  $5 \text{ cm.s}^{-1}$  sur  $1500 \text{ m.s}^{-1}$ .

Les célérimètres, qui seront notés SV, permettent de donner une mesure directe de la vitesse du son dans l'eau et d'envoyer la dernière mesure par connexion en série lorsque celle-ci est requise par le système de Slow Control. Cinq célérimètres sont disponibles et l'un d'entre eux, noté SV-CTD, fournit également une mesure de conductivité, une mesure de température ainsi qu'une mesure de pression. Ces dernières permettent d'obtenir une valeur de vitesse du son indépendante par le modèle de Chen-Millero [49] de façon à confirmer ou infirmer la mesure directe du célérimètre. En effet, la vitesse du son dans l'eau varie en fonction de la température, de la pression et de la salinité. Une des particularités de la mer Méditerranée est que sa température  $y$  est stable, autour d'une valeur de  $13.2^\circ \text{ C}$ , à partir d'une profondeur de quelques centaines de mètres. Ainsi, à une profondeur plus grande, la variation de pression domine le changement de vitesse du son. Les variations étant suffisamment faibles, une paramétrisation de la vitesse du son au premier ordre en fonction de la profondeur a pu être établie :

$$c(z) = c(z_0) - k_c * (z - z_0) \quad (3.1)$$

$k_c > 0$  lorsque l'axe  $z$  est orienté verticalement vers la surface (comme dans le référentiel de référence). Le modèle de Chen-Millero procure une valeur de  $k_c$  égale à  $1.65 \text{ cm.s}^{-1}/\text{m}$  pour le site ANTARES.

Les trajectoires acoustiques ne sont pas directionnelles : les signaux sont réfléchis au niveau des interfaces entre couches d'eau de différentes célérités. Cependant, comme le

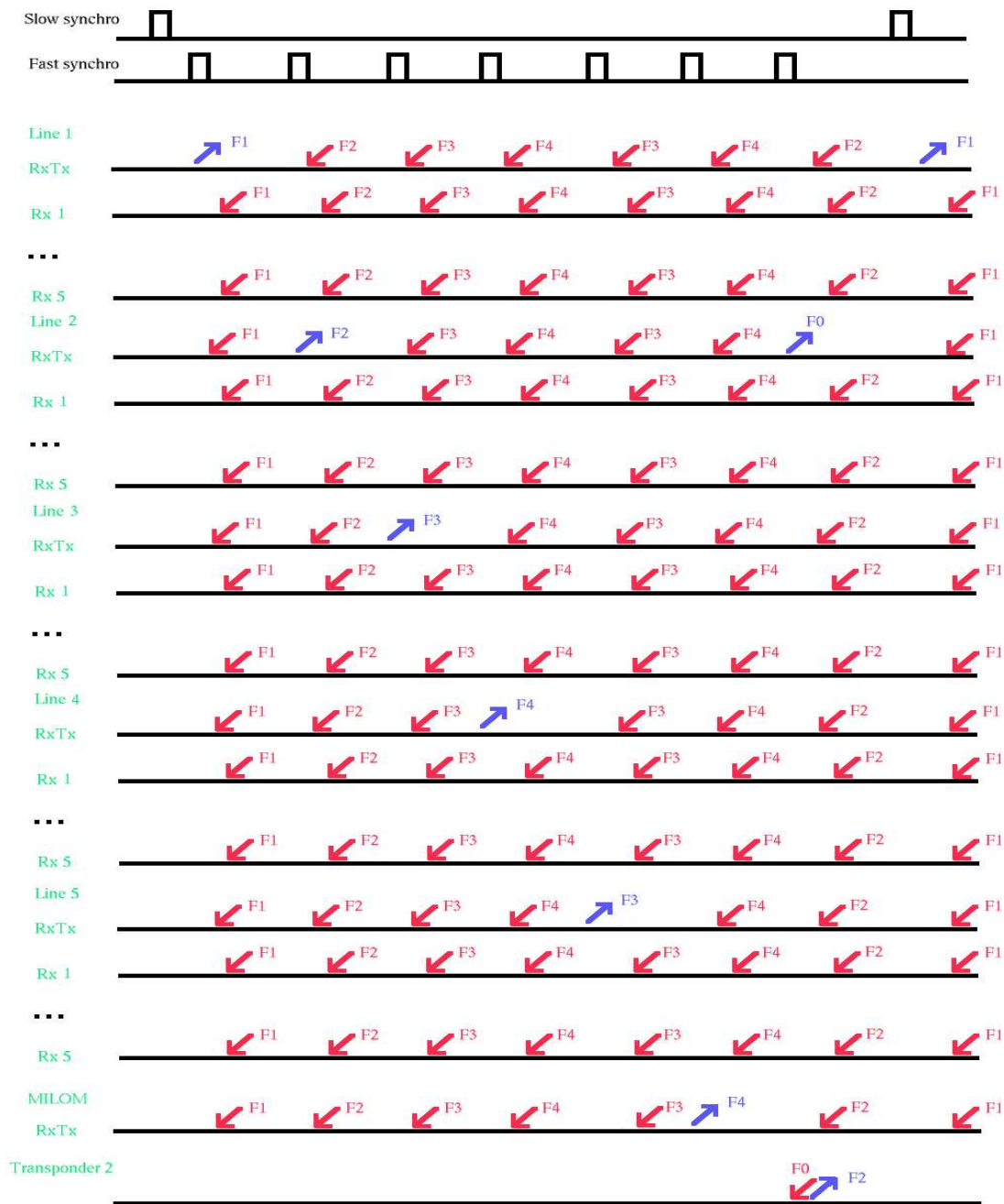


FIG. 3.3 – Schématisation temporelle d'un cycle de positionnement pour cinq lignes standards, la mini-ligne d'instrumentelle avec modules optiques (MILOM) et un transpondeur

rayon de courbure est d'environ 80 km soit plus de cent fois plus grand que la distance maximale entre deux modules acoustiques, elles peuvent être approximées comme étant linéaires [51].

L'information de vitesse du son dans l'eau est cruciale pour une conversion rigoureuse des temps de propagation des ondes acoustiques en distances. En supposant une trajectoire linéaire entre deux modules acoustiques A et B et en utilisant 3.1, la distance correspondante peut être dérivée de la manière suivante :

$$d_{AB} = \Delta t_{AB} * (c(z_0) - k_c * (\frac{z_A + z_B}{2} - z_0)) \quad (3.2)$$

avec  $z_0$ , la profondeur de la sonde de célérité. Les profondeurs relatives doivent donc être connues. Pour cela, les longueurs de câble, mesurées préalablement au déploiement, sont utilisées pour déterminer les altitudes théoriques avec une incertitude de l'ordre de quelques centimètres, ce qui est suffisant pour obtenir la précision requise de 3 cm sur les distances acoustiques.

Des corrections temporelles doivent également être appliquées avant d'obtenir les distances acoustiques.

### Corrections temporelles

**Correction de walk** La réponse temporelle d'un hydrophone dépend de l'amplitude du signal reçu alors que la forme n'est corrélée qu'à la fréquence. L'amplitude du signal reçu varie pour chaque distance en raison de l'atténuation lors de sa propagation. La mesure temporelle enregistrée correspond au temps de détection  $t_1$  lorsque l'amplitude du signal dépasse le seuil  $Th$  alors que le signal acoustique a atteint le capteur piézoélectrique au temps  $t_0$ . Dans ce cas, la différence en temps entre la détection et la réception effective du signal acoustique dépend de l'amplitude. Ce phénomène est illustré sur la figure 3.4 où l'écart en temps est de  $\Delta t$  pour deux amplitudes différentes. Il a été montré [50] que la correction de délai de walk peut être bien ajustée par une loi polynômiale d'ordre 3  $P_3(Th/A_{max})$  avec  $A_{max}$ , l'amplitude maximale du signal reçu et  $Th$ , le seuil de détection. Les gains sont réglés de manière à avoir  $A_{max} \sim 2^{Th}$  ce qui correspond à  $P_3 \sim 160 \mu s$ .

$$P_3\left(\frac{Th}{A_{max}}\right) = 127.0383 + 105.7215 * \left(\frac{Th}{A_{max}}\right) - 102.2537 * \left(\frac{Th}{A_{max}}\right)^2 + 61.4237 * \left(\frac{Th}{A_{max}}\right)^3 \mu s \quad (3.3)$$

**Phases d'horloge** Dans chaque module acoustique, la mesure temporelle en temps se fait au moyen d'un compteur incrémenté à partir du temps d'émission par le RxTx, déclenché par un signal généré par l'horloge maîtresse. Cependant, comme les fibres optiques n'ont pas la même longueur, ce signal de déclenchement n'atteint pas tous les modules acoustiques au même instant. Il est donc nécessaire de prendre en compte ce temps de propagation le long des fibres optiques. Les délais de propagation sont mesurés durant les runs de calibration (chapitre 2). Le délai absolu  $Dt_{ij}$  entre le temps d'émission

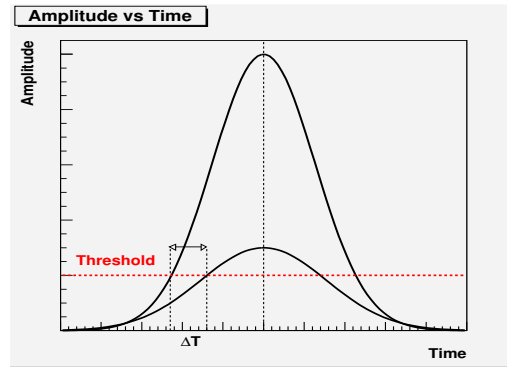


FIG. 3.4 – Illustration de l'effet de walk

par le module  $i$  et la détection par le module  $j$  est donné par :

$$Dt_{ij} = T_j + (t_j - t_i) \quad (3.4)$$

avec  $T_j$ , le temps du compteur local du module  $j$  à l'instant de réception et  $t_i$ , la phase d'horloge associée au module  $i$ .

Dans un cas général, le temps de propagation corrigé  $\Delta t_{ij}$  du signal acoustique émis par le module  $i$  et reçu par le module  $j$  est :

$$\Delta t_{ij} = T_j + (t_j - t_i) - P_3(Th/A_{max}) \quad (3.5)$$

**Cas particulier du transpondeur** Dans le cas où un transpondeur est impliqué dans un cycle, un délai additionnel  $\delta t_j$  correspondant au retard interne propre de réponse du transpondeur (Table 3.3) est à prendre en compte dans la correction du temps de propagation. Le temps de propagation corrigé  $\Delta t_{ijk}$  entre l'émission par le module  $i$  et la réception par le transpondeur  $j$  qui envoie à sa fréquence individuelle un signal acoustique qui sera reçu par l'hydrophone  $k$  est :

$$\Delta t_{ijk} = T_k + (t_k - t_i) - \delta t_j - P_3(Th/A_{max}) \quad (3.6)$$

Par conséquent, le temps de propagation entre le transpondeur  $j$  et le récepteur  $k$  est :

$$\Delta t_{jk} = \Delta t_{ijk} - \frac{\Delta t_{iji}}{2} \quad (3.7)$$

### 3.3.6 Méthode de triangulation

#### Définition du problème et méthode de résolution

L'objectif du positionnement est de localiser un ensemble de  $N$  hydrophones de positions  $(x_N, y_N, z_N)$  à différents instants alors que seules les distances qui les séparent sont connues :

$$(\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2 = (x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + (z_i - z_j)^2 = d_{ij}^2 \quad (3.8)$$



TAB. 3.3 – Caractéristiques des transpondeurs (TR) : fréquence de réponse après réception d'un signal à la fréquence  $F_0=56.889$  kHz et délais internes

Nom	Fréquence propre, $F_j$ (kHz)	Délai interne, $\delta t_j$ ( $\mu s$ )
TR1	44.522	129023
TR2	46.545	257007
TR3	53.895	384992
TR4	60.235	512975

avec  $i$  et  $j$ , deux hydrophones particuliers. Les distances  $d_{ij}$  étant mesurées avec une erreur non nulle, les positions calculées lors de la résolution du système composé de l'ensemble des équations 3.8 ne sont pas des solutions exactes. Ainsi, la résolution du système passe par la détermination de l'ensemble des positions qui reproduisent au mieux les mesures de distances par la méthode des moindres carrés. Deux étapes sont alors nécessaires au positionnement : tout d'abord, l'identification d'une solution minimale qui reproduit une partie des équations 3.8 puis, par un procédé itératif, en utilisant comme solution initiale celle qui a été préalablement définie, la détermination des positions définitives.

### Définition du référentiel acoustique

Etant données les positions d'au moins trois points fixes, les hydrophones émetteurs-récepteurs ou les transpondeurs, que l'on notera par la suite  $P_1$ ,  $P_2$  et  $P_3$ , un référentiel acoustique cartésien peut être défini. Les conventions ont été choisies de la manière suivante :

- L'origine  $O$  du repère est prise en  $P_1$
- Le repère est orthonormé direct et les vecteurs de base  $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$  sont tels que :  $\vec{i} = \lambda P_1 \vec{P}_2$ ,  $\lambda > 0$  et  $P_1 \vec{P}_2$  et  $P_1 \vec{P}_3$  ne sont pas colinéaires.
- $P_3$  est compris dans le plan  $(O, \vec{i}, \vec{j})$ .
- $\vec{k}$  est orienté positivement du fond vers la surface.

Dans ce référentiel, les équations 3.8 restent valides et des conditions s'ajoutent au système :

$$\begin{aligned} x_1 &= 0 & y_2 &= 0 \\ y_1 &= 0 & z_2 &= 0 \\ z_1 &= 0 & z_3 &= 0 \end{aligned}$$

### Positionnement minimal par triangulation

Le positionnement minimal dans le référentiel acoustique est réalisé en deux étapes :

1. les positions des points  $P_1$ ,  $P_2$  et  $P_3$  sont définies pour caractériser le référentiel acoustique

2. les positions des autres points sont déterminées à partir des coordonnées de  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$  et des distances à ces points

Dans le référentiel acoustique, les coordonnées des points  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$  sont respectivement :

$$\begin{cases} 0 \\ 0 \\ 0 \end{cases} \quad \begin{cases} d_{12} \\ 0 \\ 0 \end{cases} \quad \begin{cases} \frac{d_{13}^2 + d_{12}^2 - d_{23}^2}{2d_{12}} \\ \epsilon_3 \sqrt{d_{13}^2 - x_3^2} \\ 0 \end{cases}, \quad \epsilon_3 = \pm 1$$

avec  $\epsilon_3 = \text{signe}((P_1\vec{P}_2 \wedge P_1\vec{P}_3) \cdot \vec{k})$ . Il arrive parfois, en raison des erreurs sur les distances, que  $y_3$  n'admette pas de solution réelle. C'est le cas, par exemple, lorsque  $P_1$ ,  $P_2$  et  $P_3$  sont quasiment alignés. Il est alors préférable d'éviter cette configuration pour définir le référentiel acoustique.

Les coordonnées de tout autre module acoustique  $i$  dans ce référentiel sont :

$$\begin{cases} x_i = \frac{d_{1i}^2 + d_{12}^2 - d_{2i}^2}{2d_{12}} \\ y_i = \frac{d_{1i}^2 - d_{3i}^2 + x_3^2 + y_3^2 - 2x_3x_i}{2y_3} \\ z_i = \epsilon_i \sqrt{d_{1i}^2 - x_i^2 - y_i^2}, \quad \epsilon_i = \pm 1 \end{cases} \quad (3.9)$$

avec  $\epsilon_i = \epsilon_3 \text{signe}((P_1\vec{P}_2 \wedge P_1\vec{P}_3) \cdot P_1\vec{P}_i)$ . Ainsi, si le module acoustique  $i$  est récepteur (nécessairement au-dessus du fond),  $\epsilon_i > 0$ . Pour les modules fixes (RxTx et TR), un capteur de pression permet de différencier le signe de  $\epsilon_i$ .

De même que précédemment, il arrive parfois, en raison des erreurs sur les distances, que  $z_i$  n'admette pas de solution réelle. C'est le cas lorsque le module  $i$  est proche du plan  $(O, P_1P_2, P_1P_3)$ . Ceci n'affecte que cette coordonnée qui est alors fixée arbitrairement à 0.

Cette phase initiale n'implique pas toutes les distances disponibles. Celles qui n'ont pas été prises en compte seront utilisées par la suite pour contraindre les positions calculées lors de cette première phase.

### Optimisation des positions par les moindres carrés

Par l'étape précédente, on obtient une première estimation des positions. L'utilisation de toutes les distances disponibles pour chaque module acoustique permet de contraindre ces positions grâce à un algorithme itératif (développé dans la note [51]). Ce procédé est itéré jusqu'à la convergence vers une solution. La récurrence peut être considérée comme une matrice. Les positions à la  $n$ ième itération étant des combinaisons linéaires des positions obtenues à l'itération précédente, la procédure traite du problème comme une décomposition en valeurs singulières. Les positions définitives minimisent l'écart aux distances mesurées par la méthode des moindres carrés.

**Rappel mathématique : décomposition en valeurs singulières** Considérons une matrice  $A$  constituée de  $m$  lignes et de  $n$  colonnes (avec  $m \geq n$ ). Elle est décomposable sous forme du produit d'une matrice orthogonale carrée  $U$  de dimensions  $n \times n$ , d'une

matrice  $W$  diagonale de mêmes dimensions et d'une matrice  $V$  dont les colonnes forment un système orthonormé et de dimensions  $m \times n$  :

$$A = U \cdot W \cdot V^T \quad (3.10)$$

La matrice pseudo-inverse de  $A$ , notée  $\tilde{A}^{-1}$ , peut être définie comme :

$$\tilde{A}^{-1} = V \cdot \tilde{W}^{-1} \cdot U^T \quad (3.11)$$

Résoudre le système d'équations  $A \cdot X = B$  passe par la décomposition en valeurs singulières de la matrice  $A$ . Déterminer  $\tilde{X} = \tilde{A}^{-1} \cdot B$  entraîne une minimisation de la norme du vecteur  $A \cdot X - B$  et permet d'obtenir la solution qui présente le meilleur accord avec le système d'équations au sens des moindres carrés.

**Définition de la relation de récurrence** On notera par la suite  $\vec{r}_i^{(n)}$  le vecteur position du point  $P_i$ . Cette méthode itérative requiert tout d'abord une solution initiale. Celle qui apparaît la plus naturelle est celle qui a été déterminée précédemment comme minimale.

La méthode provient d'un développement au premier ordre de l'équation 3.8. A chaque équation aux distances d'indices  $(i,j)$ , on associe une équation aux distances de la  $n$ ème itération obtenue par linéarisation au voisinage des positions de la  $(n-1)$ ème itération de la manière suivante :

$$(\vec{r}_j^{(n)} - \vec{r}_i^{(n)}) \cdot (\vec{r}_j^{(n-1)} - \vec{r}_i^{(n-1)}) = \frac{1}{2}(d_{ij}^2 + (\vec{r}_j^{(n-1)} - \vec{r}_i^{(n-1)})^2) \quad (3.12)$$

Ainsi, les équations relatives aux distances définissent un ensemble de relations de récurrence entre les positions. La relation de récurrence se présente sous la forme :

$$A(X^{(n-1)}) \cdot X^{(n)} = B(X^{(n-1)}, D) \quad (3.13)$$

avec :

$$\mathbf{X}^{(n)} = \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \\ \vdots \\ x_N \\ y_N \\ z_N \end{pmatrix} \quad \mathbf{D} = \begin{pmatrix} d_{12} \\ \vdots \\ d_{1N} \\ d_{23} \\ \vdots \\ d_{2N} \\ \vdots \\ d_{N-1N} \end{pmatrix}$$

La matrice  $A$  comporte autant de lignes qu'il y a d'équations  $(\frac{N(N-1)}{2})$  et autant de colonnes qu'il y a d'inconnues  $(3N)$  et ses termes peuvent être définis ainsi :

$$A_{(ij)(qk)} = (\delta_{jk} - \delta_{ik})(q_j^{(n-1)} - q_i^{(n-1)}) \quad (3.14)$$

avec  $q \in \{x, y, z\}$ ,  $k \in [1; N]$  et  $\delta$  désignant le symbole de Kroenecker<sup>1</sup>. Les termes du vecteur  $B$  sont de la forme :

$$B_{(ij)}^{(n)} = \frac{1}{2}(d_{ij}^2 + (\tilde{r}_j^{(n-1)} - \tilde{r}_i^{(n-1)})^2) \quad (3.15)$$

Un coefficient de pondération des distances, sous forme d'un facteur multiplicatif, peut également être pris en compte suivant la fiabilité de la mesure relative à la distance considérée.

Une solution exacte  $X^{(n)}$  n'est pas atteignable en raison des erreurs non nulles sur les distances. Le vecteur  $\tilde{X}^{(n)}$  pseudo-solution de la  $n$ ième itération est alors déterminé par :

$$\tilde{X}^{(n)} = \tilde{A}^{-1}(X^{(n-1)}) \cdot B(X^{(n-1)}, D) \quad (3.16)$$

Cette pseudo-solution  $\tilde{X}^{(n)}$  minimise, à la  $n$ ième itération, la norme du vecteur résidu en distances (soit la différence de la valeur calculée à partir de la position finale à la distance mesurée) défini par :

$$R^{(n)} = A(\tilde{X}^{(n-1)}) \cdot \tilde{X}^{(n)} - B(\tilde{X}^{(n-1)}, D) \quad (3.17)$$

La convergence vers cette pseudo-solution est estimée en étudiant la norme de  $\tilde{X}^{(n)} - \tilde{X}^{(n-1)}$ .

## 3.4 Résultats sur les distances

L'analyse réalisée sur les données des deux premières lignes a mis à jour une pollution haute fréquence des signaux acoustiques. Différentes solutions techniques ont été implémentées et une méthode de filtrage a été développée de manière à améliorer les résultats.

### 3.4.1 Résultat préliminaire : les vitesses du son

Comme décrit précédemment, une connaissance précise de la vitesse du son dans l'eau et de ses variations est requise pour déterminer au mieux les distances. Une comparaison des différentes vitesses du son disponibles pendant l'année 2006 a été étudiée préalablement à l'analyse proprement dite des données acoustiques. Jusqu'à la récupération de la MILOM le 6 avril 2006, trois mesures indépendantes de vitesses du son étaient accessibles : les mesures directes des célérimètres de la ligne 1 et de la MILOM ainsi que la valeur calculée à partir des mesures de conductivité et de température de la sonde CT de la MILOM. Les célérimètres de la ligne 1 et de la MILOM sont situés à des altitudes différentes respectivement 1.425 m et 116.445 m. Les mesures de vitesse du son effectuées

---

1

$$\begin{cases} \delta(x) & = & 1 & \text{si } x=0 \\ \delta(x) & = & 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

de diverses manières sur une période de deux mois en 2006 sont présentées dans la figure 3.5. Toutes ces données ont été transposées à la profondeur du célérimètre de la ligne 1 en utilisant la relation 3.1.

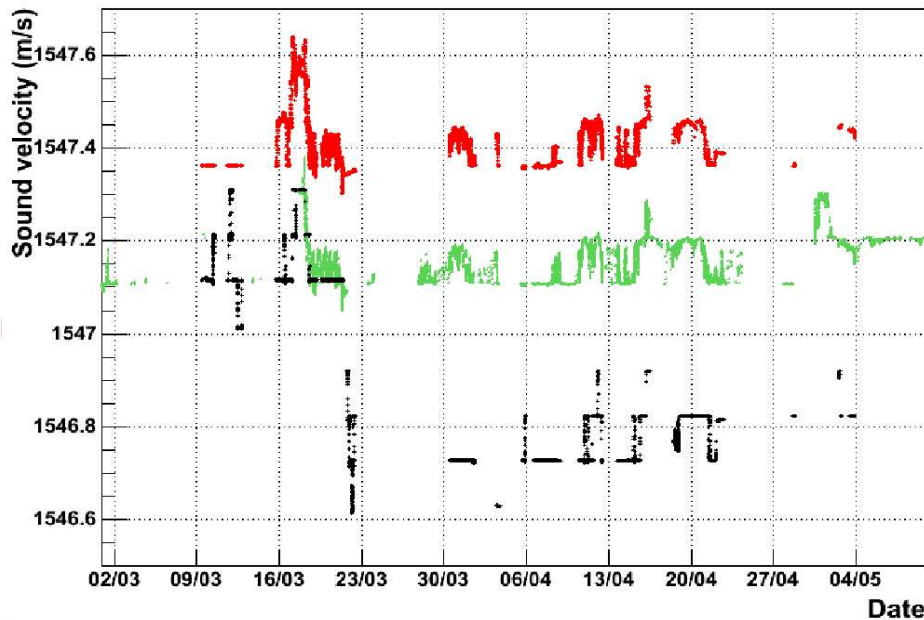


FIG. 3.5 – Comparaison des mesures de vitesse du son : mesures directes pour la ligne 1 (noir) et la MILOM (rouge) et valeurs calculées à partir des mesures de conductivité et de température de la sonde Seabird-CT de la MILOM (vert), à la profondeur du célérimètre de la ligne 1

Les mesures effectuées par le célérimètre de la ligne 1 sont en accord avec la valeur calculée à partir des mesures de température et de conductivité de la MILOM pendant une courte période suivant la connexion de la ligne 1. Puis, le 20 mars 2006, un changement de la valeur absolue de la mesure ligne 1 est brusquement apparu. Les amplitudes des variations sont les mêmes pour toutes les vitesses du son (calculées ou mesurées) et sont liées aux fluctuations de température apparaissant sur la figure 3.6 pour la même période en 2006. Une moins bonne précision des mesures du célérimètre de la ligne 1 est remarquable par une définition des fluctuations moins nette sur la figure 3.5. Par conséquent, en raison d'une meilleure sensibilité en comparaison du célérimètre de la ligne 1, les mesures directes du SV-MILOM transposées à la valeur absolue de l'appareil de la ligne 1 entre son déploiement et le 20 mars 2006 c'est-à-dire  $1547.12 \text{ m.s}^{-1}$  (à la profondeur du SV-L1) ont été choisies pour les conversions des temps de propagation en distances. En pratique, les distances sont calculées en utilisant la valeur de la vitesse du son fournie par le célérimètre de la MILOM à la profondeur du SV-L1 avec un offset négatif de  $0.245 \text{ m.s}^{-1}$ .

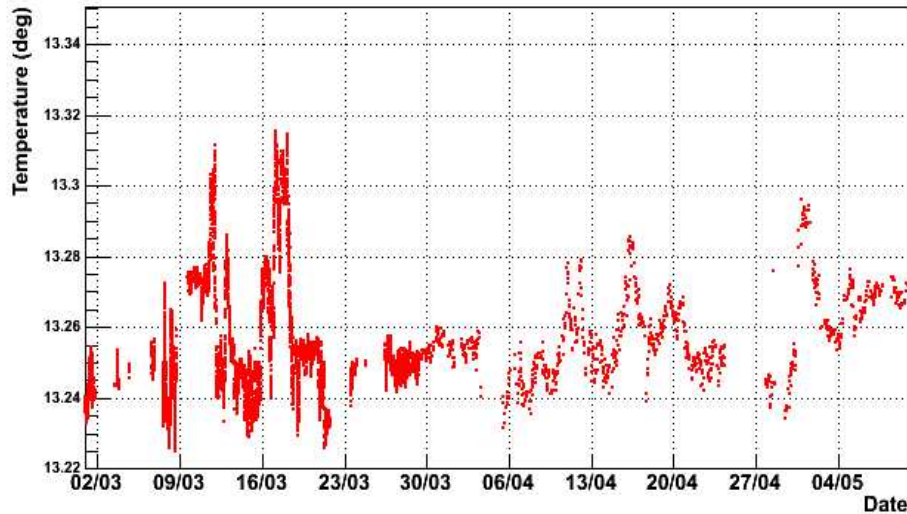


FIG. 3.6 – Température mesurée par la sonde CT de la MILOM (altitude : 116.445 m)

### 3.4.2 Premiers résultats de la ligne 1

Après l'application des corrections temporelles qui ont été décrites dans la partie précédente, les temps corrigés sont convertis en distances. La première étude réalisée sur les données ne correspond pas aux cycles acoustiques schématisés sur la figure 3.3. Elle a été effectuée à partir d'une configuration à 6 cycles faisant intervenir deux émetteurs (les modules RxTx de la ligne 1 et de la MILOM) et deux transpondeurs (TR2 et TR4). Les premiers résultats de la ligne 1 n'étaient pas aussi bons que ce qui était attendu et ont été à l'origine des améliorations électroniques introduites précédemment.

#### Etude des distances fixes

Les distances mesurées entre différents émetteurs ou entre émetteurs et transpondeurs devraient être constantes du fait de leur localisation fixe sur BSS ou supports pyramidaux. En réalité, ce n'est pas le cas. Sur les figures 3.7 et 3.8, représentant respectivement les distances entre les deux émetteurs (Ligne 1 et MILOM) et entre un émetteur, celui de la MILOM et un transpondeur, TR2, ces variations des distances fixes sont nettement identifiables. L'écart type à la moyenne de l'ajustement pour la figure 3.7 est de quelques millimètres : 2.8 mm, ce qui est faible en comparaison de la valeur moyenne de 80.935 m.

Les écarts à la moyenne, visibles sur la figure 3.7, peuvent s'expliquer par un effet de courant. En effet, la distance calculée à partir des cycles d'émission par la ligne 1 évolue de la même manière que la célérité du courant, mesurée par le courantomètre Doppler de la MILOM (ADCP) et représentée dans la figure 3.9, alors que la distance calculée à partir des cycles d'émission par la MILOM suit à l'inverse les fluctuations de vitesse de courant. Ce phénomène est lié à la direction du courant, en bleu sur la figure 3.9. Cet effet

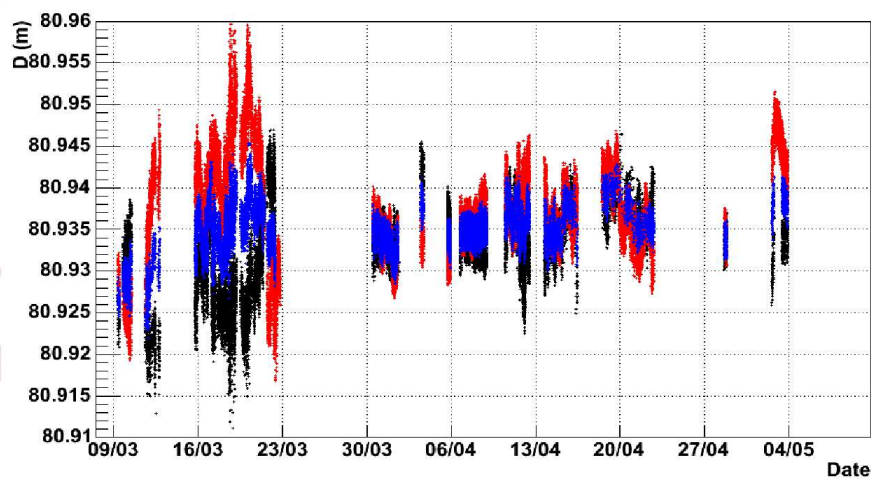


FIG. 3.7 – Distance entre les émetteurs MILOM et Line 1 calculée à partir des cycles d'émission MILOM (noir), à partir des cycles d'émission Ligne 1 (rouge) et à partir de la moyenne des deux (bleu)

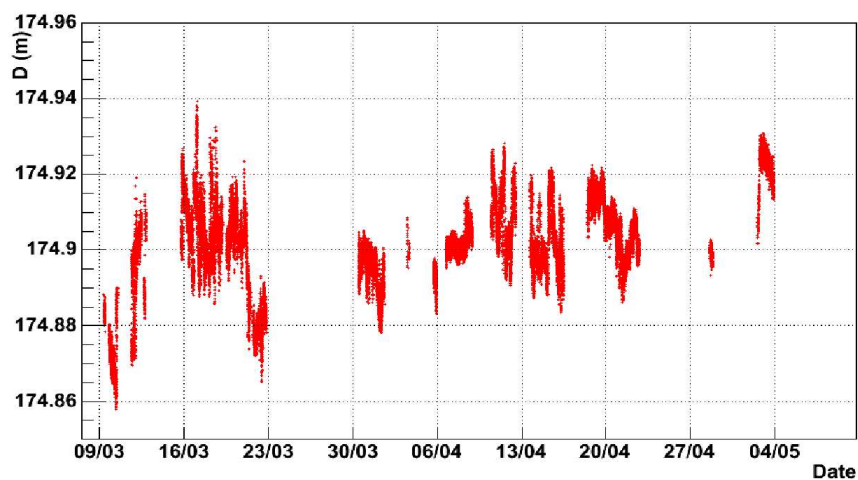


FIG. 3.8 – Distance entre l'émetteur MILOM et le transpondeur 2

est exacerbé le 19 mars 2006. A cette date, la direction du courant était de  $250^\circ$ , direction très proche de la direction de la MILOM à la ligne 1 (Figure 3.2) d'autant plus qu'une forte vitesse du courant existait ce jour-là, accentuant l'effet de courant et induisant ainsi une distance plus courte de la MILOM à la ligne 1 pour l'émission par la MILOM dans la direction du courant (temps de propagation plus court) et une distance plus longue pour l'émission par la ligne 1, à contre-courant.

Les analyses dans d'autres configurations des cycles acoustiques, qui seront présentées après, montreront un changement notable des distances fixes d'une configuration à l'autre.

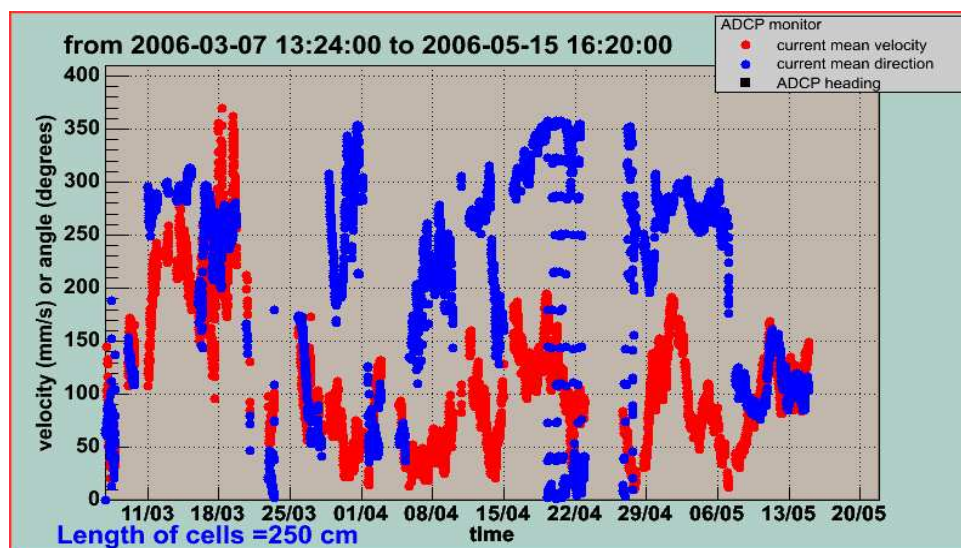


FIG. 3.9 – Direction (bleu) et célérité (rouge) du courant marin durant 2 mois en 2006

Ce phénomène est réduit d'autant que la redondance des données est grande et sera donc optimal lorsque le détecteur sera complet.

### Distances des récepteurs aux points fixes (RxTx ou TR)

Le problème de pollution haute fréquence a été identifié à l'étape d'analyse des distances variables c'est-à-dire les distances entre les points fixes (émetteur ou transpondeur) et les récepteurs. Il s'est avéré que la plupart des hydrophones de la ligne 1 avaient perdu de leur sensibilité lors du déploiement de la ligne 1 : en effet, les distances n'étaient pas aussi précises que ce qui était attendu à partir des mesures de tests. Cette perte de sensibilité résultait d'une pollution importante du signal acoustique par la présence d'un bruit haute fréquence. Le gain analogique a ensuite été fixé à sa valeur maximale pour chaque récepteur de façon à améliorer la réception des signaux acoustiques tout en provoquant en contrepartie un déclenchement sur du bruit. La perte de sensibilité a également occasionné un manque de statistiques, en particulier sur les longues distances en raison de l'atténuation du signal acoustique. Un manque de statistiques endigue la triangulation des positions car, dans ce cas, pour chaque cycle lent, seules deux ou trois distances sont disponibles. Ces caractéristiques sont illustrées par les figures 3.10, 3.11 et 3.12, qui dépeignent respectivement les distances de tous les hydrophones de la ligne 1 au RxTx de la MILOM, à l'émetteur de la ligne 1 (distances verticales) et au transpondeur 2. Un offset artificiel a été appliqué aux distances de manière à visualiser, sur la même figure, avec suffisamment d'amplitude, les distances de chaque récepteur au point fixe considéré.



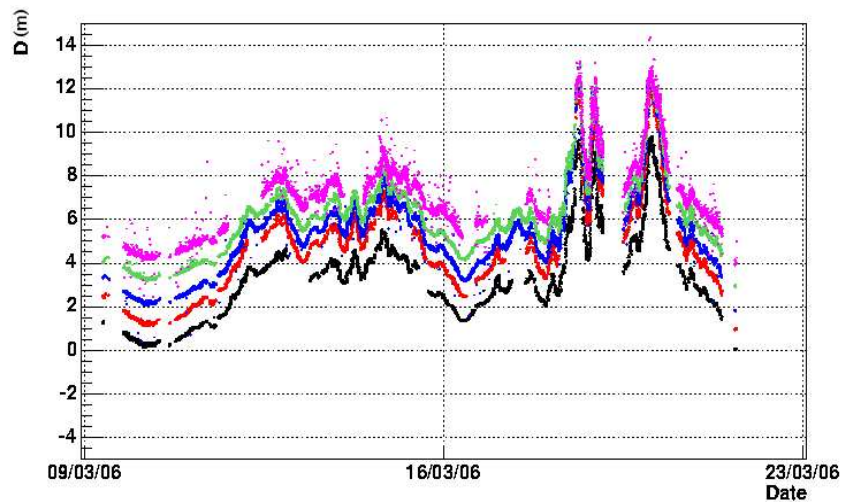


FIG. 3.10 – Distances des récepteurs de la ligne 1 à l'émetteur de la MILOM. Un offset artificiel a été appliqué aux distances de manière à visualiser, sur la même figure, avec suffisamment d'amplitude, les distances de chaque récepteur au point fixe considéré (du noir pour l'hydrophone le plus bas au rose pour l'hydrophone en haut de ligne).

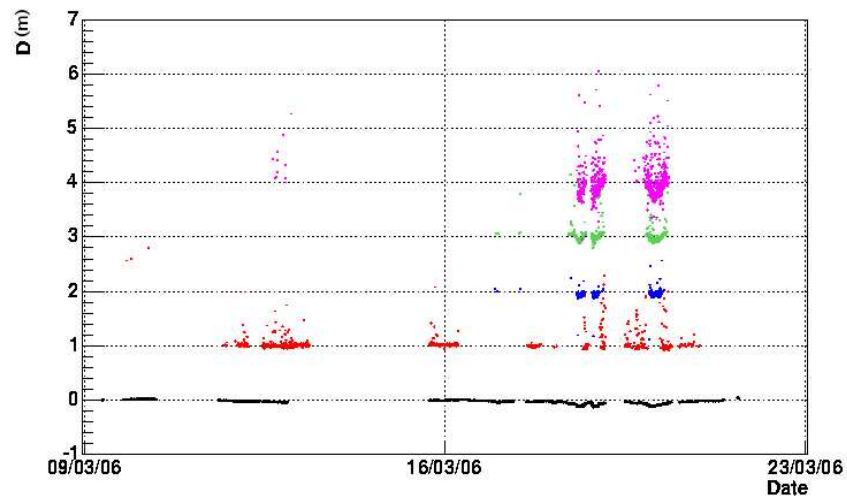


FIG. 3.11 – Distances des récepteurs de la ligne 1 à l'émetteur de la ligne 1 (verticales). Un offset artificiel a été appliqué aux distances de manière à visualiser, sur la même figure, avec suffisamment d'amplitude, les distances de chaque récepteur au point fixe considéré (du noir pour l'hydrophone le plus bas au rose pour l'hydrophone en haut de ligne).

Le problème de bruit est clairement identifiable pour les étages supérieurs, en vert et rose sur les figures 3.10, 3.11 et 3.12. On peut également distinguer l'absence des distances verticales sur la figure 3.11 et notamment pour les périodes de courant faible. La perte de

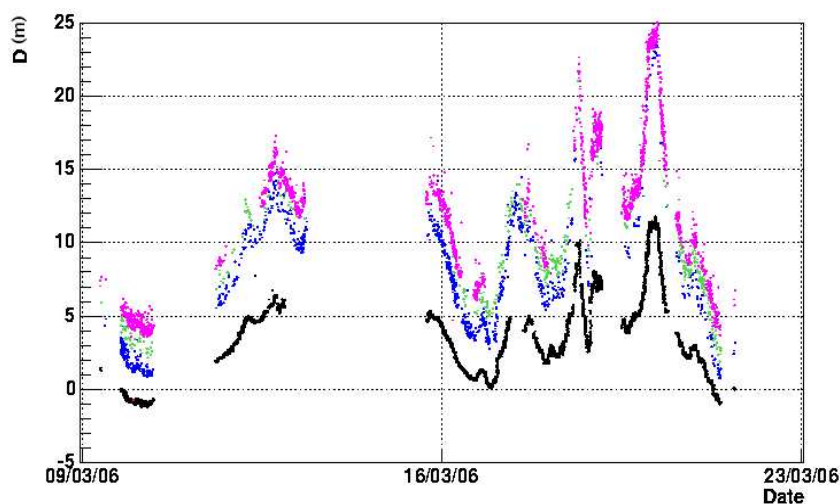


FIG. 3.12 – Distances des récepteurs de la ligne 1 au transpondeur 2. Un offset artificiel a été appliqué aux distances de manière à visualiser, sur la même figure, avec suffisamment d’amplitude, les distances de chaque récepteur au point fixe considéré (du noir pour l’hydrophone le plus bas au rose pour l’hydrophone en haut de ligne).

sensibilité est, dans ce cas, accompagnée du fait que le signal est masqué par les modules optiques répartis le long de la ligne et donc du trajet acoustique. Dans des situations de forts courants (par exemple, le 19 mars 2006), la ligne est inclinée et le masquage n’intervient plus de façon si flagrante.

### Modifications techniques

Un problème similaire a été mis en exergue pour les hydrophones de la ligne 2. Des ajustements furent appliqués lorsque l’origine du bruit a été caractérisée.

**Réglages des gains** Les tests électroniques, réalisés en collaboration avec l’entreprise OSEAN, ont souligné le fait que la qualité des données aussi bien que la statistique étaient améliorées par un réglage du gain plus fin c’est-à-dire par un ajustement du gain analogique de chaque récepteur à une valeur plus basse que sa valeur maximale. Cette valeur a été spécifiée pour chaque module. L’exemple de distance entre le récepteur supérieur de la ligne 1 (Secteur 5 : Rx15) et le transpondeur 2 illustre bien, sur la figure 3.13, l’amélioration de la qualité des données ainsi que l’augmentation de la statistique qui ont suivi le réglage du gain opéré le 29 novembre 2006.

**Condensateur additionnel sur les modules des lignes suivantes** L’origine de cette pollution haute fréquence fut imputée à l’électronique de puissance. Un condensateur supplémentaire a été ajouté dans les LCM acoustiques des lignes 3 et plus pour s’affranchir de ce problème.

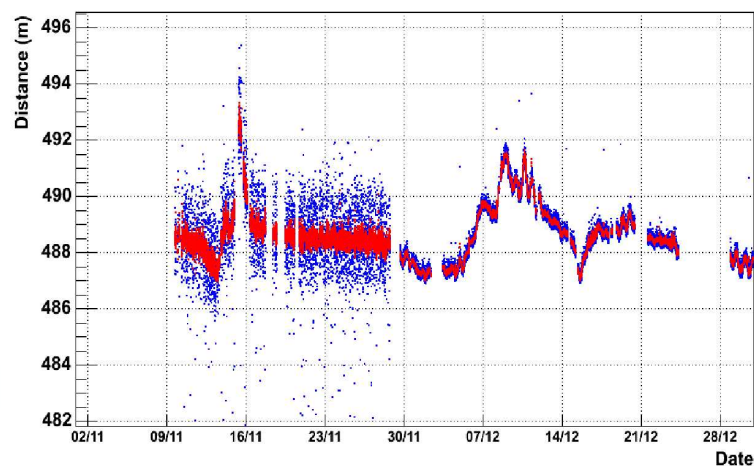


FIG. 3.13 – Distance du récepteur supérieur de la ligne 1 (Rx15) au transpondeur 2. Les données brutes sont montrées en bleu alors que la moyenne glissante est représentée en rouge.

Les essais d'amélioration des données acoustiques ont également mené au développement d'une méthode de filtrage numérique.

### 3.4.3 Méthode de filtrage

La méthode de filtrage a tout d'abord été développée pour les données de la ligne 1 puis adaptée pour les données à cinq lignes. Cette première section traite donc de la description de la méthode puis les résultats obtenus après l'application de cette méthode aux premières données à cinq lignes seront présentés dans la partie suivante.

Comme cela a été spécifié, un cycle lent, associé à une datation, est constitué de cycles acoustiques rapides successifs impliquant émetteurs et transpondeurs. Les résultats atteints par l'application de cette méthode seront illustrés pour l'hydrophone du secteur 5 (hydrophone supérieur) de la ligne 1. Le processus repose sur le calcul d'une moyenne glissante et sur le filtrage respectivement à cette moyenne. Son intérêt réside dans le fait que la méthode est applicable autant de fois qu'il est requis de manière itérative pour obtenir des échantillons de données épurés.

#### Calcul de la moyenne glissante

Pour chaque mesure temporelle associée à un cycle lent et pour chaque cycle rapide, une moyenne glissante est calculée à partir de  $n$  mesures consécutives. La moyenne glissante est centrée sur la mesure temporelle  $i$  considérée comme la figure 3.14 l'illustre. Les moyennes sont calculées sur 10 minutes ( $n=10$ ). Tracer les distributions des différences entre valeur courante et moyenne glissante associée au même temps soit les distributions de  $\langle T \rangle_i - T_i$  permet de déterminer des coupures autour de cette moyenne.

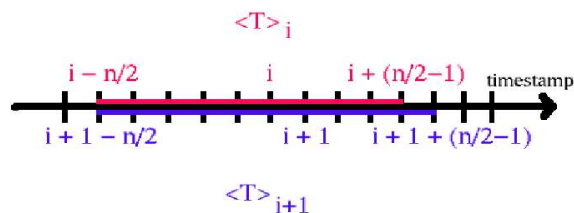


FIG. 3.14 – Illustration du calcul de la moyenne glissante (ici,  $n=10$ )

### Filtrage par rapport à la moyenne glissante

Une fenêtre de sélection en temps est définie à partir de la distribution de la différence entre la valeur courante et la moyenne glissante associée au même temps ( $\langle T \rangle_i - T_i$ ). Les coupures sont optimisées pour chaque cycle rapide et chaque hydrophone et sont donc associées à un trajet acoustique particulier. Les données qui passent ces coupures sont sélectionnées.

La figure 3.15 indique les coupures associées aux distributions respectives des différences entre valeurs courantes et moyennes glissantes pour une configuration des cycles acoustiques faisant intervenir trois émetteurs (MILOM, Ligne 1, Ligne 2) et un transpondeur (TR2) pour l'hydrophone supérieur de la ligne 1. La colonne de gauche correspond aux cycles directs (émission par les RxTx MILOM, Ligne 1 et Ligne 2) alors que la colonne de droite se rapporte aux cycles indirects soit aux temps de propagation entre le transpondeur 2 et le module supérieur de la ligne 1. Les temps de propagation dans la direction verticale sont absents (cycles 3 vides) en raison d'une perte de sensibilité associée au masquage des signaux acoustiques par les modules optiques. Un point à souligner est l'asymétrie caractéristique des distributions, exacerbée dans le cas des cycles indirects. Nous verrons par la suite que le filtrage basé sur la moyenne glissante permet de recentrer ces distributions. La figure 3.16 permet également de mettre en évidence le bruit par comparaison des données brutes avec leurs moyennes glissantes associées.

### Calcul des distances

Les deux étapes précédentes peuvent être itérées autant de fois qu'il est requis. Lorsqu'un échantillon de données est satisfaisant, les moyennes glissantes  $\langle T \rangle_i$ , calculées sur l'échantillon restant après filtrage, sont converties en distances en prenant en compte la vitesse du son comme elle a été déterminée dans la phase préliminaire. Puis, ces distances sont écrites dans un fichier ASCII de données filtrées. Le tracé de ces distances (figure 3.17) permet de vérifier si des données aberrantes subsistent après filtrage.

Aucune distance verticale ne satisfait aux conditions de filtrage, laissant l'histogramme vide. La figure 3.17 met en évidence un net rejet du bruit et justifie l'application d'un filtrage par moyenne glissante.

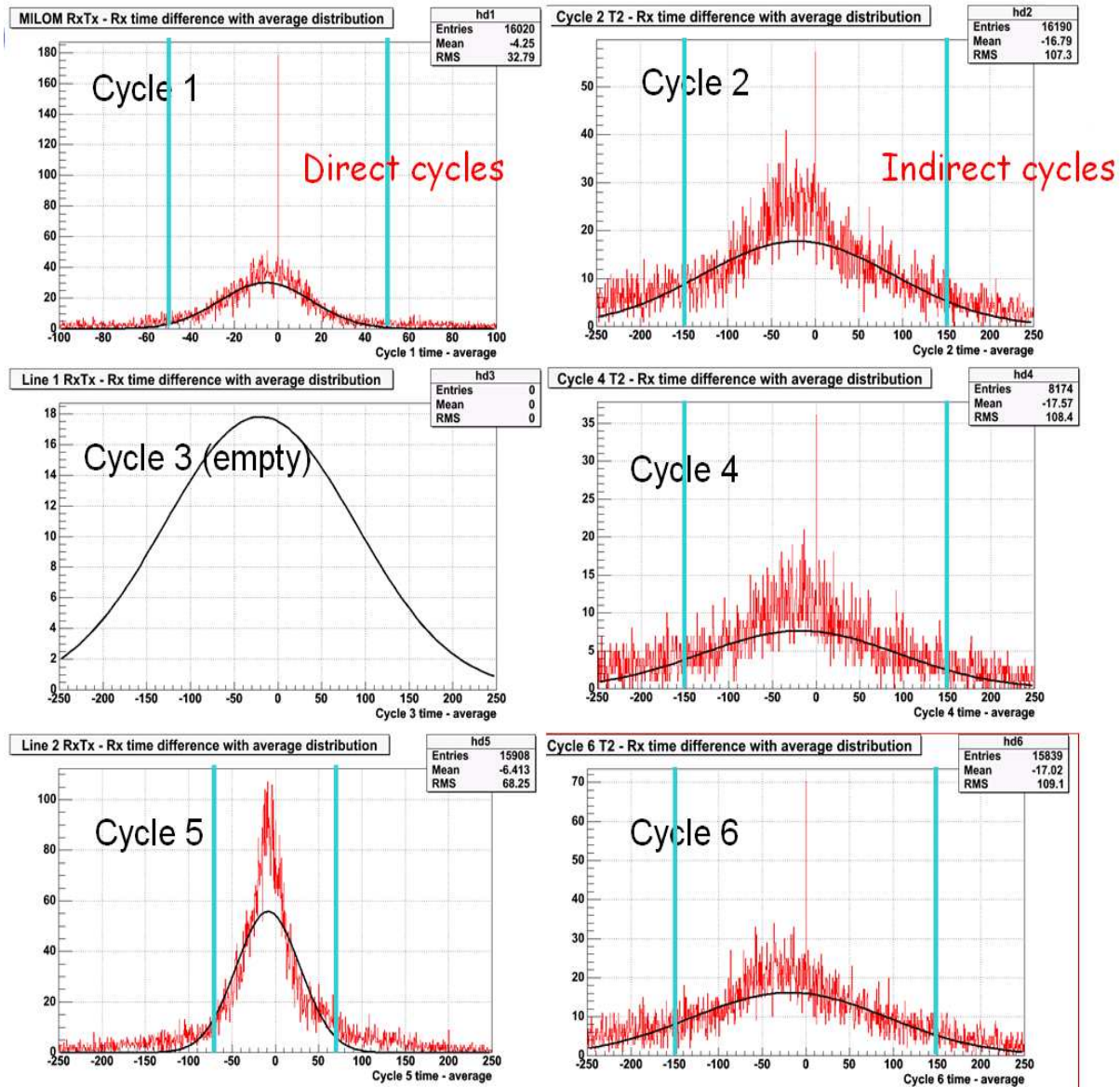


FIG. 3.15 – Distributions des différences entre la valeur courante et la moyenne glissante associée au même temps ( $\langle T \rangle_i - T_i$ ) pour une configuration acoustique impliquant trois émetteurs (MILOM, Ligne 1 et Ligne 2) et un transpondeur (TR2). La fenêtre de sélection est définie en bleu. Les différences temporelles sont indiquées en  $\mu s$ . La colonne de gauche correspond aux cycles directs (émission par les RxTx MILOM, Ligne 1 et Ligne 2) alors que la colonne de droite se rapporte aux cycles indirects soit aux temps de propagation entre le transpondeur 2 et le module supérieur de la ligne 1.

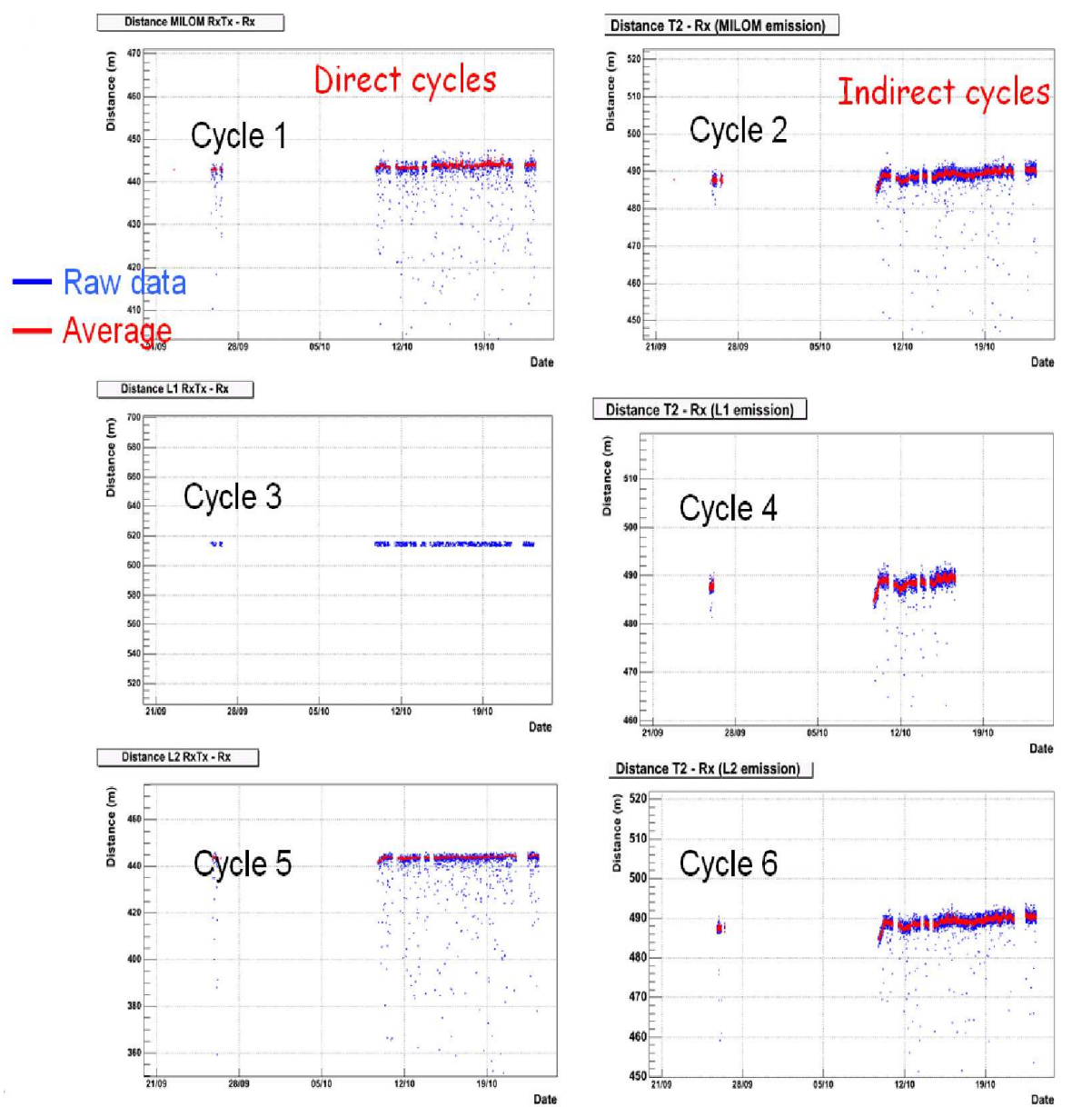


FIG. 3.16 – Comparaison des données brutes (bleu) et des moyennes glissantes correspondantes (rouge) converties en distances pour tous les cycles rapides. La colonne de gauche correspond aux cycles directs (émission par les RxTx MILOM, Ligne 1 et Ligne 2) alors que la colonne de droite se rapporte aux cycles indirects soit à la distance entre le transpondeur 2 et le module supérieur de la ligne 1.

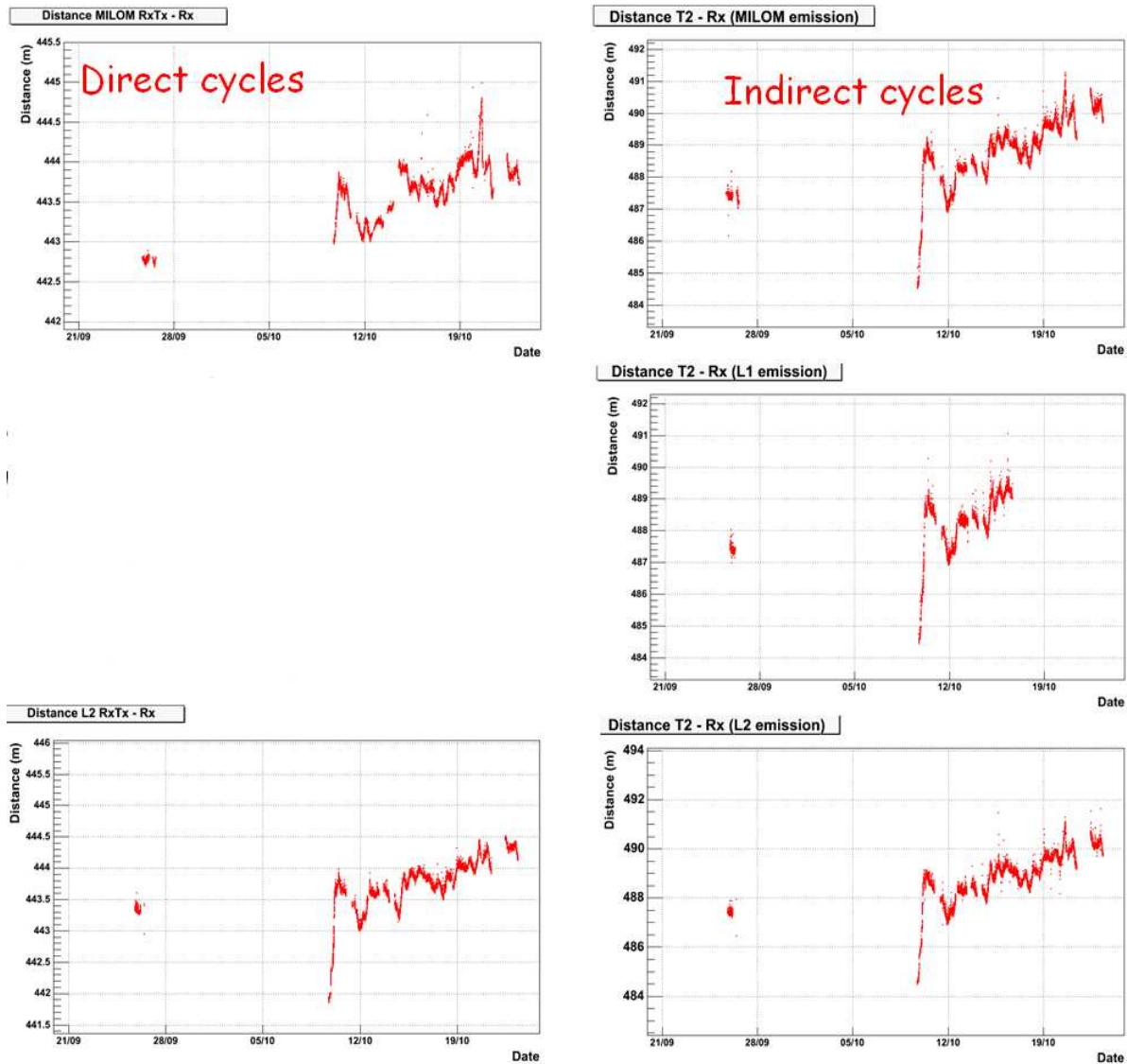


FIG. 3.17 – Distances calculées à partir des moyennes glissantes, reprocessées sur l'échantillon de données filtrées. La colonne de gauche correspond aux cycles directs (émission par les RxTx MILOM, Ligne 1 et Ligne 2) alors que la colonne de droite se rapporte aux cycles indirects soit à la distance entre le transpondeur 2 et le module supérieur de la ligne 1.

## Résolutions

La résolution associée à chaque distance dérive de l'écart-type de l'ajustement gaussien appliqué à la distribution des différences entre les données filtrées et les moyennes glissantes correspondantes. Ces écarts-types sont ensuite transformés en distances pour procurer des estimations de résolution. La figure 3.18 illustre le moyen d'estimation des résolutions à partir des distributions finales des différences entre valeurs filtrées et leurs moyennes glissantes associées (calculées sur l'échantillon filtré final) pour chaque cycle rapide : cette courbe caractérise un cycle direct impliquant l'émetteur de la MILOM et l'hydrophone supérieur de la ligne 1. Cette distribution, qui était initialement asymétrique (Figure 3.15) est finalement bien centrée sur l'origine.

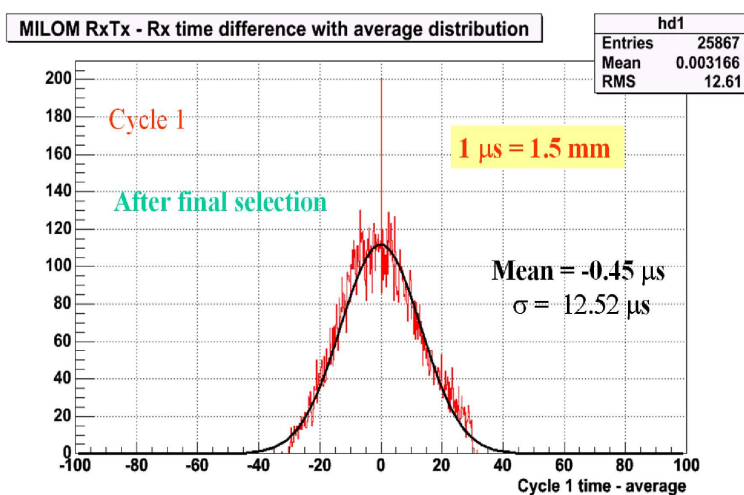


FIG. 3.18 – Distribution finale des différences entre valeurs filtrées et leurs moyennes glissantes associées, pour le cycle rapide impliquant l'émetteur de la MILOM. L'écart-type de l'ajustement gaussien correspondant permet d'obtenir une estimation de la résolution sur cette distance.

La première analyse sur les données de la ligne 1 fournit des résolutions pour le cycle direct impliquant l'émetteur de la MILOM, qui figurent dans la table 3.4. Ces estimations sont très préliminaires et seront améliorées dans les parties suivantes.

Ce paragraphe a permis d'illustrer et de justifier l'application d'une méthode de filtrage basée sur des moyennes glissantes par le fait que la qualité des données en est considérablement accrue (lissage des distances). Nous verrons par la suite que cette méthode présente également une utilité sur les données des lignes suivant la ligne 2 dans le but d'écartier les mesures aberrantes.



TAB. 3.4 – Résolutions sur les distances entre les hydrophones de la ligne 1 et l'émetteur de la MILOM (définies comme les écarts-types des ajustements des distributions de différences données filtrées-moyennes glissantes associées au même temps). La conversion des temps de propagation en distances est faite à partir de l'équivalence moyenne à ces profondeurs :  $1mm = 1.5\mu s$ .

	Rx11	Rx12	Rx13	Rx14	Rx15
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	5	16.3	12.4	6	33.4
$\sigma_{final}$ ( $\mu s$ )	4	15.6	10.0	5.6	12.5
$\sigma_{final}$ (cm)	0.6	2.3	1.5	0.8	1.9

### 3.4.4 Premiers résultats à cinq lignes

Les premiers résultats à cinq lignes se rapportent à la période qui s'étend de la connexion des lignes 3, 4 et 5, opérée le 29 janvier 2007, à la récupération de la MILOM, effectuée le 6 avril 2007. Le transpondeur 2 n'a plus fonctionné à partir du début du mois de mars 2007. Cette configuration, visualisable sur la figure 3.2, autorise une bonne complémentarité dans le plan horizontal et écarte les problèmes de dégénérescence des positions. De plus, une meilleure précision des positions est accessible grâce à un plus grand nombre de distances, jamais atteint jusqu'alors.

#### Vitesse du son

Les vitesses du son, utilisées pour transformer le plus rigoureusement possible les temps de propagation en distances, sont définies comme à la section 3.4.1.

Les fluctuations des deux mesures directes de vitesses du son (MILOM et Ligne 1) apparaissent sur la figure 3.19.

L'offset négatif, défini pour la période à une ligne (section 3.4.1), a déjà été appliqué à la courbe rouge de la figure 3.19. Cependant, un décalage subsiste. En effet, durant la période considérée dans la section 3.4.1, les mesures de vitesses du son par le célérimètre de la ligne 1 présentaient une valeur moyenne de  $1547.12 m.s^{-1}$  lorsque l'offset avait été spécifié. La valeur moyenne reproduite ici est plutôt de  $1547.02 m.s^{-1}$ , témoignant d'une décroissance de la valeur absolue de vitesse du son mesurée par le SV-L1 entre mars 2006 et février 2007 alors que sa profondeur n'a pas changé. Ce changement par paliers pourrait provenir d'un dépôt de sédiments sur la lentille du célérimètre orienté vers le haut. Quoi qu'il en soit, ce décalage additionnel reste peu important car inférieur à 1 pour dix mille, ce qui correspond à une erreur de 3 cm sur une distance de 500 m.

Les amplitudes des variations de mesure au cours du temps restent compatibles entre elles.

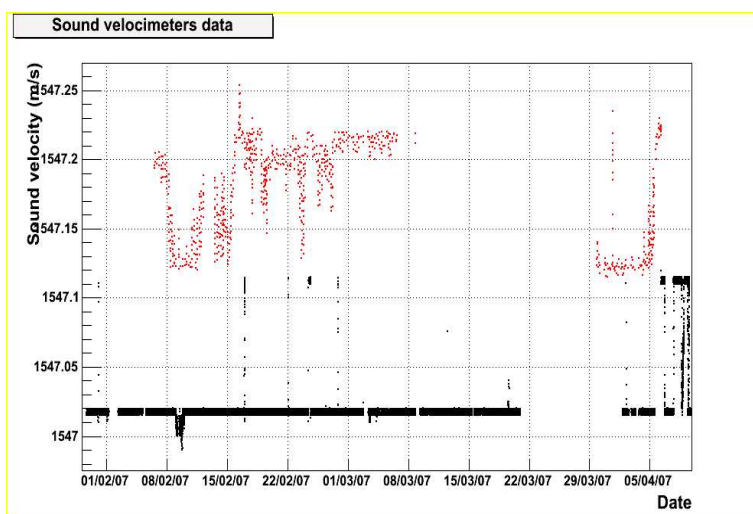


FIG. 3.19 – Vitesse du son mesurée par le célérimètre de la ligne 1 (en noir) et par celui de la MILOM après application de l’offset négatif de  $0.245 \text{ m.s}^{-1}$  (en rouge) pendant une période de deux mois en 2007

### Distances fixes

La table 3.5 reprend les distances fixes obtenues par ajustements gaussiens. Chaque distance est examinée deux fois excepté si un des points fixes est un transpondeur (celle-ci

TAB. 3.5 – Valeurs moyennes des distances fixes en m (écarts-types en cm) obtenues à partir d’ajustements gaussiens. La ligne indique le nom de l’émetteur alors que la colonne fournit celui du récepteur.

Emetteur	RxTx 1	RxTx 2	RxTx 3	RxTx 4	RxTx 5	RxTx 13	TR 2
RxTx 1	-	82.123	59.216	95.237	65.085	80.94	224.928
$\sigma_1$	-	0.42	0.22	0.38	0.29	0.3	0.4
RxTx 2	82.121	-	89.501	57.286	137.536	73.455	-
$\sigma_2$	0.35	-	0.32	0.24	0.52	0.25	-
RxTx 3	59.214	89.503	-	62.625	63.454	127.504	229.622
$\sigma_3$	0.20	0.43	-	0.32	0.27	0.37	0.53
RxTx 4	95.237	57.29	62.624	-	125.277	125.342	174.667
$\sigma_4$	0.36	0.24	0.28	-	0.48	0.35	0.32
RxTx 5	65.085	137.535	63.455	125.278	-	145.353	282.378
$\sigma_5$	0.3	0.66	0.30	0.57	-	0.5	0.69
RxTx 13	80.94	73.451	127.504	125.342	145.358	-	174.887
$\sigma_{13}$	0.25	0.20	0.32	0.28	0.41	-	0.27

ne pouvant alors qu'être indirecte). La figure 3.20 illustre le type de distribution utilisée pour déterminer les distances fixes, ici, la distribution sur cette période de deux mois de la distance entre le transpondeur 2 et l'émetteur de la ligne 5, qui est la plus grande distance fixe disponible dans cette configuration. Tous les ajustements apparaissent aussi lisses que celui de la figure 3.20 excepté celui qui concerne la distance entre les émetteurs MILOM et Ligne 5, qui est présentée sur la figure 3.21. Toutes les autres distances sont en bon accord entre elles : les différences de valeurs moyennes entre une distance et sa complémentaire n'excède pas 5 mm. Aucun filtrage ni moyennage n'a été appliqué sur les données brutes de distances fixes. Au vu de la forme de courbe tracée en figure 3.20 mais aussi des faibles écarts-types reportés dans la table 3.5, aucun filtrage ni moyennage n'apparaît nécessaire. La requête de précision sur les distances de l'ordre du centimètre est nettement validée.

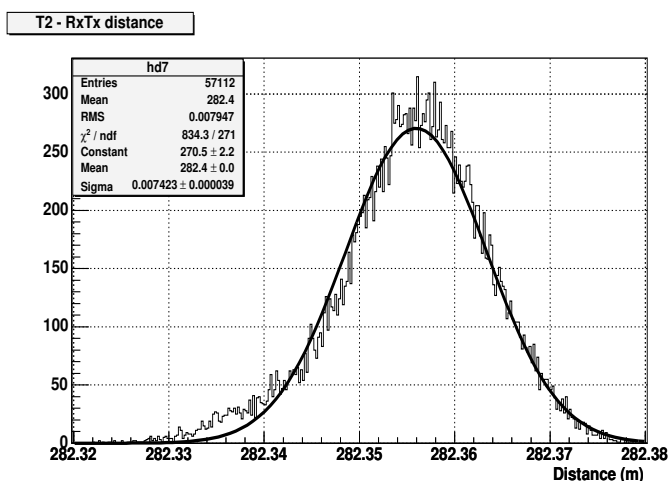


FIG. 3.20 – Distribution de la distance entre l'émetteur de la ligne 5 et le transpondeur 2 entre fin janvier et début avril 2007

La structure double de la courbe exposée en figure 3.21 est probablement due à des interférences. Des vérifications ont été effectuées de manière à déterminer si ce comportement est lié à la période ou s'il est durable. Le changement majeur qui est apparu durant cette période de deux mois et qui pourrait induire un tel effet est la perte de communication avec le transpondeur 2. Des pics simples sont en effet manifestes si l'on sépare cette période en deux sous-parties : avec ou sans transpondeur 2. La valeur moyenne de l'ajustement gaussien de la distribution correspondante à la période avec transpondeur 2 est compatible avec la valeur moyenne obtenue pour la distance complémentaire (voir Figure 3.22 et Table 3.5).

Il est intéressant de superposer les distances complémentaires pour mettre en lumière un effet de vitesse du son. La figure 3.23 montre la superposition des distances entre les émetteurs de la ligne 2 et de la ligne 5 obtenues à partir des cycles d'émission par la ligne 2 et des cycles d'émission par la ligne 5. En comparant avec les caractéristiques de

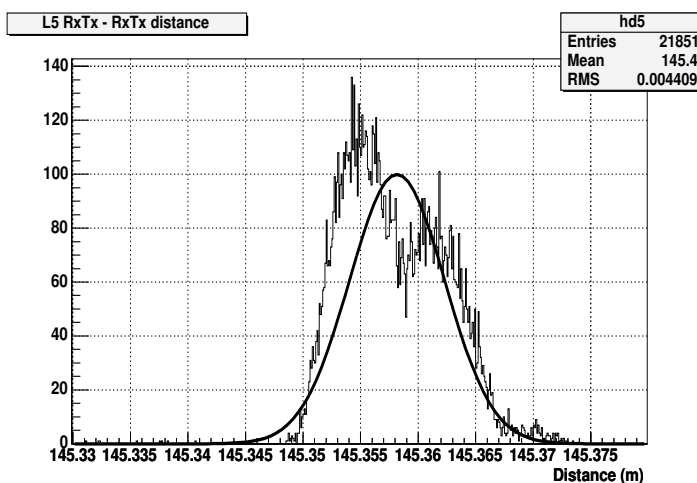


FIG. 3.21 – Distribution de la distance entre l'émetteur de la ligne 5 et l'émetteur de la MILOM entre fin janvier et début avril 2007

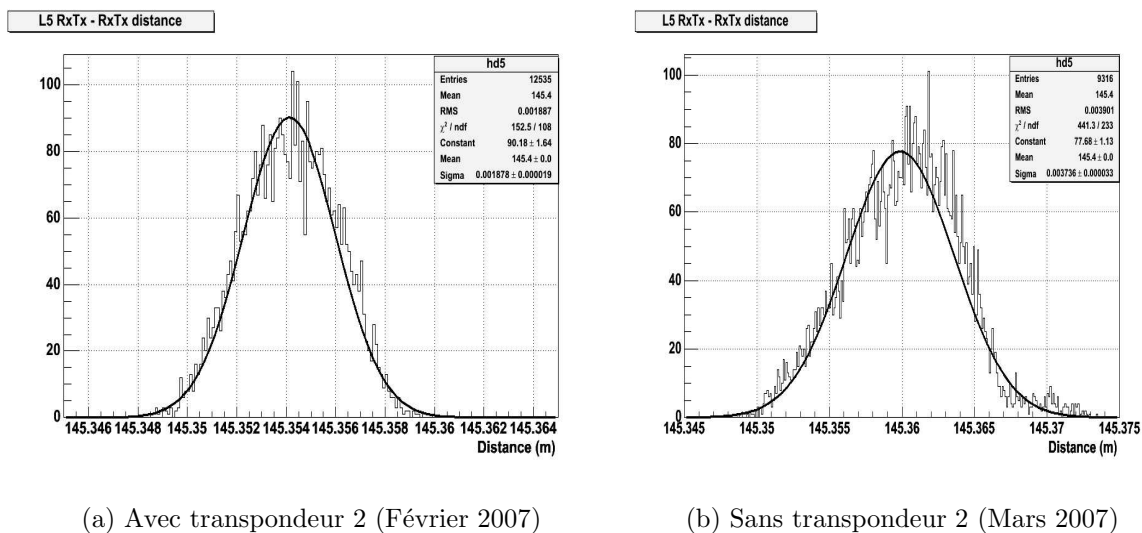


FIG. 3.22 – Distribution de la distance entre les émetteurs de la ligne 5 et MILOM

courant, direction et vitesse (figure 3.24), un effet de courant similaire à celui observé lors de l'analyse des données à deux lignes peut être mis en exergue. Un courant très faible n'induit pas de différence d'amplitude entre deux distances complémentaires : par exemple, le 28 février 2007, du courant quasi nul résultait une superposition parfaite des distances séparant l'émetteur de la ligne 2 à celui de la ligne 5 quelque soit l'émetteur. Au contraire, un courant relativement élevé de  $19 \text{ cm.s}^{-1}$  ( $18 \text{ cm.s}^{-1}$ ) conduit à une déviation de moyenne 1.95 cm (1.85 cm) sur cette distance moyenne de 137.53 m.

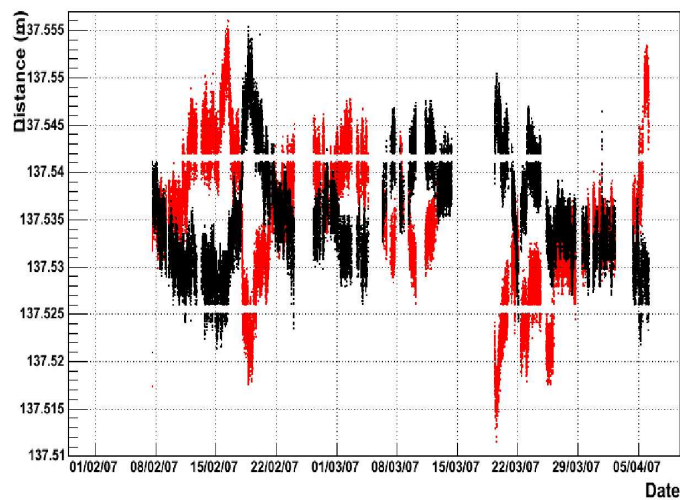


FIG. 3.23 – Distance entre les émetteurs de la ligne 2 et de la ligne 5 pour cette période de deux mois (cycles d'émission Ligne 5 en noir et cycles d'émission Ligne 2 en rouge)

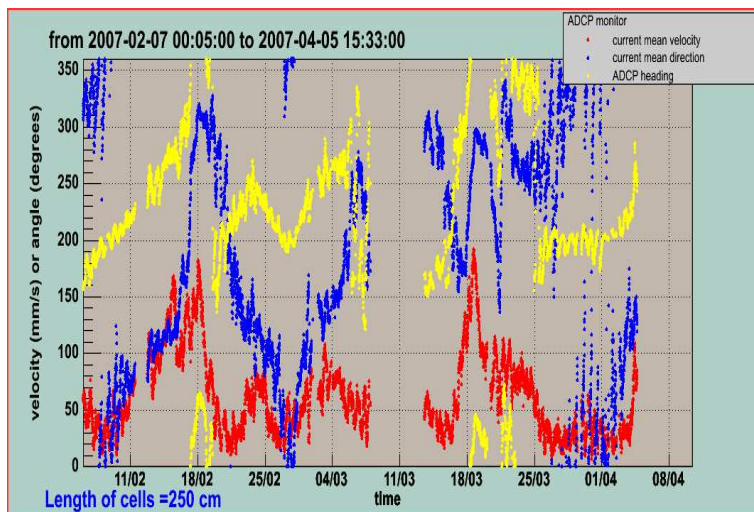


FIG. 3.24 – Vitesse (rouge) et direction (bleu) du courant mesurées par le courantomètre Doppler (ADCP)

### Distances des récepteurs aux points fixes (RxTx ou TR)

Même si un réglage du gain a déjà été appliqué en vue d'améliorer la qualité des données, l'application de la méthode de filtrage sur moyenne glissante reste nécessaire pour cette période. Plusieurs filtrages sont indubitablement requis pour les données issues des hydrophones des lignes 1 et 2. Le filtrage des données des lignes suivantes est également utile pour écarter les valeurs aberrantes. Rappelons succinctement le principe de la méthode

de sélection : les filtrages sur les temps de propagation sont effectués par rapport aux moyennes glissantes de façon à obtenir des distributions des différences entre données et moyennes glissantes centrées en 0 et avec un écart-type suffisamment faible. Une fois ces conditions validées, les calculs de distances sont réalisés à partir des moyennes glissantes de l'échantillon filtré en utilisant les variations de vitesse du son dans le temps.

**Application de la méthode de filtrage** Le moyennage des données a été exécuté, comme illustré sur la figure 3.14 pour tous les hydrophones sur 10 cycles lents soit 10 minutes. Les détails des fenêtres de sélection successives sont regroupés dans les tableaux de l'annexe E. Ces fenêtres ont été déterminées de manière à ne pas être trop contraignantes pour ne pas écarter de bonnes données corrélées à de forts courants qui entraînent des fluctuations rapides et d'amplitude plus importante que pour des courants faibles. L'avantage d'une approche itérative par rapport à la moyenne glissante (reprocessée après chaque filtrage) est d'écarter les valeurs aberrantes sans éliminer de mesures correctes.

Pour illustrer au mieux cette méthode, l'exemple de l'hydrophone du secteur 5 de la ligne 4 (Rx 45) est développé tout au long du processus. Cet hydrophone a été choisi comme exemple car il est situé en haut d'une ligne centrale dans la configuration considérée à six lignes (MILOM plus cinq lignes standards) plus un transpondeur. J'ai choisi de montrer le comportement des distances les plus caractéristiques dans le temps : la distance verticale et la distance au transpondeur 2 (situé au nord-est de la ligne 4) présentent un fort intérêt en raison de leur unicité. Deux autres distances complémentaires pour la triangulation de la ligne 4 (au nord-ouest) seront également exposées : les distances aux émetteurs des lignes 1 et 5.

Les premières distributions de différences entre les données brutes et leurs moyennes glissantes associées sont présentées sur la figure 3.25. Les ajustements gaussiens mettent en lumière des queues de distribution, en particulier sur les deux courbes du bas.

La figure 3.26 rapporte la superposition des données et des moyennes glissantes correspondantes calculées à l'étape précédente sur 10 cycles (soit 10 minutes), pour la période qui correspond au bon fonctionnement du transpondeur 2 c'est-à-dire de la connexion des lignes 3 à 5 au 5 mars 2007. Les deux courbes représentent les distances. La figure 3.26 fait apparaître des données singulières, particulièrement en ce qui concerne les distances verticales (contenues dans les queues de distribution de l'étape précédente, voir figure 3.25), qui seront rejetées par les sélections définies précédemment à partir des distributions en figure 3.25 et appliquées à cette étape.

Une nouvelle itération est nécessaire dans le but d'apprécier les effets du filtrage et d'estimer les résolutions en distances, caractérisées par les écarts-types des ajustements gaussiens (repris dans la table 3.6) de l'étape qui suit. De plus, les distances finales sont obtenues à partir des moyennes glissantes calculées sur l'échantillon de données filtrées. Les nouvelles distributions de différences entre les données filtrées et leurs moyennes glissantes sont portées sur la figure 3.27. Des queues de distribution moins larges sont visibles en comparaison des distributions présentées en figure 3.25, en particulier pour les cycles faisant intervenir le transpondeur 2.

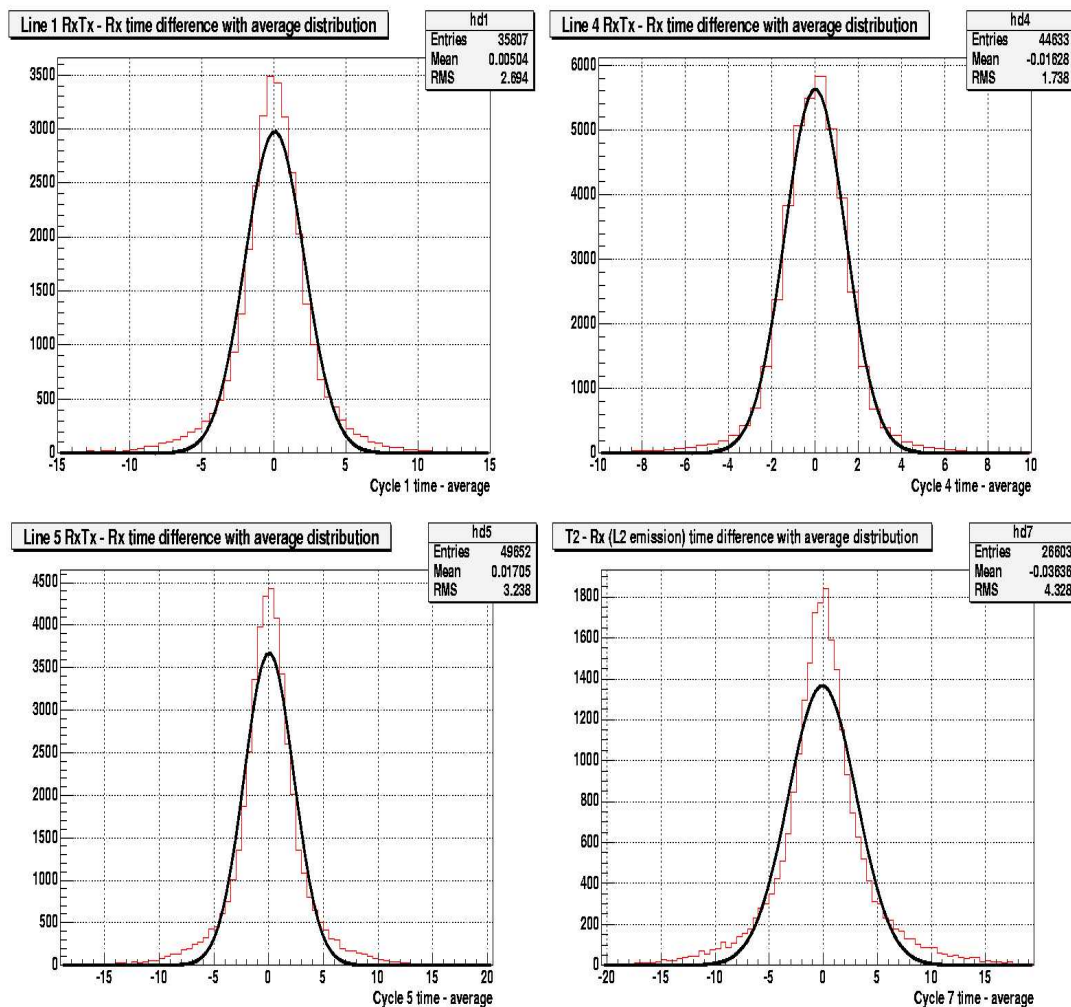


FIG. 3.25 – Distributions des différences entre les données brutes de l’hydrophone du secteur 5 de la ligne 4 et leurs moyennes glissantes associées au même temps ( $\langle T \rangle_i - T_i$ ) pour les cycles impliquant les émetteurs des lignes 1, 4 et 5 et le tranpondeur 2. Les différences temporelles sont exprimées en  $\mu s$ .

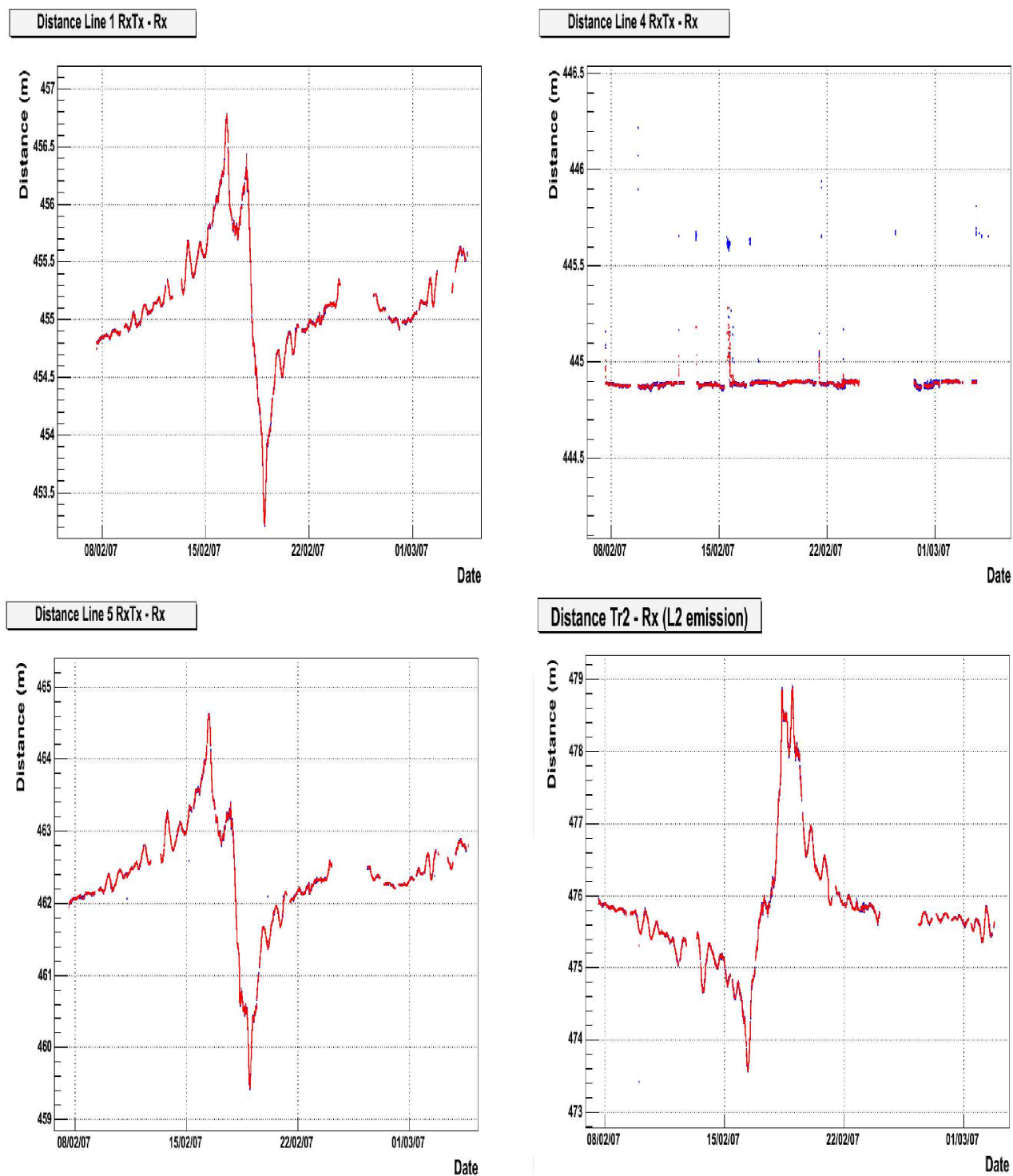


FIG. 3.26 – Comparaison des données brutes (en bleu) de l'hydrophone du secteur 5 (hydrophone supérieur) de la ligne 4 et de leurs moyennes glissantes associées (rouge) converties en distances pour les cycles impliquant les émetteurs des lignes 1, 4 et 5 et le tranpondeur 2.



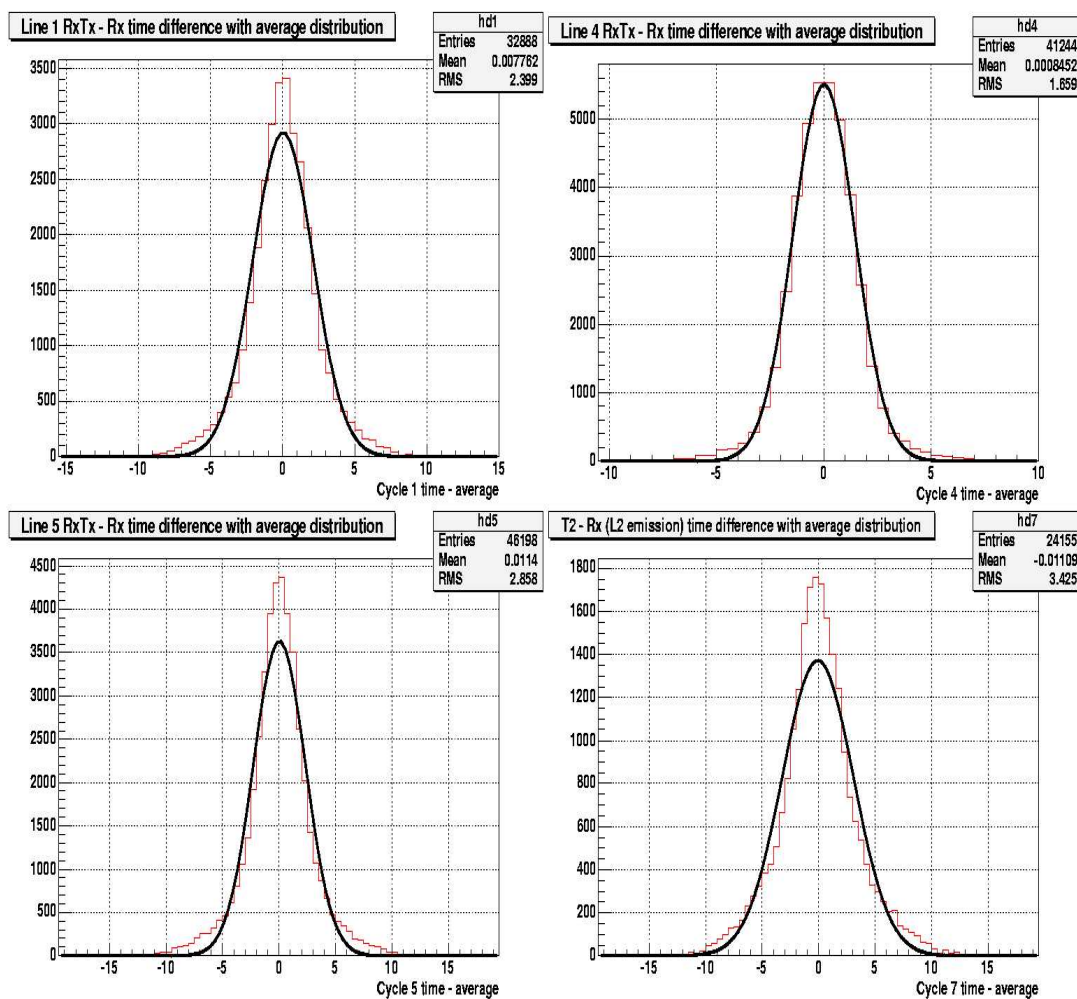


FIG. 3.27 – Distribution finale des différences entre les données filtrées de l’hydrophone du secteur 5 de la ligne 4 et leurs moyennes glissantes associées pour les cycles impliquant les émetteurs des lignes 1, 4, 5 et le transpondeur 2. L’écart-type des ajustements gaussiens correspondants fournit une estimation de la résolution sur ces distances. Les différences temporelles sont indiquées en  $\mu s$ .

Les distances finales entre l'hydrophone Rx 45 et les émetteurs des lignes 1, 4, 5 et le transpondeur 2, calculées à partir des moyennes glissantes de l'échantillon filtré, sont exposées dans la figure 3.28 pour la période correspondant à l'opération de tous les points fixes soit jusqu'au 5 mars 2007.

**Résolutions en distances** Les écarts-types, reportés dans la table 3.6, sont généralement inférieurs ou égaux au centimètre avec une légère augmentation pour les distances qui font intervenir le transpondeur 2. Cet ordre de grandeur est en bon accord avec les requêtes de précision sur les distances. Néanmoins, certaines anomalies apparaissent en gras dans la table 3.6. En premier lieu, une statistique plus faible est remarquable pour l'hydrophone du secteur 4 de la ligne 2, celui du secteur 2 de la ligne 4 et principalement pour l'hydrophone du secteur 1 de la ligne 5. Concernant ce dernier, une fuite d'eau provoquant l'arrêt de la prise de données pour cette étage, est à l'origine de ce manque de statistique. Pour les hydrophones préalablement cités, les sélections ont entraîné la perte d'un quart des données en comparaison de la taille des échantillons de tous les autres hydrophones.

Il manque les distances verticales des hydrophones des lignes 1 et 2 en raison de la perte de sensibilité ajoutée au fait que les signaux acoustiques sont masqués sur leur trajet aux hydrophones par les modules optiques. Cet effet est similaire à celui observé sur la figure 3.11. L'hydrophone du secteur 1 de la ligne 1, qui fournissait de bonnes mesures après la connexion de la ligne 1, a nettement perdu de sa sensibilité affectant particulièrement la mesure de la distance qui le sépare du transpondeur 2. La mesure de la distance entre l'hydrophone du secteur 3 de la ligne 1 et le transpondeur 2 est également dégradée en comparaison des autres distances. Ceci apparaît en évidence sur la distribution de la différence entre données et moyennes glissantes représentée sur la figure 3.29. L'ajustement gaussien ne semble pas coïncider avec la distribution.

Certains hydrophones de la ligne 2 et notamment ceux des secteurs 1 et 3 présentent de mauvaises résolutions même après filtrage. Leur perte de sensibilité est telle que la qualité des données ne peut être entièrement corrigée par l'application d'une sélection. Cet effet n'a pu être compensé plus que ce qui est montré dans la table 3.6.

Les résolutions stockées en table 3.6 ont été utilisées en entrée de l'algorithme de triangulation ainsi que les fichiers de distances. Ces résolutions ont été augmentées à 3 cm si  $\sigma_{dist}$  de l'ajustement gaussien y était inférieur ; sinon, la résolution risque d'être surestimée. Si la mesure de distance verticale manque, la valeur théorique est utilisée dans la triangulation et une erreur d'un mètre lui est associée. Dans les autres cas, l'erreur est définie comme  $\sigma_{dist}$  de l'ajustement correspondant élevé à la valeur entière supérieure en centimètres.

### 3.5 Résultats du positionnement acoustique

Les mesures de distances obtenues dans la partie précédente après l'application de la méthode de filtrage furent utilisées en entrée de l'algorithme de triangulation de même que les positions des points fixes (émetteurs et transpondeurs) de manière à calculer

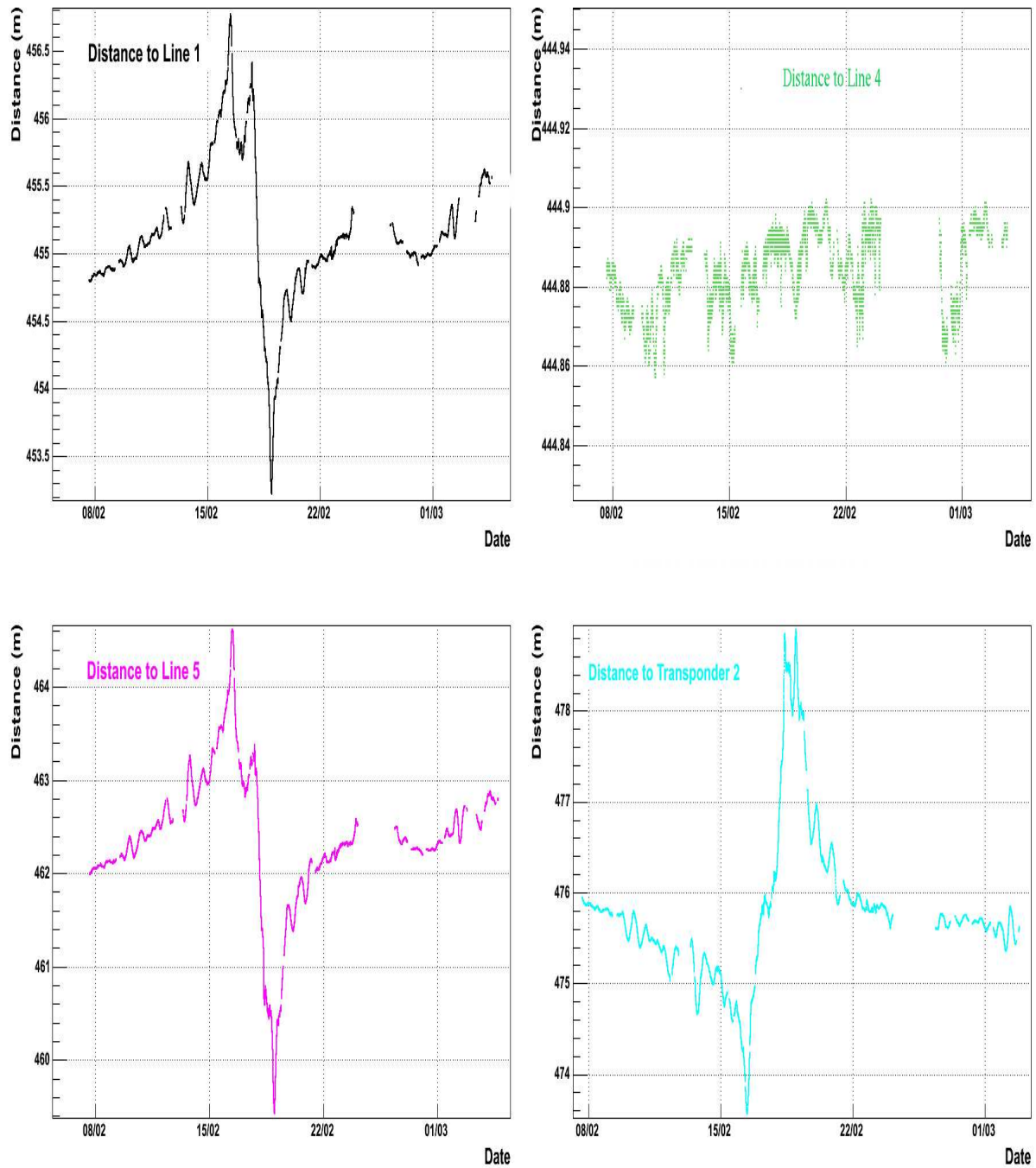


FIG. 3.28 – Les distances filtrées entre l'hydrophone du secteur 5 de la ligne 4 et les émetteurs des lignes 1, 4, 5 et le transpondeur 2 sont respectivement présentées en noir, vert, rose et turquoise.

TAB. 3.6 – Résolutions (cm) définies comme les écarts-types des ajustements gaussiens aux distributions des différences entre données filtrées (finales) et leurs moyennes glissantes associées (calculées sur l'échantillon filtré)

$\sigma_{dist}$ (cm)	RxTx 1	RxTx 2	RxTx 3	RxTx 4	RxTx 5	RxTx 13	TR 2	taille échantillon
Rx 11	0.51	<b>1.87</b>	0.55	<b>2.03</b>	0.74	0.77	<b>3.98</b>	44610
Rx 12	0.23	0.27	0.43	0.47	0.27	0.31	1.37	45443
Rx 13	0.90	0.75	0.58	0.79	0.77	0.64	<b>3.98</b>	45244
Rx 14	0.78	0.52	0.51	0.74	0.42	0.53	1.46	45935
Rx 15	-	0.82	0.77	1.48	0.42	0.84	2.51	45905
Rx 21	<b>1.42</b>	0.24	1.41	0.71	<b>2.80</b>	0.90	<b>3.40</b>	45967
Rx 22	0.63	0.79	0.63	0.42	0.67	0.44	1.34	46185
<b>Rx 23</b>	<b>2.57</b>	-	<b>2.47</b>	1.14	<b>7.43</b>	1.60	<b>4.14</b>	43007
Rx 24	0.26	0.79	0.33	0.25	0.42	0.29	0.85	<b>35025</b>
Rx 25	0.40	1.36	0.40	0.43	0.46	0.47	1.02	46482
Rx 31	0.65	0.39	0.13	0.33	0.42	0.74	0.58	46923
Rx 32	0.39	0.38	0.15	0.49	0.51	0.49	1.04	46464
Rx 33	0.51	0.45	0.16	0.32	0.30	0.81	0.51	46881
Rx 34	0.31	0.34	0.19	0.30	0.30	0.48	1.01	47168
Rx 35	0.29	0.35	0.18	0.27	0.26	0.47	0.81	47426
Rx 41	0.68	0.30	0.41	0.13	0.63	0.50	0.49	47963
Rx 42	0.34	0.26	0.31	0.19	0.46	0.38	0.64	<b>36177</b>
Rx 43	0.38	0.27	0.28	0.21	0.41	0.41	0.74	45831
Rx 44	0.35	0.24	0.25	0.17	0.40	0.42	0.49	46123
Rx 45	0.32	0.22	0.22	0.22	0.35	0.35	0.47	46199
Rx 51	0.50	0.76	0.54	0.82	0.13	0.59	0.86	<b>13117</b>
Rx 52	0.35	0.44	0.29	0.41	0.15	0.52	0.57	49288
Rx 53	0.33	0.44	0.28	0.43	0.16	0.47	0.82	50203
Rx 54	0.31	0.43	0.24	0.37	0.18	0.48	0.84	49722
Rx 55	0.26	0.43	0.26	0.45	0.17	0.43	0.75	48507

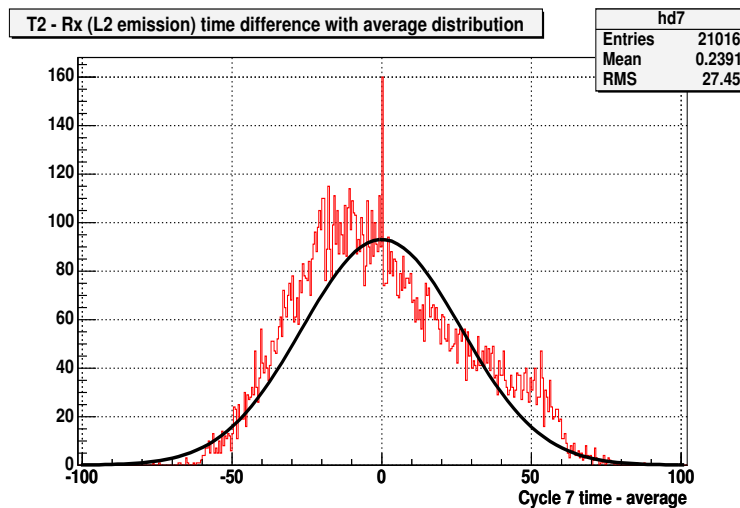


FIG. 3.29 – Distribution de la différence de temps de propagation entre l’hydrophone du secteur 3 de la ligne 1 et le transpondeur 2 pour une période de deux mois. L’ajustement gaussien ne semble pas s’accorder avec les données. La différence de temps est donnée en  $\mu s$ .

les positions des récepteurs acoustiques. Une estimation des erreurs sur les distances est également requise de façon à parvenir à une solution rigoureuse. Cette estimation d’erreur peut être appliquée globalement (à toutes les distances) ou particulièrement à une distance. Elle a été définie à la partie précédente comme  $\sigma_{dist}$  reporté dans la table 3.6 arrondi au centimètre supérieur ou à 3 cm si  $\sigma_{dist}$  est inférieur à 3 cm. La même définition est affectée aux erreurs sur les distances fixes. Outre cette erreur applicable à chaque distance, un poids peut lui être associé. Il intervient parfois lorsqu’une distance est manquante comme, par exemple, lorsque la distance verticale est absente. Le poids par défaut est de 1 et est modifié vers les valeurs inférieures : dans le cas d’une distance manquante, le poids est fixé à 0.1 pour cette distance.

Les résultats du positionnement des hydrophones de la ligne 4 pour la période allant de février au début d’avril 2007 seront tout d’abord exposés. Une étude des erreurs systématiques suivra. L’influence d’un changement de vitesse du son ou de la perte d’une distance dans une configuration à cinq lignes sera ensuite examinée pour les hydrophones de la ligne 4.

### 3.5.1 Stabilité des positions fixes

L’algorithme de triangulation ne fournit pas uniquement les positions des récepteurs acoustiques mais également celles des points fixes (RxTx et TR) pour chaque cycle lent, soit toutes les minutes ou toutes les deux minutes. Tracer les distributions de ces coordonnées permet de rejeter les positions aberrantes et de confirmer leur stabilité dans le temps : en effet, les écarts-types des ajustements gaussiens à ces distributions sont tou-

jours de l'ordre de quelques millimètres. Les valeurs moyennes des gaussiennes, reportées dans la table 3.7, peuvent être comparées aux mesures obtenues à partir du système de positionnement absolu (Table 3.1).

TAB. 3.7 – Coordonnées des émetteurs et du transpondeur, données par la triangulation, dans le référentiel UTM

Nom	X (m)	Y (m)	Z (m)
MILOM	8293.91	2516.32	-2472.99
Ligne 1	8221.66	2479.83	-2473.94
Ligne 2	8295.0	2442.88	-2473.74
Ligne 3	8207.92	2422.23	-2474.52
Ligne 4	8264.14	2394.61	-2474.29
Ligne 5	8158.9	2462.55	-2474.56
TR2	8437.39	2416.38	-2470.51

Des vérifications croisées ont été effectuées entre les différents fichiers de triangulation, chacun associé à un récepteur. Ceci permet de confirmer la stabilité des positions.

La précision des positions des points fixes données par la triangulation est meilleure que celle obtenue à partir du positionnement absolu. C'est pourquoi les positions triangulées ont été utilisées pour réitérer le positionnement relatif en imposant en entrée ces nouvelles positions fixes. En effet, le positionnement relatif étant un procédé itératif, les distances et positions fixes implémentées en entrée de l'algorithme requièrent plusieurs itérations sur un fichier test dans le but d'obtenir des positions et distances fixes stables au cours d'itérations successives. Le fichier de test est en fait une partie d'un fichier comportant les distances variables pour un récepteur quelconque dans la même configuration acoustique sur quelques heures. Une seconde itération est habituellement suffisante pour déterminer les positions et distances fixes stables qui correspondent le plus précisément à la configuration considérée.

### 3.5.2 Influence des profondeurs des points fixes

Alors que les positions fixes sont stables (typiquement, après une itération de positionnement sur un court fichier de test), concentrons-nous sur les positions des récepteurs en mouvement. La figure 3.30 reprend les premiers résultats des déplacements horizontaux obtenus à partir des positions triangulées des hydrophones de la ligne 4 du bas de la ligne au sommet. Les résolutions apparaissent vraiment bonnes et tous les hydrophones sont en mouvement dans la même direction au même instant, ce qui est tout à fait compatible avec une déviation de la ligne due au courant marin. Toutes les données sont en accord d'autant plus que ces mouvements sont confirmés par les déplacements horizontaux des hydrophones des autres lignes. Un problème est cependant remarquable : les déplacements ne sont pas centrés sur l'axe de la ligne, marqué comme l'origine du repère. Cette anoma-

lie fut imputée à des erreurs de détermination des profondeurs de certains pieds de ligne ou transpondeurs. En effet, les profondeurs du pied de ligne de la MILOM et du transpondeur se sont avérées mal déterminées par le système de positionnement absolu lors de leur déploiement. Une nouvelle caractérisation a été effectuée en utilisant les données du capteur de pression présent sur le R.O.V. (Remote Object Vehicle), données prises durant les diverses plongées de celui-ci (pour les connexions de ligne notamment). Une différence de plus d'un mètre a été mise en lumière : le transpondeur 2 a une profondeur de -2471.96 m et le RxTx de la MILOM de -2474.06 m. Les positions finales des ancrs, déduites des nouvelles positions des RxTx par ajout de l'offset (x,y) dû à l'orientation du BSS et d'un décalage vertical dépendant de l'altitude de l'émetteur ou du transpondeur sur son support (table 3.8) et en prenant en compte les positions corrigées par les mesures du capteur de pression du R.O.V., sont présentées dans la table 3.9. Les informations sur la géométrie du BSS ainsi que sur les référentiels proviennent de [48]. Comme les transpondeurs sont centrés sur leurs supports, leur orientation n'importe pas. Ces nouvelles valeurs (table 3.9) sont à comparer à celles stockées en table 3.1.

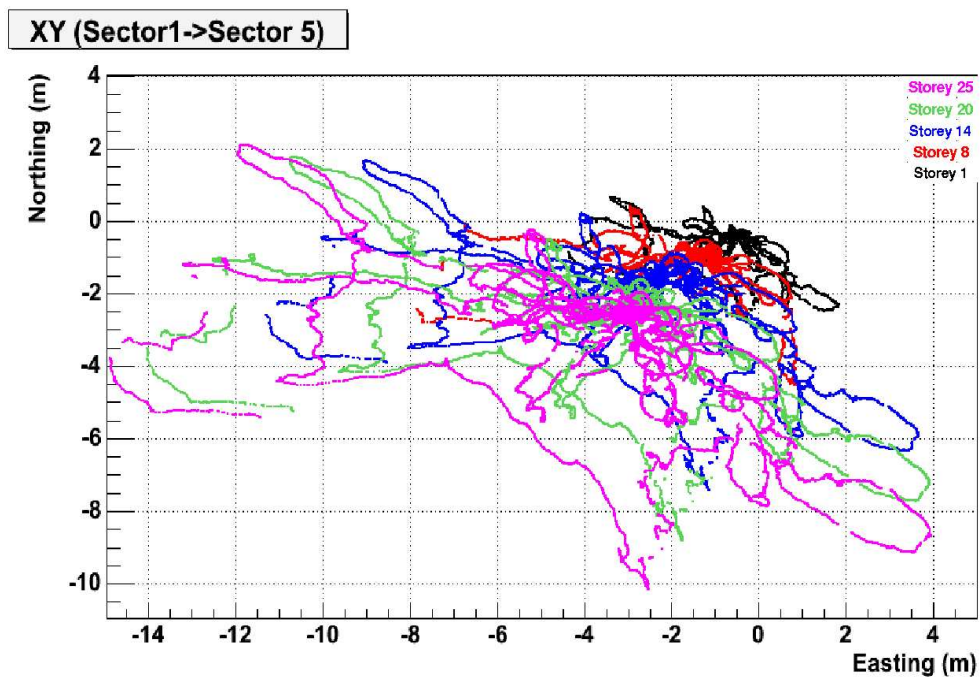


FIG. 3.30 – Déplacements horizontaux des hydrophones de la ligne 4 du bas de la ligne (en noir) au sommet (en rose), durant deux mois au printemps 2007. Une incohérence est mise en évidence par le fait que les déplacements horizontaux ne soient pas centrés sur l'axe de la ligne (origine). Cela provient d'une mauvaise détermination des profondeurs du BSS de la MILOM et du transpondeur 2 qui ont été corrigées en utilisant les mesures du capteur de pression du R.O.V.

TAB. 3.8 – Nouvelles coordonnées des émetteurs acoustiques et transpondeurs données, dans le référentiel UTM, par la triangulation après correction des profondeurs

Nom	X (m)	Y (m)	Z (m)	Orientation BSS (deg)	Altitude sur support (m)
MILOM	8293.91	2516.32	<b>-2474.06</b>	2	3.61
Ligne 1	8221.66	2479.83	-2474.36	211	3.61
Ligne 2	8295.00	2442.88	-2474.43	0	3.565
Ligne 3	8207.91	2422.23	-2474.53	309	3.69
Ligne 4	8264.13	2394.61	-2474.51	13	3.71
Ligne 5	8158.90	2462.54	-2474.48	285	3.62
TR2	8437.40	2416.39	<b>-2471.96</b>	-	4.42

TAB. 3.9 – Nouvelles coordonnées des pieds de ligne et du transpondeur sur son support pyramidal données par la triangulation dans le référentiel UTM (au niveau du fond marin)

Nom	X (m)	Y (m)	Z (m)
MILOM	8293.61	2515.27	-2477.67
Ligne 1	8222.43	2480.6	-2477.97
Ligne 2	8294.71	2441.88	-2477.99
Ligne 3	8208.53	2421.41	-2478.22
Ligne 4	8263.68	2393.75	-2478.22
Ligne 5	8159.83	2462.05	-2478.1
TR2	8437.4	2416.39	-2476.38



### 3.5.3 Positions des hydrophones de la ligne 4

#### Déplacements horizontaux

Les nouvelles positions des récepteurs acoustiques, triangulées à partir des nouvelles profondeurs, affichent maintenant une bonne compatibilité. Ceci est mis en évidence si l'on compare les figures 3.30 et 3.31.

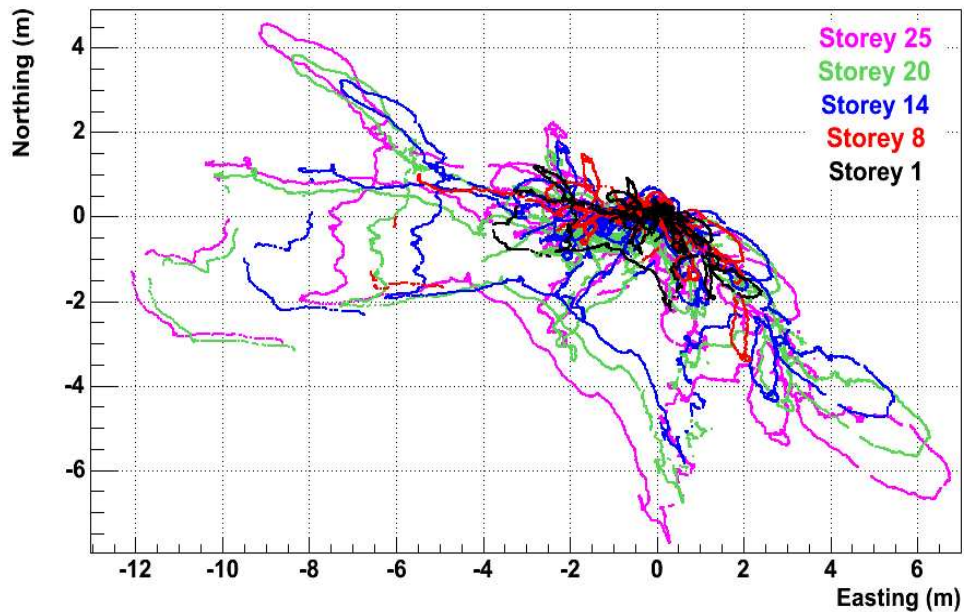


FIG. 3.31 – Déplacements horizontaux des hydrophones de la ligne 4 du bas de la ligne (en noir) au sommet (en rose), pendant deux mois du printemps 2007 (après correction des profondeurs)

La direction du courant était, apparemment, plutôt orienté vers l'Ouest durant cette période de deux mois, au moins lorsque les lignes étaient les plus déviées. Une vérification peut être réalisée à partir des données du courantomètre Doppler (ADCP MILOM) présentées sur la figure 3.24. Des périodes de fort courant peuvent être identifiées non seulement par les grandes boucles visibles sur les courbes de déplacements horizontaux (figure 3.31) mais aussi sur les courbes de déplacements radiaux représentées sur les figures 3.32 et 3.33. Le chevauchement manifeste des déplacements radiaux des modules acoustiques d'une même ligne, pour les périodes de courant calme (figure 3.33 (a)), provient du bras de levier existant entre le dispositif acoustique et le centre de l'étage (ref. [48]) qui n'a pas été corrigé dans ces courbes. Cette correction nécessite de connaître l'orientation de l'étage (qui varie entre les étages d'une même ligne). Or, cette donnée n'est pas fournie par l'acoustique alors que les courbes présentées dans ce chapitre ne traitent que des données purement acoustiques.

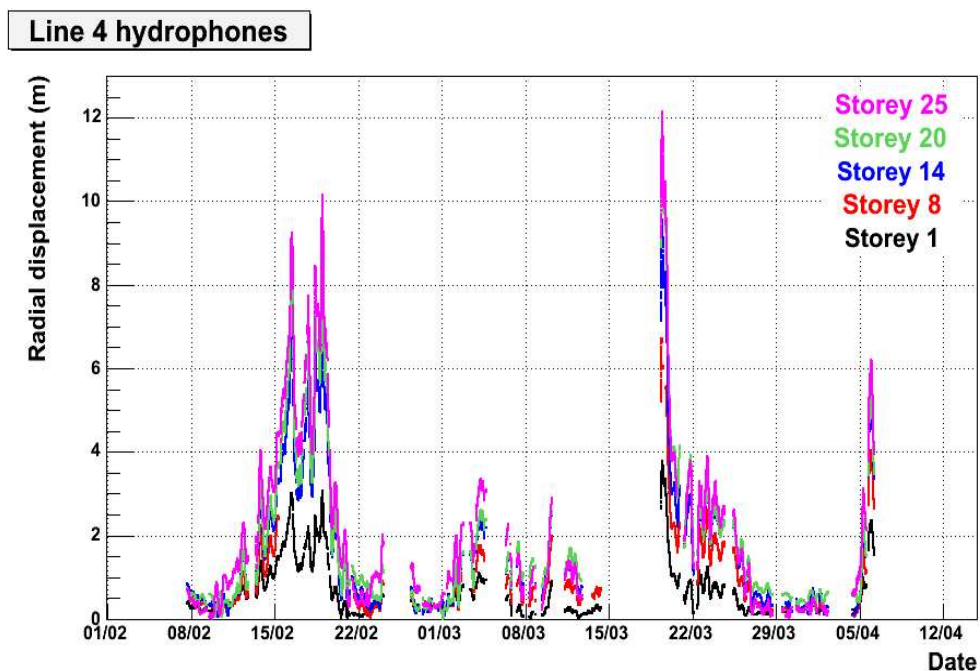
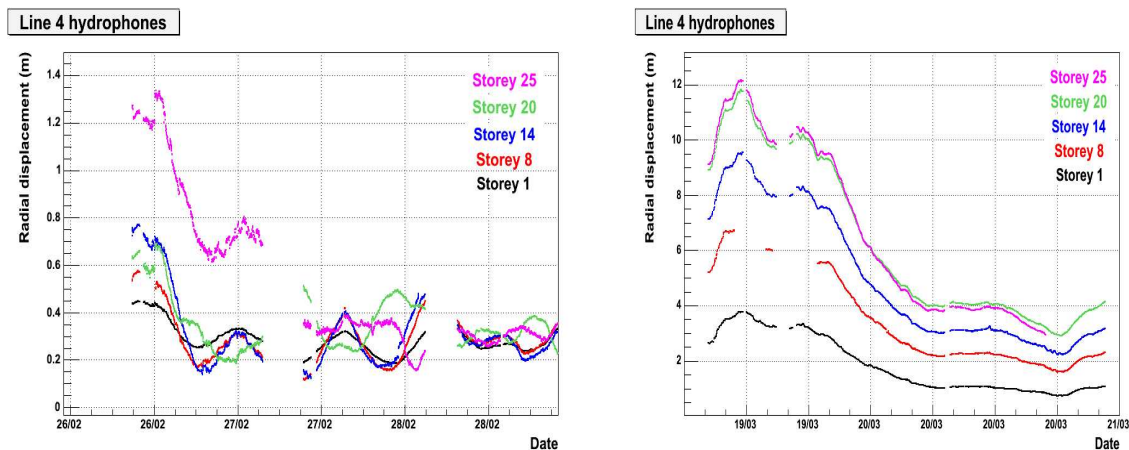


FIG. 3.32 – Déplacements radiaux des hydrophones de la ligne 4 du bas de la ligne (en noir) au sommet (en rose), pendant deux mois du printemps 2007 (après correction des profondeurs)



(a) Période de courant calme (vitesse du courant =  $0-1 \text{ cm.s}^{-1}$ )

(b) Période de courant fort (vitesse du courant =  $19-20 \text{ cm.s}^{-1}$ )

FIG. 3.33 – Zoom sur les déplacements radiaux des hydrophones de la ligne 4 du bas de la ligne (en noir) au sommet (en rose), pour des courants différents

Un point majeur à souligner est la cohérence des déplacements horizontaux de modules acoustiques situés sur des étages similaires de différentes lignes (soit à des altitudes proches). Ceci confirme bien que les lignes sont déviées de la même manière (même direction et même amplitude des mouvements). Ce fait est illustré sur la figure 3.34 qui expose les déplacements horizontaux des étages supérieurs des lignes 3, 4 et 5 durant la totalité de la période de deux mois considérée. Une superposition parfois imparfaite s'explique par le bras de levier entre le dispositif acoustique et le centre de l'étage (ref. [48]), qui n'a pas été corrigé dans ces courbes.

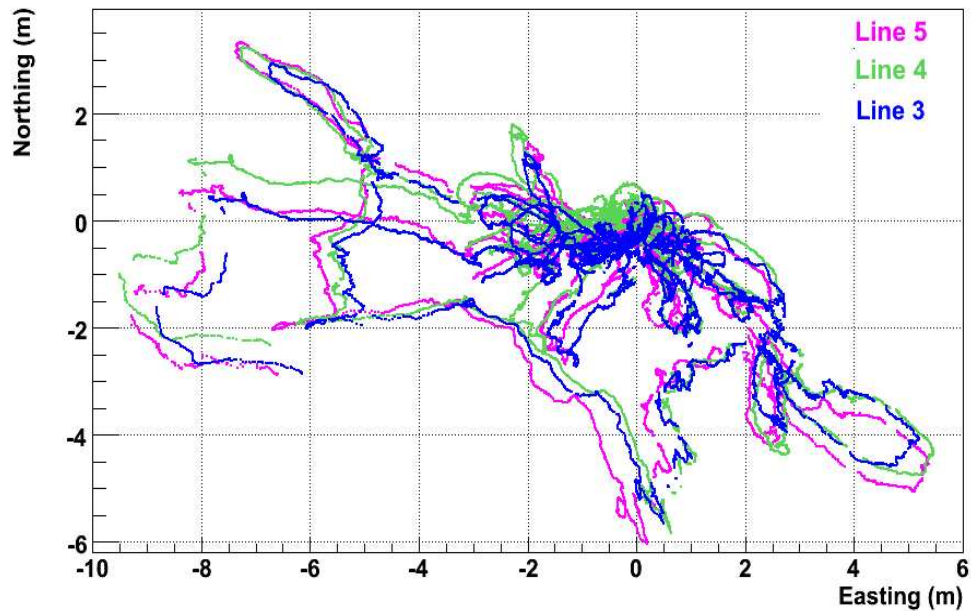


FIG. 3.34 – Déplacements horizontaux des hydrophones supérieurs des lignes 3 (courbe bleue), 4 (courbe verte) et 5 (courbe rose) pendant deux mois au printemps 2007

Les amplitudes des déplacements radiaux sont parfaitement compatibles avec l'intensité du courant : les plus grandes amplitudes coïncident bien avec les périodes de courant fort (de l'ordre de la vingtaine de  $cm.s^{-1}$ ). Ces amplitudes sont également en bon accord avec les simulations hydrodynamiques des formes de ligne.

### Altitudes

Les altitudes, exposées en figure 3.35, semblent fluctuer dans le sens opposé aux déplacements radiaux. Toutes les altitudes varient de la même manière pour tous les hydrophones d'une ligne mais aussi pour toutes les lignes. Une augmentation des altitudes est apparue au début du mois d'avril et a été confirmée par les données indépendantes des inclinomètres. Cet effet n'a pas encore été expliqué.

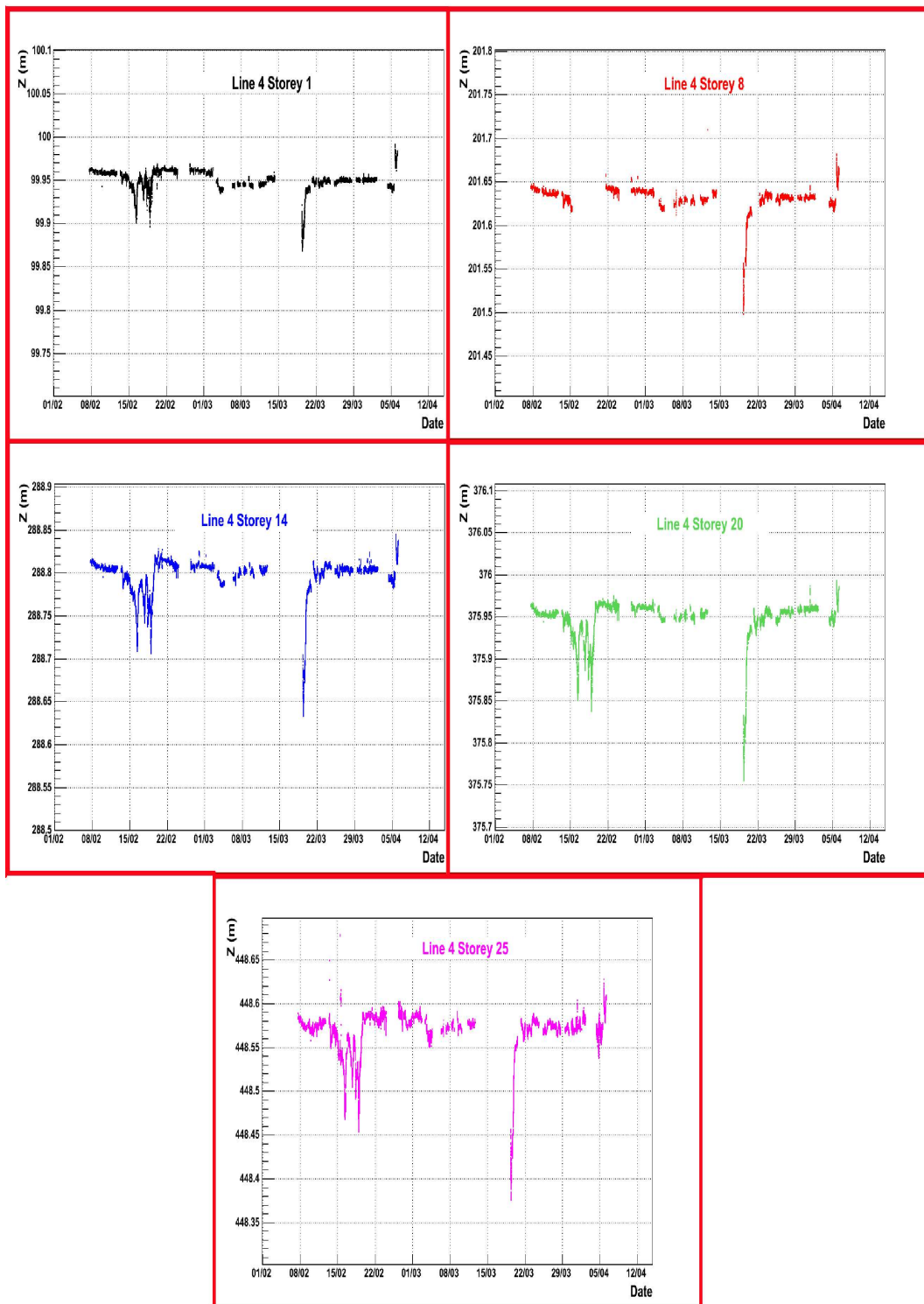


FIG. 3.35 – Evolution des altitudes des hydrophones de la ligne 4 pendant deux mois du printemps 2007

La table 3.10 résume les différences entre altitudes théoriques provenant des longueurs de câble et altitudes mesurées (données par triangulation) pour les hydrophones de la ligne 4. Les altitudes mesurées s'avèrent plus grandes que les altitudes théoriques. En outre, l'écart entre mesure et théorie décroît avec l'altitude.

TAB. 3.10 – Comparaison des altitudes théoriques et mesurées (données par triangulation). Les altitudes théoriques proviennent des longueurs de câble.

Nom	$z_{th}$ (m)	$z_{meas}$ (m)	$\Delta z = z_{th} - z_{meas}$ (m)
Rx 41	99.823	99.9505	-0.1275
Rx 42	201.545	201.632	-0.087
Rx 43	288.745	288.797	-0.052
Rx 44	375.907	375.947	-0.04
Rx 45	448.54	448.568	-0.028

Cette caractéristique apparaît aussi sur les altitudes des hydrophones des lignes 3 et 5 alors que les modules des lignes 1 et 2 restent trop bruités pour permettre d'identifier un comportement clair d'une manière similaire. Ceci est probablement dû à un effet de vitesse du son et mène naturellement à l'idée de déterminer une meilleure valeur absolue de la vitesse du son à partir du rapport  $\frac{z_{th}-z_{meas}}{z_{th}}$ . Rappelons néanmoins la difficulté, rencontrée en section 3.4.1, de discerner la valeur de vitesse du son la plus appropriée. De plus, le rapport  $\frac{z_{th}-z_{meas}}{z_{th}}$  n'est pas constant. La vitesse du son n'est par conséquent pas la seule explication à cet effet. Cette caractéristique fera l'objet d'une autre étude : est-ce un effet réel, c'est-à-dire dû à une tension du câble, ou une déformation induite par un effet de célérité au niveau de la triangulation ? Remarquons que les longueurs de câble ont été mesurées à tension constante d'une tonne. Ceci entraîne une incertitude de quelques centimètres sur l'allongement réel du câble avec une tension variable et pourrait partiellement tenir lieu d'explication de l'écart entre altitudes mesurées et théoriques. La comparaison avec les distances mesurées par conversion des temps de propagation a été réalisée et a montré un bon accord entre distances verticales mesurées et altitudes. La consistance de l'échantillon est ainsi validée car les distances disponibles à différentes étapes du positionnement sont cohérentes entre elles.

Une bonne précision conforme aux attentes est mise en évidence sur ces courbes. Le manque de statistiques de mesures pour l'hydrophone du secteur 2 est à l'origine de positions manquantes en comparaison des autres hydrophones, en particulier mi-février. Le transpondeur 2 s'est arrêté le 2 mars 2007 mais cette perte ne semble pas inférer ici. Cet aspect sera examiné dans la partie suivante qui traite de l'étude des effets systématiques.

### 3.5.4 Etude des systématiques par les résidus en distances

#### Effets de vitesse du son

Rappelons la définition de la vitesse du son :  $c(z) = c(z_0) - k_c * (z - z_0)$ . Deux paramètres sont ainsi modifiables : soit la valeur absolue définie à une profondeur spécifique  $z_0$ ,  $c(z_0)$ , soit le coefficient de l'Unesco  $k_c = 1.65 \text{ cm.s}^{-1}/\text{m}$ . L'étude des effets de vitesse du son se déroule en deux étapes : tout d'abord, la conversion des temps de propagation en distances en utilisant diverses définitions de la célérité puis la comparaison des positions obtenues après triangulation dans les différentes conditions.

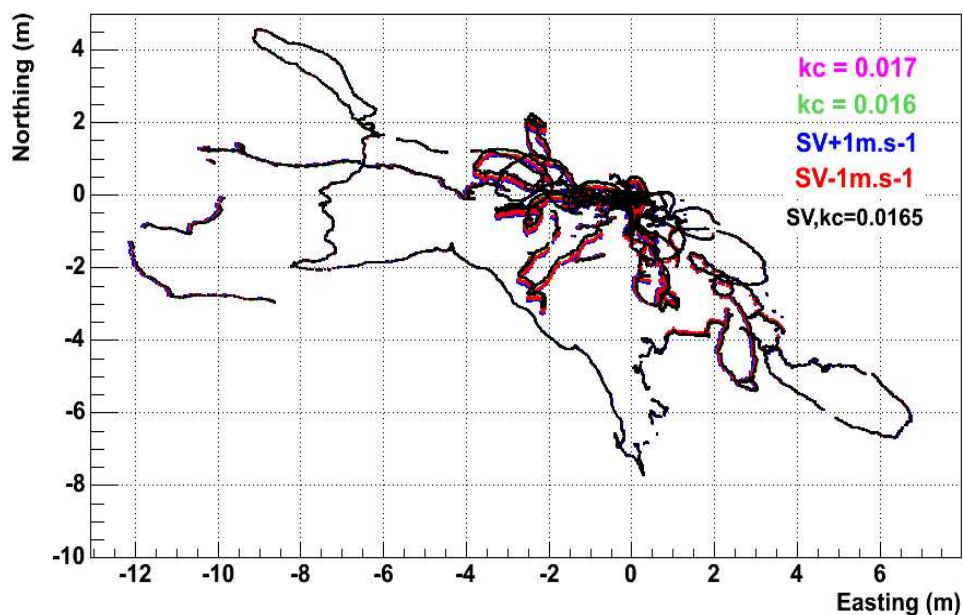


FIG. 3.36 – Déplacements horizontaux de l'hydrophone supérieur de la ligne 4 obtenus à partir des positions triangulées en utilisant les distances converties dans différentes conditions de vitesses du son (étude des effets de vitesse) :  $c(z_0)$  et  $k_c$  modifiés

**Modification du coefficient de l'Unesco** Les différences de coordonnées des modules acoustiques, qui ont été induites par la modification du coefficient de l'Unesco  $k_c$  et dont les mesures de distances datent d'avant la perte du transpondeur 2, figurent dans la table 3.11. Un changement de  $5.10^{-4}$  représente une variation de  $3.0\%$  sur  $0.0165$ , valeur de référence fournie par le document de l'Unesco dans les conditions de température et de salinité du site ANTARES. La modification de  $k_c$  conduit à des différences de coordonnées inférieures au centimètre dans le plan horizontal alors que la différence en altitude peut atteindre 3 cm en haut de ligne, ce qui est du même ordre que la précision en distance, estimée dans la section précédente. Le fait que l'influence du  $k_c$  soit faible est ainsi mis

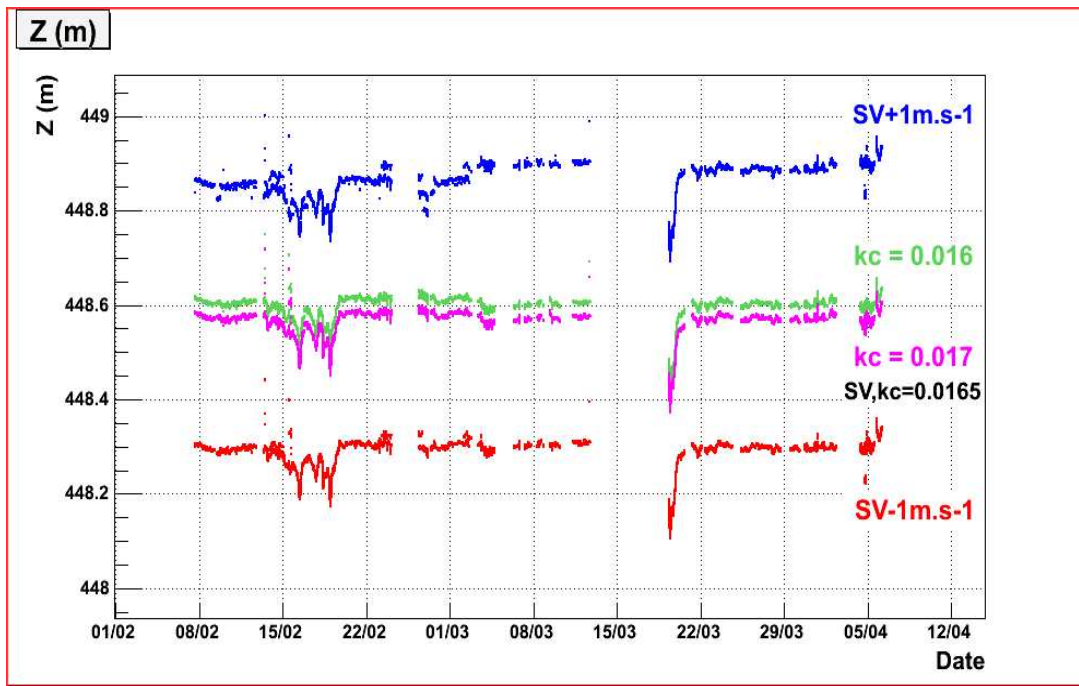


FIG. 3.37 – Altitudes de l’hydrophone supérieur de la ligne 4 obtenues à partir des positions triangulées en utilisant les distances converties dans différentes conditions de vitesses du son (étude des effets de vitesse) :  $c(z_0)$  et  $k_c$  modifiés

en évidence. De plus, un point intéressant à souligner est la parfaite superposition, sur les figures 3.36, 3.37 et en particulier 3.38, des courbes noire et rose, qui correspondent respectivement à des valeurs de  $k_c$  de 0.0165 (la valeur de référence) et de 0.017. Une correction par la convergence de l’algorithme de triangulation est à l’origine de cet effet d’autant plus qu’un calcul plus précis a permis d’évaluer, par la suite,  $k_c$  à 0.0171. En effet, à l’inverse du cas où  $k_c = 0.016$  (courbes vertes), les positions de convergence dérivées de la méthode itérative de triangulation après avoir utilisé  $k_c = 0.017$  sont les mêmes que celles obtenues dans le cas pris comme référence ( $k_c = 0.0165$ ).

**Modification de la valeur absolue** Même si une variation de  $1 \text{ m.s}^{-1}$  correspond à  $0.6 \text{ ‰}$  de la valeur moyenne de vitesse au niveau du fond  $1547.02 \text{ m.s}^{-1}$ , ce qui est très faible en comparaison de la variation imposée sur le coefficient de l’Unesco au paragraphe précédent, l’effet de valeur absolue semble avoir une plus grande influence (voir les figures 3.36 et 3.37). Il est toutefois important de faire remarquer qu’un écart de  $1 \text{ m.s}^{-1}$  sur la vitesse du son est bien plus important que celui induit par des changements naturels. Les différences de coordonnées, induites par la modification de la valeur absolue de vitesse du son, sont reprises dans la table 3.11. Les positions des points fixes obtenues par triangulation des distances converties avec une valeur absolue de vitesse du son augmentée de  $1 \text{ m.s}^{-1}$  sont présentées dans la table 3.12. Nous pouvons noter dans ces deux tables les

TAB. 3.11 – Les différences de coordonnées (cm), induites par modification de  $c(z_0)$  ou de  $k_c$ , traduisent les erreurs systématiques. Les écarts-types des ajustements gaussiens sont de l'ordre du millimètre. Ces calculs ont été effectués avant la perte du transpondeur 2.

Module	Nom	SV - 1 $m.s^{-1}$	SV + 1 $m.s^{-1}$	$k_c = 0.016$	$k_c = 0.017$
Rx 41	$\Delta x$	0.14	0.43	0.15	-
Rx 42	$\Delta x$	0.07	0.63	0.08	-
Rx 43	$\Delta x$	-0.02	0.82	-0.05	-
Rx 44	$\Delta x$	-0.08	1.0	-0.2	-
Rx 45	$\Delta x$	-0.23	1.13	-0.24	-
Rx 41	$\Delta y$	0.23	0.08	0.52	-
Rx 42	$\Delta y$	0.08	-0.14	0.11	-
Rx 43	$\Delta y$	-0.05	-0.4	-0.16	-
Rx 44	$\Delta y$	-0.21	-0.61	-0.5	-
Rx 45	$\Delta y$	-0.34	-0.8	-0.78	-
Rx 41	$\Delta z$	-6.43	6.0	-0.37	-
Rx 42	$\Delta z$	-12.91	12.66	-0.16	-
Rx 43	$\Delta z$	-18.21	18.66	0.53	-
Rx 44	$\Delta z$	-23.24	24.97	1.7	-
Rx 45	$\Delta z$	-27.28	30.35	3.06	-

caractéristiques suivantes :

- Les différences de coordonnées dans le plan horizontal sont du même ordre de grandeur pour tous les hydrophones de la ligne 4 et toujours inférieures au centimètre avant la perte du transpondeur 2 (voir les figures 3.36 et 3.38). Des effets plus importants sont notables à partir de la perte de communication avec le transpondeur 2. Dans ce cas, l'influence de la perte d'un émetteur (quantifiée dans le paragraphe suivant) s'ajoute à celle de la vitesse du son.
- La modification de la valeur absolue  $c(z_0)$  a un effet significatif sur la coordonnée z. Cette influence croît avec l'altitude et peut atteindre 30 cm au sommet de la ligne : ceci est confirmé par les courbes rouge et bleue de la figure 3.37 en comparaison à la courbe noire (cas de référence).
- Modifier la vitesse du son, c'est-à-dire sa valeur absolue, semble peu influencer sur les profondeurs des points fixes : la différence en z n'est que de l'ordre du millimètre.
- Toutefois, la dépendance des coordonnées des points fixes en vitesse du son dans le plan horizontal est remarquable (Tables 3.12 et 3.8) : les différences de coordonnées peuvent atteindre la dizaine de centimètres. Un écart plus important sur la coordonnée x du transpondeur 2, qui est le point le plus extrême du site ANTARES (Figure 3.2) est mis en évidence en comparant les tables 3.12 et 3.8.

La seconde caractéristique introduite dans la liste précédente confirme la difficulté que représente la détermination de la valeur absolue de vitesse du son la plus appropriée de



manière à faire coïncider les altitudes mesurées avec les altitudes théoriques provenant des longueurs de câble (paragraphe 3.5.3). En effet, cette étude met en avant un phénomène d'augmentation de la différence d'altitude avec la valeur absolue de la vitesse du son, effet inverse de celui souligné dans le paragraphe 3.5.3.

TAB. 3.12 – Coordonnées des émetteurs et transpondeur, dans le référentiel UTM, fournies par le triangulation avec une vitesse du son modifiée ( $SV +1 m.s^{-1}$ )

Nom	X (m)	Y (m)	Z (m)
MILOM	8293.93	2516.37	-2474.06
Line 1	8221.63	2479.85	-2474.36
Line 2	8295.01	2442.87	-2474.43
Line 3	8207.87	2422.21	-2474.53
Line 4	8264.13	2394.57	-2474.51
Line 5	8158.83	2462.55	-2474.48
TR2	<b>8437.51</b>	2416.38	-2471.96

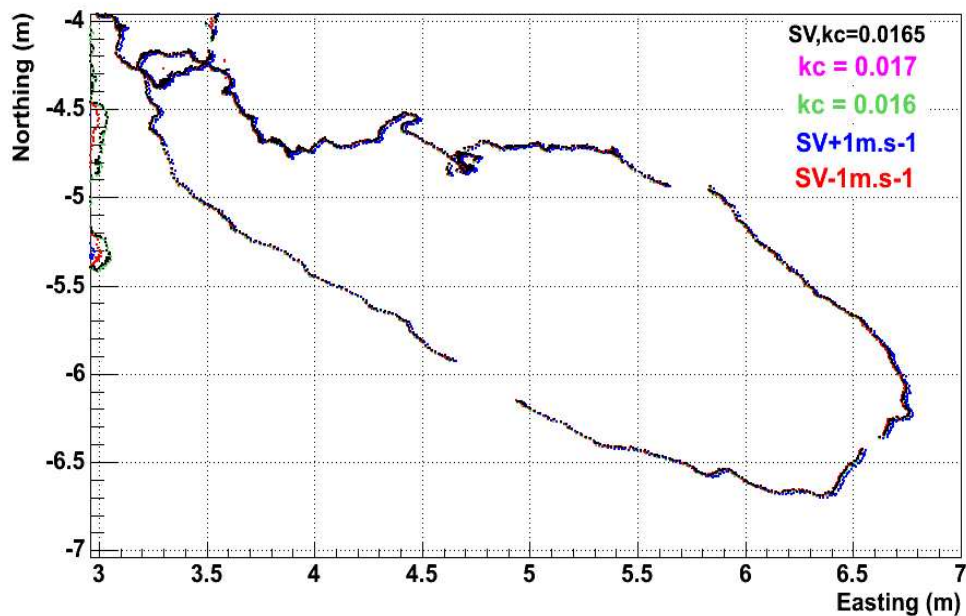


FIG. 3.38 – Déplacements horizontaux de l'hydrophone supérieur de la ligne 4 obtenus, pendant une période de courant fort, à partir des positions triangulées en utilisant les distances converties dans différentes conditions de vitesses du son (étude des effets de vitesse) :  $c(z_0)$  et  $k_c$  modifiés

### Perte d'un émetteur

Cette étude sera illustrée à partir de l'hydrophone du secteur 5 de la ligne 4 mais a été effectuée pour tous les hydrophones de cette ligne. L'effet d'un émetteur manquant est quantifié grâce à la comparaison des distances mesurées (étape précédant la triangulation) aux distances calculées c'est-à-dire aux distances entre chaque point fixe et le récepteur considéré, dont les positions ont été établies, par triangulation, à partir de toutes les distances disponibles excepté une qui a été artificiellement mise à zéro durant toute la période. Le calcul de la différence entre distances mesurée et calculée, nommée résidu en distance, est itéré pour chaque temps (chaque cycle lent) dans le but de tracer les distributions des résidus en distances pour chaque émetteur manquant et chaque hydrophone. Les erreurs peuvent être estimées de cette manière.

La difficulté réside dans le fait que des positions doublées sont fournies par l'algorithme lorsqu'au moins une distance est manquante pour trianguler la position. Cette anomalie a été imputée à la perte de communication avec le transpondeur 2 apparue au début du mois de mars 2007. Par conséquent, la détermination des résidus en distances a été limitée à la période de fonctionnement du transpondeur 2 (et des cinq lignes) couvrant le mois de février 2007 (soit du 29 janvier au 2 mars 2007). La distribution du résidu en distance à la ligne 1 est présentée en figure 3.39. Cette distribution trace la différence entre la distance mesurée Rx45-RxTx Ligne 1 et la même distance calculée à partir des positions déduites par triangulation de toutes les distances excepté la distance mesurée au RxTx de la ligne 1 (artificiellement mise à 0). Le résidu en distance est déterminé comme la valeur moyenne du fit gaussien de cette distribution réduite à la période de bon fonctionnement du transpondeur 2, ceci diminuant la statistique quasiment de moitié.

Toutes les distributions de résidus sont parfaitement ajustables par une gaussienne de manière aussi propre qu'exposée sur la figure 3.39. Les écarts-types à la moyenne sont systématiquement inférieurs à 5 mm.

La table 3.13 résume les résidus en distances des hydrophones de la ligne 4 à chaque point fixe.

TAB. 3.13 – Résidus en distance (cm). Le nom de chaque colonne indique l'émetteur manquant.

Nom	L1	L2	L3	L4	L5	MILOM	TR2
Rx41	-4.44	2.62	0.3	0.7	-2.33	2.71	-4.25
Rx42	-5.97	1.82	-0.43	2.73	-2.44	5.77	-6.13
Rx43	-6.29	1.48	-0.09	2.82	-2.05	6.19	-6.14
Rx44	-6.34	1.68	0.88	0.83	-1.31	5.09	-5.32
Rx45	-6.31	1.54	0.72	0.96	-1.01	5.32	-5.22

Notons quelques remarques au vu de ces valeurs :

- La perte d'un émetteur induit une différence de distance qui peut atteindre 6 cm. Ainsi, perdre une distance a un effet significatif mais les résidus en distances restent

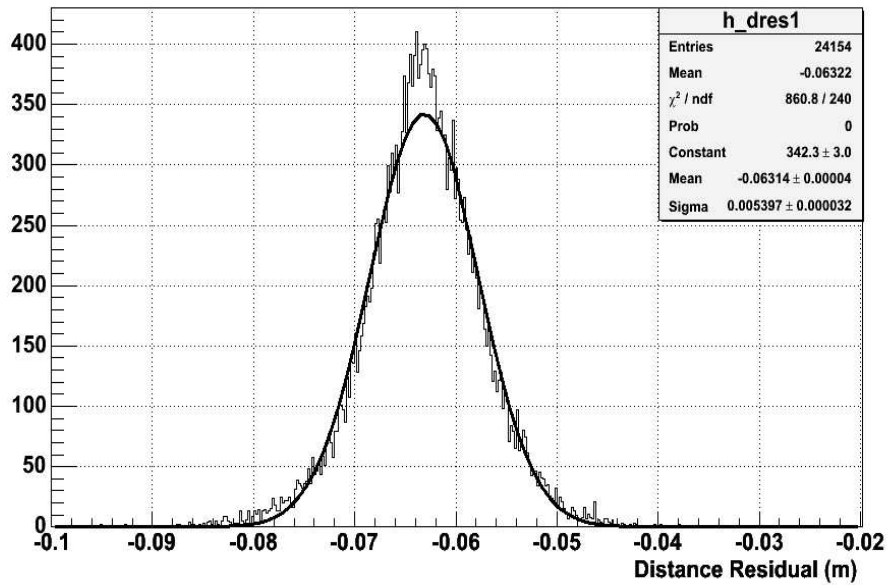


FIG. 3.39 – Distribution du résidu en distance séparant l’hydrophone Rx45 de l’émetteur de la ligne 1 durant la période de bon fonctionnement du transpondeur 2 (soit de fin janvier à début mars 2007), ceci réduisant la statistique de moitié approximativement

inférieures à la dizaine de centimètres, ce qui s’accorde parfaitement avec les requêtes de positionnement.

- Les résidus en distances ont été calculés en soustrayant les distances calculées (à partir des positions triangulées lorsqu’un émetteur était manquant) aux distances mesurées. La perte de l’émetteur de la ligne 1, de la ligne 5 ou du transpondeur 2 conduit à une distance calculée plus grande que la distance mesurée alors que l’inverse est remarquable lors de la perte de tout autre émetteur.
- Perdre un émetteur endigue la convergence de l’algorithme vers une solution stable par minimisation des résidus en distances (voir section 3.3.6) dans 3 % des cas seulement. Les performances de l’algorithme de triangulation sont ainsi mises en lumière.

L’influence de la perte d’une distance est donc significative et ne pourra être entièrement quantifiée que lors de la configuration finale impliquant tous les points fixes (détecteur complet). Néanmoins, les résidus en distances ne devraient être que meilleurs que les valeurs précédentes en raison de l’implication d’un plus grand nombre de points fixes soit une redondance plus importante dans chaque direction. Les valeurs quantifiées ici peuvent alors faire état de limites supérieures des erreurs de positionnement.

Parallèlement, les distributions des différences entre distances mesurées et calculées à partir des positions triangulées avec toutes les distances disponibles en entrée de l’algorithme sont parfaitement ajustables par des gaussiennes dont les valeurs moyennes sont systématiquement inférieures à 2 cm ( $\leq 3$  cm, erreur minimale associée aux distances en

entrée du code de triangulation) avec des écarts-types à la moyenne toujours inférieurs à 0.5 mm. Ceci est illustré sur la figure 3.40 qui représente la différence entre distances mesurées et calculées (à partir des positions triangulées avec toutes les distances disponibles en entrée) séparant l'hydrophone supérieur de la ligne 4 (Rx 45) et l'émetteur de la ligne 5. En conséquence, les positions de convergence calculées itérativement en appliquant la méthode de minimisation au sens des moindres carrés sont en très bon accord avec les distances mesurées appliquées en entrée de l'algorithme. Ceci caractérise ainsi la qualité de la méthode de triangulation et la cohérence de l'échantillon de données acoustiques par comparaison à différentes étapes de la procédure de positionnement.

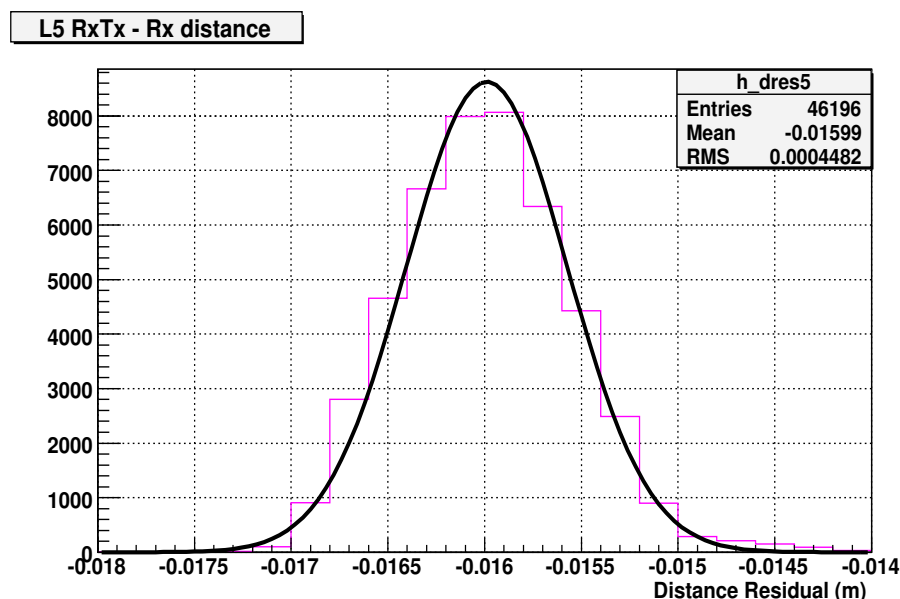


FIG. 3.40 – Différence entre distances mesurées et calculées (à partir des positions triangulées avec toutes les distances disponibles en entrée) entre l'hydrophone supérieur de la ligne 4 (Rx 45) et l'émetteur de la ligne 5

Des informations complémentaires peuvent être apportées si l'on s'intéresse aux différences de coordonnées. Celles-ci renseignent sur la direction la plus altérée lors de la perte d'un émetteur. Les différences de coordonnées induites par la perte d'un émetteur sont condensées dans la table 3.14. Pour l'altitude, l'effet est nettement moins marquant que celui induit par la vitesse du son. Pourtant, dans le plan horizontal, l'influence de la perte d'un émetteur n'est pas négligeable. Les valeurs reprises dans la table 3.14 ont été définies comme les valeurs moyennes des ajustements gaussiens appliqués aux différences de coordonnées entre les positions triangulées avec toutes les distances à disposition et celles triangulées avec une distance manquante, les premières étant utilisées comme références. Les écarts-types des ajustements gaussiens sont toujours de l'ordre du millimètre.

Un effet important, plus grand que 2 cm, en coordonnée x apparaît lors de la perte de l'émetteur de la ligne 5 ainsi que du transpondeur 2 alors que la perte de l'émetteur de la

TAB. 3.14 – Les différences de coordonnées (cm), induites par la perte d'un émetteur, ont été calculées en comparant les coordonnées obtenues lorsque toutes les distances étaient disponibles en entrée de la triangulation à celles provenant de la triangulation avec un émetteur manquant (noté en haut de colonne). Les sigmas des ajustements gaussiens sont de l'ordre du millimètre. Ces calculs ont été effectués avant la perte du transpondeur 2.

Module	Nom	L1	L2	L3	L4	L5	MILOM	TR2
Rx 41	$\Delta x$	-0.36	-0.59	0.17	0.09	-1.28	-0.63	1.85
Rx 42	$\Delta x$	-0.96	-0.85	-0.23	-0.21	-2.11	-2.24	3.27
Rx 43	$\Delta x$	-1.3	-1.17	-0.05	-0.29	-2.24	-3.18	4.08
Rx 44	$\Delta x$	-1.67	-1.41	0.52	-0.24	-1.97	-3.41	4.45
Rx 45	$\Delta x$	-2.08	-1.75	0.56	-0.3	-1.76	-4.33	5.13
Rx 41	$\Delta y$	2.87	0.23	0.37	0.67	0.62	-2.21	-0.28
Rx 42	$\Delta y$	5.8	0.09	-0.3	3.41	0.64	-7.62	-1.0
Rx 43	$\Delta y$	8.18	-0.07	-0.21	4.06	0.54	-11.0	-1.4
Rx 44	$\Delta y$	10.43	-0.22	1.12	1.71	0.28	-11.59	-1.62
Rx 45	$\Delta y$	12.18	-0.34	0.76	2.32	0.08	-14.13	-1.95
Rx 41	$\Delta z$	-0.15	-0.18	-0.17	0.52	-0.17	-0.23	-0.17
Rx 42	$\Delta z$	-0.08	-0.11	-0.1	2.6	-0.11	-0.13	-0.11
Rx 43	$\Delta z$	0.28	0.24	0.23	2.66	0.23	0.15	0.24
Rx 44	$\Delta z$	0.9	0.86	0.87	1.7	0.85	0.78	0.86
Rx 45	$\Delta z$	1.59	2.14	1.88	2.5	1.53	1.46	1.58

ligne 1 semble plutôt affecter la coordonnée  $y$ . La perte de l'émetteur de la MILOM influe à la fois sur  $x$  et sur  $y$ . Toutes ces observations s'accordent avec la géométrie du détecteur (structure à cinq lignes) c'est-à-dire avec la disposition des points fixes en regard de la ligne 4. De façon évidente, l'influence la plus remarquable sur l'altitude provient de la perte de l'émetteur de la ligne 4 (distance verticale).

Il est aussi intéressant de remarquer que les différences de coordonnées peuvent atteindre la dizaine de centimètres alors que les résidus en distances sont toujours nettement inférieurs à cette valeur, qui est la requête de précision des données acoustiques. Les différences de coordonnées ne pourront être, toutefois, que réduites dans l'étude acoustique s'inscrivant dans le cadre d'un détecteur à dix lignes ou à douze lignes en raison d'une redondance des distances permettant d'améliorer la précision des mesures.

### 3.6 Conclusion

Les études de cette configuration acoustique à cinq lignes ont non seulement permis de mettre en évidence des difficultés à déterminer la valeur de vitesse du son appropriée mais aussi (et surtout) d'estimer la précision du système acoustique en calculant les résidus en distance, définis comme les différences entre distances mesurées et calculées (à partir des positions triangulées). Les résidus en distances sont toujours inférieurs ou égaux à 6 cm dans cette configuration et valident alors les requêtes de précision de positionnement qui étaient de l'ordre d'une dizaine de centimètres. Ces valeurs peuvent être considérées comme limites supérieures des résidus en distances c'est-à-dire des erreurs acoustiques car elles ne peuvent être qu'améliorées dans une configuration impliquant des points fixes supplémentaires.

L'influence de la vitesse du son a aussi été examinée et s'avère significative sur les mesures d'altitudes (la différence atteignant 30 cm en haut de ligne pour une variation de  $1 \text{ m.s}^{-1}$  sur la célérité). L'effet dans le plan horizontal est toutefois inférieur à 1 cm comme dans le cas d'un coefficient de l'Unesco modifié. Les comparaisons effectuées sur les données acoustiques à différentes étapes mettent en avant une cohérence de l'échantillon considéré et donc la robustesse de la méthode.

### 3.7 Intégration de l'acoustique dans la procédure d'alignement

Les données acoustiques obtenues après cette procédure sont utilisées en association avec les données des inclinomètres-compas dans un ajustement global des formes des lignes. Cet ajustement dérive des modèles hydrodynamiques de déformée de ligne causée par le courant marin et est de la forme suivante :

$$r = (az - b.\ln(1 - cz))v^2 \quad (3.18)$$

où  $a$ ,  $b$  et  $c$  sont les valeurs de la paramétrisation issue du modèle et de mesure d'essai du comportement hydrodynamique d'un étage de ligne en bassin et  $v$ , la vitesse du courant

marin. Chaque étage comporte un inclinomètre-compass alors qu'il n'y a qu'un hydrophone par secteur. Néanmoins, la précision des données des hydrophones étant bien meilleure que celle des inclinomètres, l'acoustique apporte beaucoup à la précision de l'alignement. La figure 3.41 illustre un bon accord entre acoustique et inclinomètres mais également la précision des mesures acoustiques qui justifie le fait qu'inclure les données acoustiques dans la procédure d'alignement permet incontestablement d'améliorer la précision sur la reconstruction des formes de lignes.

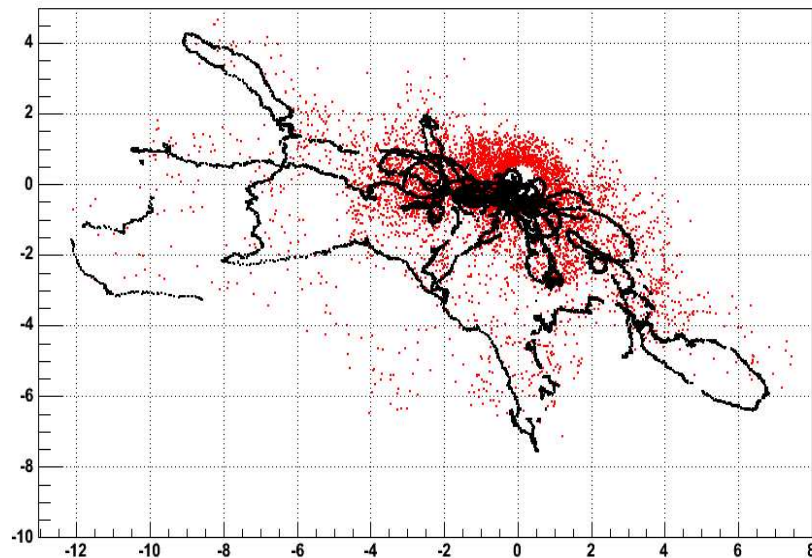


FIG. 3.41 – Déplacements horizontaux de l'hydrophone supérieur de la ligne 4 provenant de l'acoustique seule (en noir) et des inclinomètres seuls (en rouge). La cohérence entre acoustique et inclinomètres est dépeinte sur cette figure ainsi que la précision des mesures acoustiques en comparaison de celle des inclinomètres.

Une quantification de l'influence des incertitudes acoustiques, provenant de la vitesse du son ou des distances par exemple, sur la précision de reconstruction des trajectoires des muons est cependant rendue difficile par les nombreuses étapes entre l'acoustique et la reconstruction, à commencer par l'alignement. Ainsi, l'estimation des erreurs est réalisée pas à pas, étape par étape. Chaque étape donne lieu à une étude particulière. C'est pourquoi cette étude traite uniquement de l'acoustique. Une étude plus complète des incertitudes provenant de l'alignement sur la reconstruction est actuellement en cours au sein de la collaboration.





## Troisième partie

# ANTARES et les Sursauts Gamma



# Chapitre 4

## Sursauts Gamma et Neutrinos

*L'astre est-il le point fixe en ce mouvant problème ?*

*Ce ciel que nous voyons fut-il toujours le même ?*

*Le sera-t-il toujours ?*

**V. Hugo**    *Les Contemplations*

Les sursauts gamma sont les phénomènes les plus violents et les plus lumineux connus dans l'Univers. Durant quelques secondes, ils inondent le ciel de leur radiation jusqu'à masquer des sources extrêmement lumineuses. L'énergie électromagnétique émise lors d'un seul sursaut gamma équivaut à celle produite par le Soleil durant quelques dix milliards d'années (soit approximativement l'âge de l'Univers). Ils apparaissent à une fréquence de quelques-uns par jour dans tout l'Univers (fréquence observationnelle). Jusqu'à récemment, ils n'étaient observés que dans le domaine gamma, ce qui ne permettait pas de connaître avec précision les progéniteurs de tels événements cataclysmiques. Cependant, depuis peu, des observations multi-longueurs d'onde ont permis et devraient permettre de considérables avancées dans la compréhension de ces phénomènes.

### 4.1 Découverte et histoire des sursauts gamma

Les premiers sursauts gamma ont été observés par les satellites américains Vela en 1967. Ces appareils étaient initialement destinés à la surveillance d'éventuelles explosions nucléaires sur Terre ou dans l'espace qui violeraient le traité d'interdiction des essais nucléaires (Nuclear Test Ban Treaty) décidé par les pays munis de l'arme nucléaire (Etats-Unis ; URSS ; Grande Bretagne ; France et Chine à partir des années 60) dans le contexte historique de la Guerre Froide. Ces mystérieux flashes de rayons gamma furent finalement attribués à des phénomènes cosmiques catastrophiques et rendus publics seulement en 1973 [53]. Les sursauts gamma donnèrent lieu à de nombreux articles même si aucune avancée notable ne marqua les 25 années suivantes.

Une étape majeure fut franchie en 1991 lors du lancement du satellite Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) [54]. L'instrument Burst And Transient Source Experiment (BATSE) qui s'y trouvait a permis de scruter le ciel durant neuf ans et d'établir

ainsi, grâce à une précision de positionnement de  $2.5^\circ$ , la première distribution spatiale de sursauts gamma (Figure 4.1). La distribution des 2704 sursauts observés par BATSE apparaît isotrope permettant ainsi de rejeter une origine purement galactique des sursauts gamma. Si c'était le cas, les sursauts ne seraient distribués que dans le plan galactique. Or, cette distribution étant isotrope, une origine extragalactique ou bien une distribution du halo galactique étendue pouvaient être envisagées. Si les sursauts gamma apparaissent à des distances cosmologiques, les flux observés impliquent, au niveau de la source, des énergies considérables.

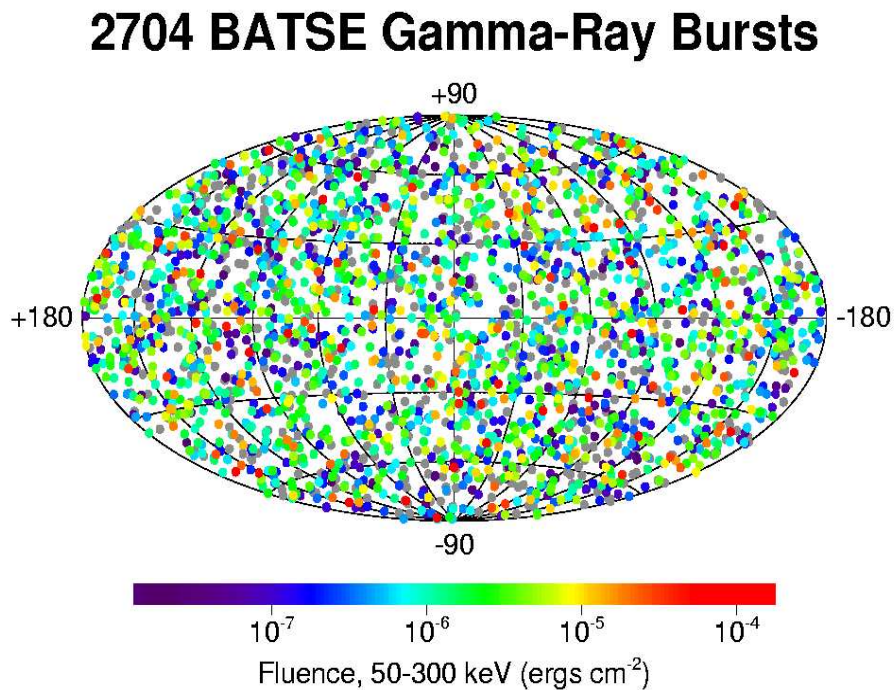


FIG. 4.1 – Carte du ciel des sursauts gamma vus par BATSE (la couleur indique la fluence)

Un nouveau pas fut réalisé lorsque le satellite italiano-hollandais Beppo-SAX, mis en orbite en 1996, détecta en 1997 une contrepartie X apparaissant quelques heures après le sursaut gamma GRB 970228 [55] (voir figure 4.2). Une contrepartie optique fut observée quelques heures après permettant de définir un redshift de 0.835 correspondant à une source située à 0.5 Gpc, confirmant l'origine cosmologique des sursauts. Ces contreparties, qui peuvent s'étendre jusqu'au domaine radio et qui peuvent durer de quelques minutes à plusieurs semaines (voire plus), sont couramment nommées "afterglow" ou "émission rémanente" et ont permis d'identifier, à partir de la mesure du redshift, les galaxies hôtes des sursauts dans quelques cas. L'année suivante, alors que tous les sursauts apparaissent à des distances cosmologiques, le GRB980425 semble anormalement proche ( $z=0.0085$ ). Il semble de plus associé à la supernova 1998bw de type Ic. Le satellite HETE-2, au travers de l'observation des afterglows de façon plus systématique, localisa le sursaut

gamma GRB030329 qui fut associé sans aucune ambiguïté à une supernova (SN2003dh) de type Ic [56] (associée à l'effondrement d'une étoile de Wolf-Rayet ayant perdu son enveloppe d'hydrogène et d'hélium) dont le redshift était égal à 0.168. La première association SN/GRB, caractéristique dont l'effet systématique est encore à l'étude actuellement, était ainsi marquée. HETE-2 permit également d'identifier une nouvelle catégorie de sources : les "X-ray flashes" (XRF), sorte de sursauts gamma aux spectres moins durs.

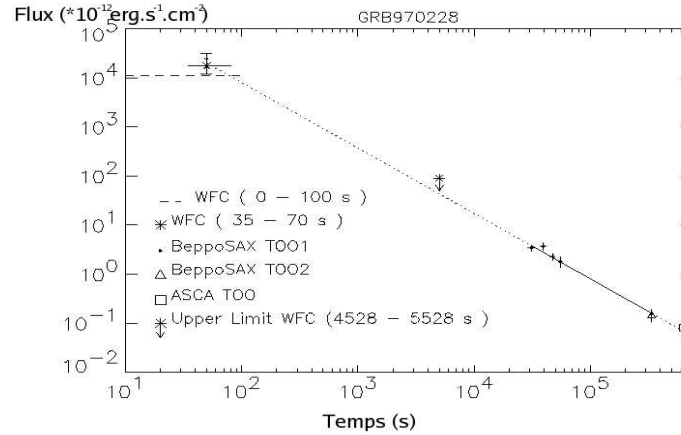


FIG. 4.2 – Evolution du flux dans la gamme d'énergie 2-10 keV pour le GRB 970228 : première observation de rémanence X par BeppoSAX [55]

Alors que les précédents instruments ne réalisaient l'observation des "afterglow" que, au mieux, une heure après la détection de l'émission prompte, le satellite Swift [3], lancé en 2004, permet de combler le vide dans le spectre entre la première minute et les quelques heures suivant la détection et donc d'étudier la transition entre l'émission prompte et l'émission rémanente. L'instrument de détection de l'émission prompte, Burst Alert Detector (BAT), a une sensibilité s'étendant de 15 à 150 keV et permet le pointage dans les 100 secondes qui suivent des deux instruments de mesure des contreparties respectivement X et UV-optiques, XRT et UVOT. Un positionnement d'une précision de 15 minutes d'arc peut être atteint dans les secondes suivant la détection. Par cette observation optimisée de la rémanence, de nombreux redshifts peuvent être mesurés avec précision, notamment pour certains sursauts courts. Or, aucun afterglow de sursaut gamma court n'avait été observé avant Swift! Alors que le redshift moyen des sursauts longs semble approcher 2 (voir figure 4.9), celui des sursauts courts est compris entre 1 et 1.5 (pour 3 sursauts) [57], [58], [59].

Dans le futur, le satellite Gamma-Ray Large Area Space Telescope GLAST [4] rebaptisé Fermi, lancé en juin 2008 pour une durée de cinq ans, permettra d'étudier la composante haute énergie de nombreux phénomènes au moyen de l'instrument Large Area Telescope (LAT) dont la sensibilité s'étend de 20 MeV à 300 GeV et permettant un positionnement de la source avec une précision de 15 minutes d'arc. Un autre instrument, GLAST Burst Monitor (GBM), sensible dans la gamme d'énergie X et  $\gamma$  soit entre 8 keV

et 30 MeV, est dédié à la recherche de sursauts gamma. La détection d'environ 15 sursauts par an est attendue à partir des observations de cet appareil. Les données de GLAST sont attendues avec impatience par la communauté scientifique car elles devraient permettre de considérables avancées dans la compréhension des mécanismes d'accélération et dans l'étude de la composante haute énergie des phénomènes éphémères tels que les sursauts gamma, du fait de la gamme de sensibilité en énergie très large.

Parallèlement, l'observation multi-messagers notamment par les neutrinos apporterait une preuve univoque de l'existence de processus hadroniques au sein de ces phénomènes éphémères. Cette approche sera détaillée plus tard.

## 4.2 Phénoménologie des sursauts gamma

Les principales caractéristiques des sursauts gamma seront détaillées dans cette section notamment les courbes de lumière, les caractéristiques temporelles et les propriétés spectrales.

**Courbes de lumière et fluences** La courbe de lumière est spécifique de chaque sursaut (voir figure 4.3). Aucun gabarit n'est identifiable. La forme de la courbe de lumière ainsi que l'échelle temporelle des sous-structures de celle-ci (variabilité en temps) devraient fournir des renseignements sur les zones d'émission notamment sur le moteur central et sur le jet. Cette émission collimatée a pour effet de réduire les requêtes énergétiques de  $10^{54} \text{ erg.s}^{-1}$  à  $10^{54}\Omega/4\pi \text{ erg.s}^{-1}$  (avec  $\Omega$  l'angle solide dans lequel les  $\gamma$  sont émis) soit environ  $10^{51} \text{ erg.s}^{-1}$ .

La fluence caractéristique des sursauts s'étend de  $10^{-6} \text{ erg.cm}^{-2}$  à  $2 * 10^{-4} \text{ erg.cm}^{-2}$ . Elle correspond au flux intégré sur la durée du sursaut.

**Caractéristiques temporelles** L'émission prompte a une durée variable comprise entre la milliseconde et quelques centaines de secondes. La durée caractéristique d'un sursaut gamma est généralement prise comme le temps nécessaire à la détection de 90% des coups et est notée  $T_{90}$ . La distribution des durées des sursauts gamma est de type bimodale : elle a tout d'abord été mesurée par BATSE [60] puis confirmée par les premiers résultats de Swift [58] (voir figure 4.4). Deux catégories de sursauts gamma furent alors isolées [61] et semblent être initiées par différents progéniteurs [59] : les sursauts gamma courts ont une durée inférieure à deux secondes alors que les sursauts longs ont une durée supérieure à deux secondes.

**Spectre** La phénoménologie des sursauts gamma a principalement été caractérisée par BATSE jusqu'au lancement de Swift. Les spectres  $\gamma$ , correspondant à l'émission prompte, sont des spectres non thermiques allant du keV à quelques MeV, ajustés dans la gamme du MeV par des lois de puissance d'indices spectraux en moyenne -1 et -2 (respectivement pour les basses et les hautes énergies) séparées au niveau d'une énergie de coupure de l'ordre de 100 à 800 keV variant d'un sursaut à l'autre. L'énergie de coupure est définie

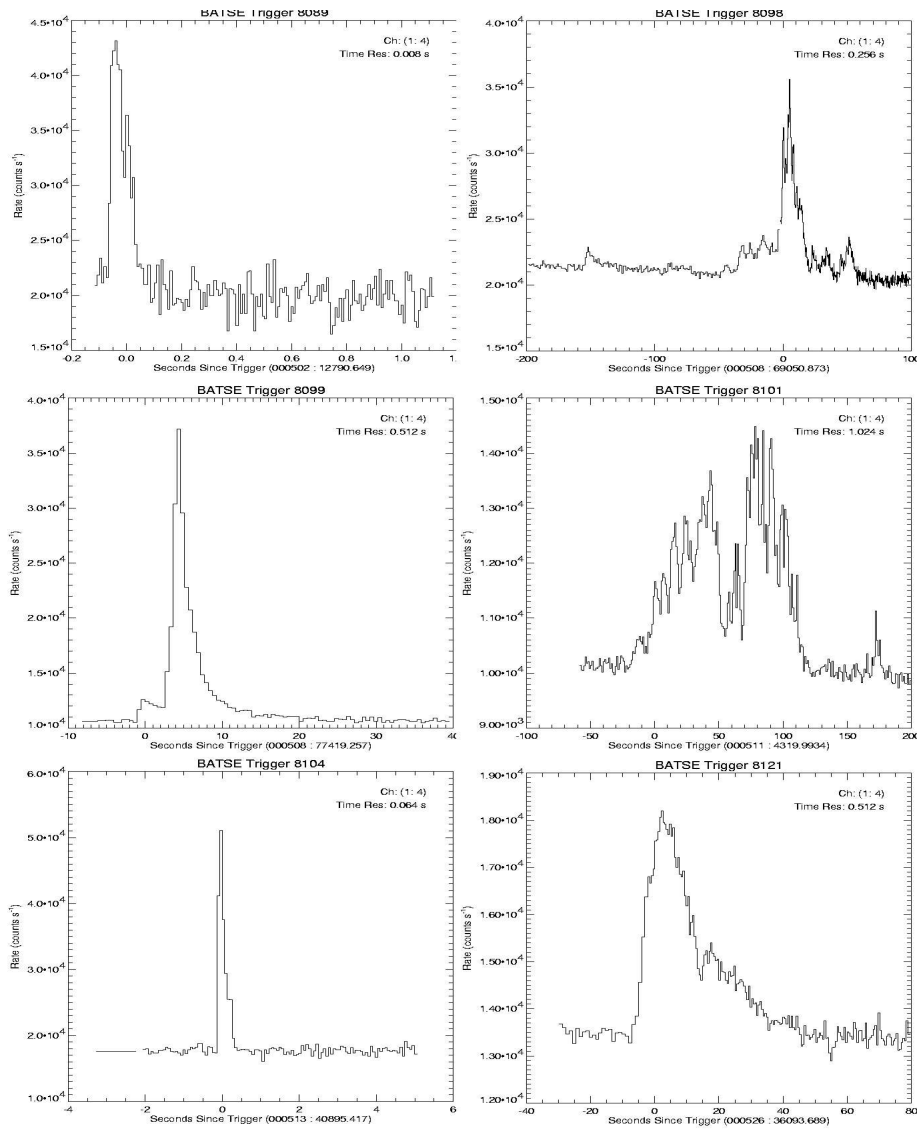


FIG. 4.3 – Courbes de lumière pour différents sursauts détectés par BATSE en 2000

comme l'énergie pour laquelle un maximum apparaît dans la fonction  $E^2N(E)$ . Il semble que les spectres des sursauts gamma courts soient globalement plus durs que ceux des sursauts longs. La figure 4.5 [62] représente le rapport de dureté en fonction de la durée des sursauts pour les sursauts BATSE (en gris), les sursauts courts Swift (étoiles bleues) et les sursauts courts HETE-2 (plus bleus). Le rapport de dureté est défini comme le rapport de la fluence mesurée dans la gamme d'énergie 50-100 keV sur la fluence dans la gamme d'énergie 25-50 keV. Les sursauts courts ( $T_{90} \leq 2$  s) exhibent bien un rapport de dureté plus grand que pour les sursauts longs ( $T_{90} \geq 2$  s). La sensibilité de BATSE s'étendait de 25 keV jusqu'à environ 2 MeV, permettant alors la mesure du spectre autour de l'énergie de

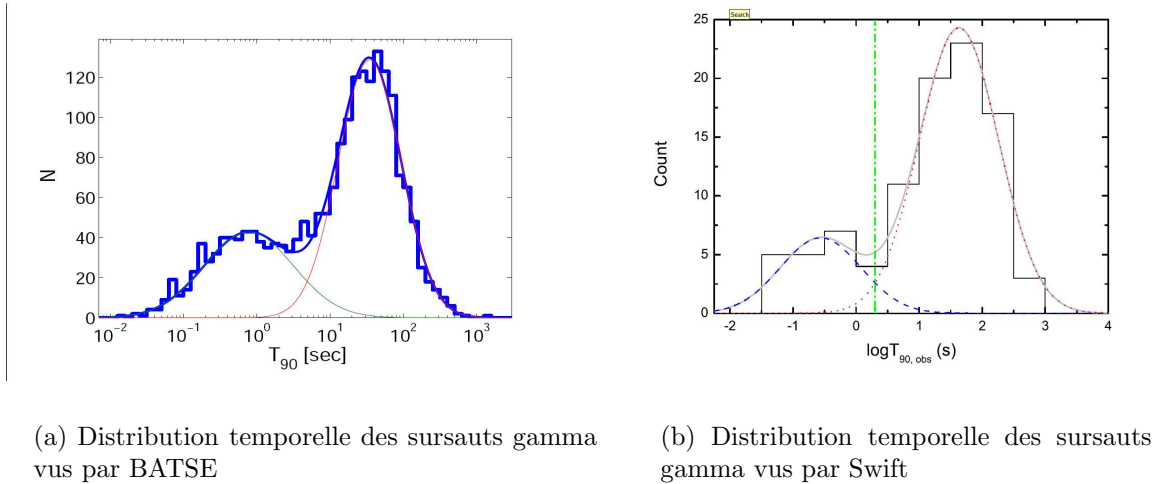


FIG. 4.4 – Distributions temporelles : sursauts courts ou sursauts longs ?

coupure pour la majorité des sursauts gamma (illustration sur la figure 4.6). Au contraire de BATSE, Swift, qui est optimisé pour la détection de la rémanence précoce et pour lequel la sensibilité de BAT n'exécède pas 150 keV, ne permet pas, dans la majorité des cas, un suivi du spectre sur toute la gamme d'énergie de l'émission prompt et donc une détermination de l'énergie de coupure.

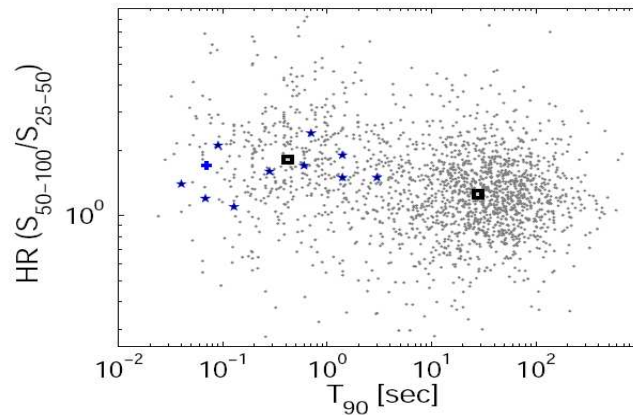


FIG. 4.5 – Rapport de dureté en fonction de la durée des sursauts pour les sursauts BATSE (en gris), les sursauts courts Swift (étoiles bleues) et les sursauts courts HETE-2 (plus bleus) [62]. Les moyennes des rapports de dureté pour les sursauts courts et longs détectés par BATSE sont montrés par les carrés noirs.

Alors qu'une décroissance linéaire dans le spectre était attendue entre l'émission



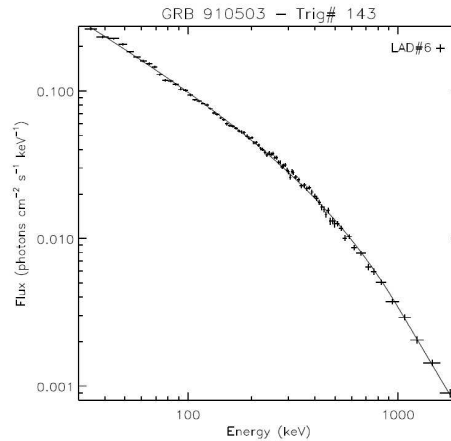


FIG. 4.6 – Exemple de spectre de l’émission prompt vue par BATSE pour le GRB910503

prompte et l’émission rémanente observée après quelques heures, Swift établit un autre spectre des contreparties ”préliminaires”, à partir des sursauts gamma longs suivis par XRT dans les 100s après leur détection par BAT soit pour une cinquantaine de sursauts. Il semble que cette transition soit marquée par deux pentes fortes séparées d’un plateau, comme observé sur la figure 4.7 et schématisé sur la figure 4.8 où l’on identifie aisément une décroissance brusque suivies d’éruptions (”flares”) dans le domaine X [64]. Cet effet n’est cependant pas systématique.

Quelque soit le domaine de mesure de l’afterglow, radio, optique ou X, des cassures achromatiques apparaissent souvent.

**Distances cosmologiques** L’observation de contreparties optiques permet de déterminer le redshift du sursaut gamma par spectroscopie (à partir des raies d’absorption) ainsi que d’identifier la galaxie hôte. Les mesures de redshift effectuées jusqu’à maintenant ont confirmé l’origine extragalactique de ces phénomènes, ce qui avait été précédemment supputé à partir de la distribution des sursauts gamma dans le ciel vue par BATSE. Jusqu’à maintenant, des sursauts de redshift compris entre 0.03 et 6.7 ont été observés. La figure 4.9 représente la comparaison de la distribution en redshift cumulée de 16 sursauts observés par Swift entre 2004 à 2006 en rouge à celle, en bleu, provenant de 42 sursauts observés précédemment (par BATSE principalement) [65]. Les autres courbes correspondent à différents modèles de formations d’étoiles. Il semble que les mesures de Swift soient plus en accord avec ces modèles que les mesures effectuées au préalable par BATSE, dont la sensibilité de détection était moins bonne. Cette compatibilité entre modèles de formation d’étoiles et distribution de redshift semble corroborer le fait que les sursauts longs apparaissent plutôt dans des régions riches en étoiles jeunes.

La fréquence des sursauts gamma a été estimée à  $0.5/an/Gpc^3$ . Par exemple, dans un rayon de redshift égal à 1 (soit 2.5 Gpc avec la constante de Hubble  $H_0 \simeq 72 km.s^{-1}.Mpc^{-1}$ ), un taux de 8 sursauts par an est attendu. Cependant, cette fréquence est difficile à estimer

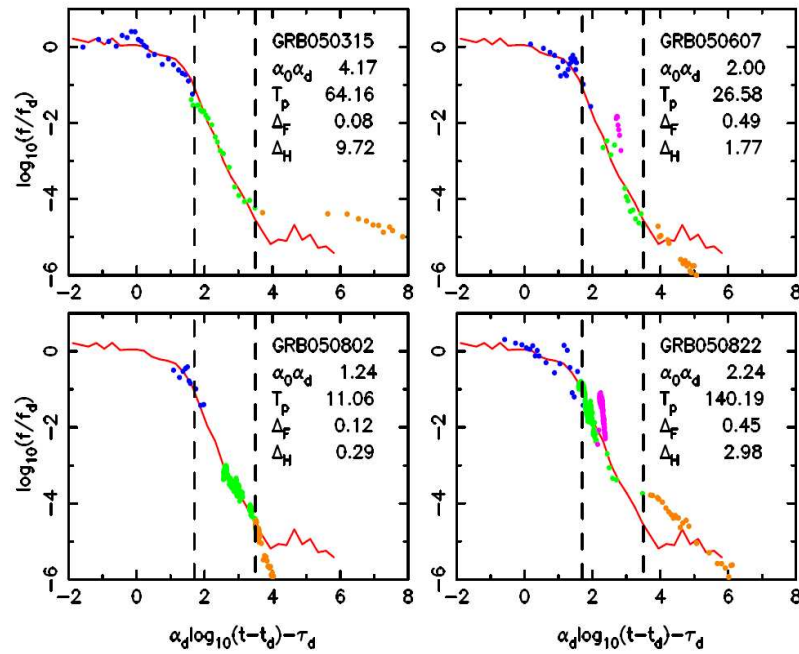


FIG. 4.7 – Courbes de lumière des rémanences X précoces de différents sursauts gamma observés par Swift (BAT+XRT) [63]. Les points bleus correspondent à l'émission prompte.

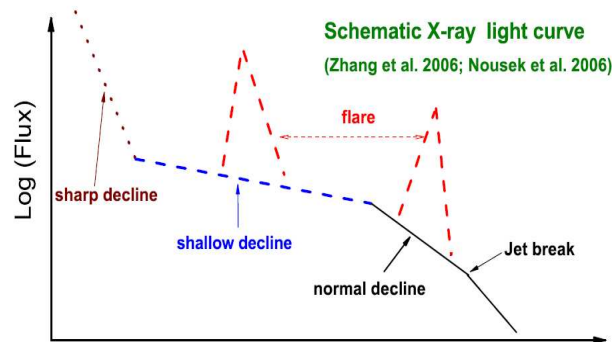


FIG. 4.8 – Schématisation de l'émission rémanente précoce [64]

pour les faibles distances ( $z < 0.5$ ) en raison du manque de statistiques.

**Les progéniteurs** [59] Comme il a été précisé dans le paragraphe précédent, différents progéniteurs semblent donner naissance aux deux catégories de sursauts. Les sursauts longs proviennent vraisemblablement de l'effondrement du coeur compact d'un objet stel-

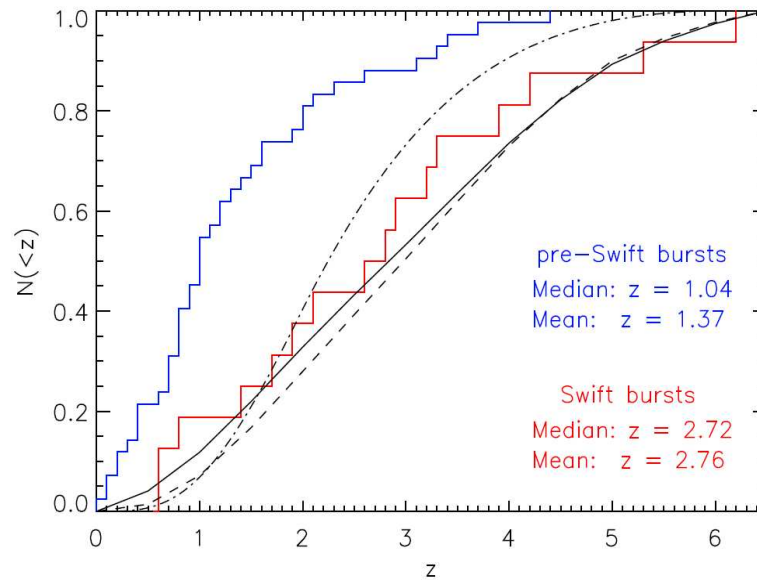


FIG. 4.9 – Comparaison des distributions cumulées des redshifts pour 16 sursauts gamma observés par Swift (en rouge) et 42 sursauts observés précédemment (en bleu) avec les prédictions de modèles de formation d'étoiles [65]

laire très massif en un trou noir soit directement soit après un court épisode d'accrétion. L'origine des sursauts courts semble plutôt se tenir au sein de systèmes binaires soit de deux étoiles à neutrons soit d'une étoile à neutrons associée à un trou noir. Le sursaut gamma provient alors d'un phénomène de coalescence par perte de moment angulaire orbital en ondes gravitationnelles suivie de la formation d'un trou noir entouré d'un disque dont l'accrétion peut fournir une émission soudaine d'énergie gravitationnelle suffisante à l'initiation d'un sursaut gamma. La durée du sursaut est directement liée au temps de retombée de la matière accrétée sur l'objet compact (trou noir final généralement).

**Modèle de la boule de feu** La quantité colossale d'énergie gravitationnelle émise dans un temps très court, de l'ordre de quelques secondes, au sein d'une région très restreinte, de quelques dizaines de kilomètres cubes, laisse supposer un événement stellaire cataclysmique : soit l'effondrement du coeur d'une étoile massive soit la coalescence de deux objets célestes compacts au sein d'un système binaire. A cette énergie prompte s'ajoute une quantité comparable d'énergie provenant de l'accrétion, par l'objet central, de gaz issu soit des parties internes de l'étoile effondrée soit des débris des étoiles initiales (qui ont été temporairement conservées compactes par la rotation de l'objet).

De la libération soudaine d'énergie devrait résulter une boule de feu à ultra-haute température, composée d'un plasma de  $e^\pm - \gamma$ -baryons qui se propage à une vitesse relativiste. La principale difficulté de ce scénario réside dans le fait qu'une boule de feu relati-

viste se déplaçant continûment devrait produire un spectre quasi-thermique en convertissant toute son énergie en énergie cinétique des baryons accélérés plutôt que dans l'énergie des  $\gamma$ , ce qui ne correspond pas aux observations spectrales. Ainsi, seuls les chocs internes intervenant à des rayons au-delà du rayon de la photosphère baryonique contribueraient à l'émission observée [66].

De plus, le spectre s'étendant au-delà du MeV ( $\gg m_e c^2 \sim 0.511 \text{ MeV}$ ), il semble que le flux soit capable d'éviter une dégradation par interaction  $\gamma\gamma \rightarrow e^\pm$  [59] pour des énergies supérieures au seuil  $\varepsilon_{th}$  (défini par la relation  $\varepsilon_\gamma * \varepsilon_{th} = 2(m_e c^2)^2 / (1 - \cos\theta)$  [67]). Pour éviter cela, le flux doit s'étendre avec un facteur de Lorentz  $\Gamma$  important. Dans ce cas (relativiste), le flux est collimé dans un jet d'angle d'ouverture  $\Gamma^{-1}$  [68]. Le seuil de production de paires se déplace vers les hautes énergies ( $\varepsilon_\gamma * \Gamma^{-1}$ ) et apparaît une diminution de l'opacité (ou épaisseur optique), définie par :

$$\tau_{\gamma\gamma} = \frac{f_{\gamma\gamma} \varepsilon_\gamma * \Gamma^{-1} \sigma_T}{4\pi R^2 m_e c^2}$$

, avec  $f_{\gamma\gamma}$  la fraction de photons ayant une énergie supérieure au seuil de production de paires et  $\sigma_T$  la section efficace de diffusion Thompson.

La condition pour laquelle les photons d'énergie  $\varepsilon_\gamma$  échappent à l'annihilation par interaction avec des photons cibles d'énergie  $\varepsilon_t$  de l'ordre du MeV, produits par rayonnement synchrotron des électrons accélérés, est la suivante :

$$\Gamma \gtrsim 10^2 \left[ \left( \frac{\varepsilon_\gamma}{10 \text{ GeV}} \right) \left( \frac{\varepsilon_t}{1 \text{ MeV}} \right) \right]^{1/2} \quad (4.1)$$

Le facteur de Lorentz minimum,  $\Gamma_{min}$ , permettant d'atteindre une opacité limite égale à 1 pour laquelle le milieu devient transparent ( $\tau_{\gamma\gamma} < 1$  i.e. les photons peuvent s'échapper) est de l'ordre de 100. Pour  $\Gamma < \Gamma_{min}$ , la radiation du disque d'accrétion ne peut être observée directement en raison de son opacité ( $\tau_{\gamma\gamma} > 1$ ).

Lors de l'éjection de matière et de la phase d'expansion, toute l'énergie interne est convertie en énergie cinétique et toutes les régions de la boule de feu évoluent indépendamment les unes des autres. Le jet de matière éjectée est alors considéré comme inhomogène et constitué d'ondes de chocs se propageant à différentes vitesses : lors de cette première phase d'accélération, le facteur de Lorentz de chaque couche dépend entre autres de la quantité de matière contenue et croît en fonction du rayon d'expansion jusqu'à saturation.

Au delà d'une certaine expansion, le transfert d'énergie cinétique en énergie non-thermique est à nouveau possible après que la boule de feu soit devenue optiquement transparente. Des chocs entre différentes couches se propageant à différentes vitesses (chocs internes) se produisent alors [69]. La complexité de la courbe de lumière peut ainsi être expliquée : chaque pic est caractéristique d'une collision entre couches et la variabilité temporelle est directement liée à la distribution des facteurs de Lorentz ainsi qu'au rayon d'expansion. De tels chocs se produisent globalement sans contact c'est-à-dire que les collisions particule-particule sont remplacées par des interactions "transportées" par champs magnétiques et électriques. Les particules sont alors accélérées à des vitesses

ultra-relativistes par processus de Fermi dans de telles interactions (chapitre 1). La composante électronique relativiste est à l'origine d'émission non-thermique par processus synchrotron (composante MeV) et Compton Inverse (à haute énergie, composante GeV) à voir dans l'annexe B. L'émission synchrotron prompte, le sursaut, est celle détectée par les satellites dédiés aux sursauts gamma alors que l'émission Compton Inverse reste inobservée jusqu'à présent. Une auto-régulation de l'épaisseur optique du plasma  $e^\pm$  (i.e. équilibre paires-photons) à l'origine d'un spectre Compton a été avancée comme processus pouvant expliquer la coupure dans le spectre autour d'une énergie moyenne comprise entre 100 et 500 keV [59].

La boule de feu se développe ensuite dans le milieu extérieur (milieu interstellaire ou vent stellaire ejecté par le progéniteur lors de l'effondrement) et est décélérée (chocs externes) [64]. Des chocs avant relativistes, se propageant dans le milieu interstellaire, et retour (relativistes ou non suivant la durée du sursaut), se développant dans le milieu choqué, sont attendus dans ce processus de chocs externes. Lors des chocs avant, le milieu ambiant est chauffé et l'énergie cinétique est convertie en énergie interne. Les électrons sont accélérés donnant lieu à une émission synchrotron dans les domaines X, optique et radio. L'émission synchrotron des électrons accélérés dans les chocs retour produit une rémanence optique importante [70]. L'observation d'une coupure récurrente dans la courbe de lumière au niveau des domaines X et optique de l'afterglow peut être interprétée comme une émission collimatée sous la forme d'un jet cône d'angle d'ouverture de l'ordre de 5 à 20 degrés plutôt que comme une émission isotropique. En effet, au cours des chocs externes, à partir du moment où l'angle d'ouverture du jet (inversement proportionnel au facteur de Lorentz moyen) devient inférieur à l'angle de visée, l'observateur visualise l'intégralité de la surface émettrice. Certains photons peuvent alors partir sur les côtés d'où la cassure du spectre (coupure achromatique visible dans toutes les longueurs d'onde). Les phénomènes physiques à l'origine des caractéristiques du spectre de l'afterglow, identifiées par Swift (figure 4.7), sont encore à l'étude. Cependant, une explication par réinjection d'énergie tardive dans le jet juste avant interaction avec le milieu environnant a été avancée pour justifier le "freinage" de la décroissance (le plateau) [64].

**Modèles alternatifs** Différents modèles ont été développés alternativement au modèle de la boule de feu. Un de ces modèles est basé sur le fait que l'émission prompte proviendrait d'un processus de reconnexion magnétique si les ejecta étaient hautement magnétisés (l'accélération des particules s'effectue par reconnexion magnétique dans ce type de modèles).

Un autre scénario considère non pas un jet continu et fluide comme dans le modèle de la boule de feu mais un jet constitué de bulbes de matière baryonique ejectés à des vitesses relativistes, les boulets de canon. Dans ce modèle, le sursaut gamma est toujours associé à une supernova. Dans ce cas, les interactions intervenant avec le reste de supernova ne sont plus des interactions globales transportées par les champs magnétiques et électriques mais des interactions particule-particule. L'émission prompte est produite par effet Bremsstrahlung et la rémanence par diffusion Compton Inverse [72], [73].

Le modèle le plus communément admis reste cependant le "modèle de la boule de feu" et semble être actuellement le mieux validé par les observations même si de nombreuses

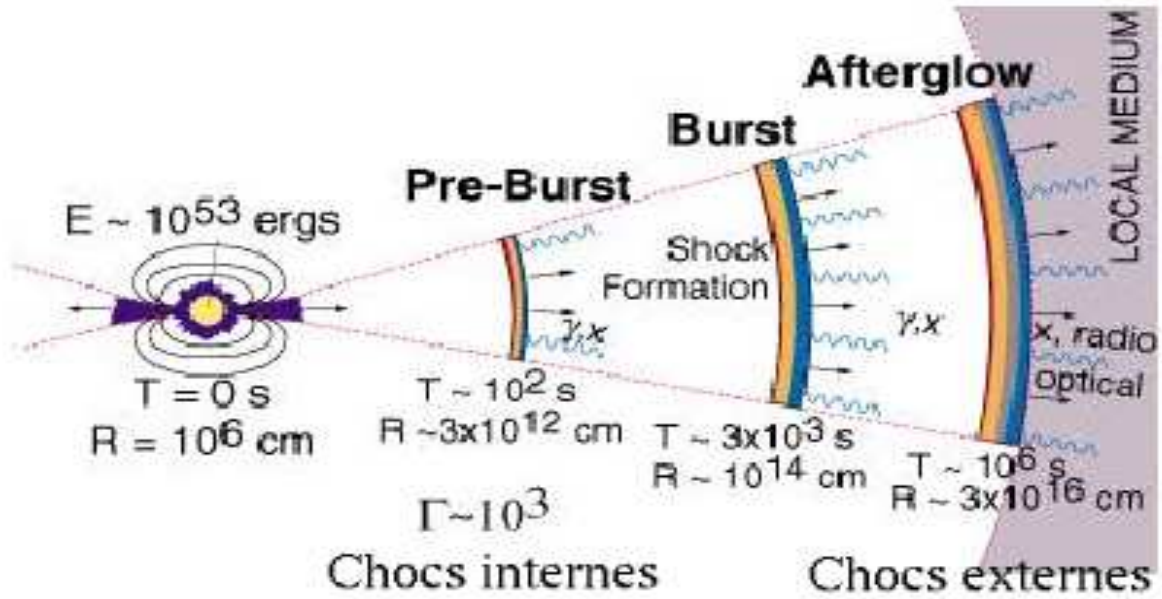
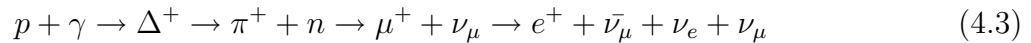
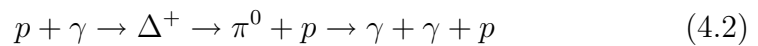


FIG. 4.10 – Modèle de la boule de feu : des chocs internes sont produits lorsque deux couches de facteurs de Lorentz différents entrent en collision et sont à l'origine de l'émission prompt. Le développement de la boule de feu dans le milieu ambiant produit des chocs externes qui donnent naissance à la rémanence. [71]

caractéristiques des sursauts gamma comme le moteur central restent inexplicées ou inconnues. L'observation de composantes non électromagnétiques prédites par les modèles telles que les rayons cosmiques, les ondes gravitationnelles ou encore les neutrinos, en coïncidence avec un sursaut gamma, permettrait de considérablement contraindre les processus de production mais également de mieux connaître les initiateurs de tels phénomènes.

### 4.3 Production de neutrinos

Les protons accélérés dans les chocs internes interagissent avec les photons d'énergie de l'ordre du MeV formés par le rayonnement synchrotron issu des électrons accélérés dans le jet pour produire une résonance  $\Delta$  :



La section efficace de cette interaction est de l'ordre de  $\sigma_\Delta \simeq 5 \cdot 10^{-4}$  barns [74]. La résonance  $\Delta$  peut apparaître si, dans le référentiel de l'observateur,  $E_p E_\gamma = 0.2 \Gamma_{init}^2 \text{ GeV}^2$ . Ainsi, dans les chocs internes, le seuil de résonance implique une énergie du proton de l'ordre de  $2 \cdot 10^{16} \text{ eV}$  en considérant un facteur de Lorentz moyen équivalent à 300. En

supposant que le pion emporte une fraction de 20% de l'énergie du proton initial et que chaque produit de la décroissance des pions chargés emporte la même énergie soit une fraction d'un quart de l'énergie du pion, un neutrino final a, au mieux, une énergie équivalente à 5% de l'énergie du proton initial. Par ce processus, des neutrinos d'énergie de l'ordre de 100 TeV sont produits suivant le spectre de protons à une échelle de temps similaire à celle des  $\gamma$  du sursaut. Simultanément, une composante  $\gamma$  haute énergie ( $\geq GeV$ ) provenant de la décroissance des pions neutres fait son apparition et contribue à la composante haute énergie du spectre en association avec les produits du processus Compton Inverse (développé dans le paragraphe précédent). Néanmoins, ces composantes haute énergie ne pourraient être identifiées que pour des sursauts proches étant donné qu'à ces énergies ( $\sim TeV$ ), le libre parcours moyen n'excède pas quelques centaines de Mpc en raison de l'absorption des  $\gamma$  par le fond lumineux extragalactique [21].

Le flux diffus de neutrinos muoniques issus de ces interactions est représenté sur la figure 4.11. Sur cette figure, on peut également voir apparaître le flux limite calculé en considérant que les sursauts gamma sont à l'origine du flux observé de rayons cosmiques (limite Waxman-Bahcall [75]). En effet, les observations de rayons cosmiques indiquent que des sources extragalactiques de protons dominent le flux au-delà de  $3.10^{18} eV$  alors qu'une composante galactique semble être prédominante à basse énergie. Ainsi, un taux de production d'énergie de protons de  $\varepsilon \dot{N}_{CR} \sim 5.10^{44} erg.Mpc^{-3}.an^{-1}$  dans la gamme d'énergie  $10^{19} - 10^{21} eV$  est déduit des observations pour une distribution cosmologique des sources. Une limite supérieure du flux de neutrinos muoniques est donc prédite dans ces conditions :

$$E_\nu^2 \Phi_{\nu_\mu} \equiv \frac{c}{4\pi} E_\nu^2 \frac{dN_{\nu_\mu}}{dE_\nu} \simeq \frac{1}{8} \varepsilon \xi_z t_H \frac{c}{4\pi} E_{CR}^2 \frac{dN_{CR}}{dE_{CR}} \quad (4.4)$$

avec  $t_H \equiv 10^{10} ans$ , le temps de Hubble,  $\xi_z$  un paramètre prenant en compte l'influence du redshift et  $\varepsilon$  la fraction d'énergie fournie aux pions. Les flux de neutrinos attendus sur Terre sont les mêmes pour toutes les saveurs en raison des oscillations au cours de leur parcours. Cette limite calculée en considérant que les protons perdent toute leur énergie au profit des pions figure sur 4.11 en pointillés. Elle a tout d'abord été estimée à  $2 * 10^{-8} GeV.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$  [75] puis corrigée à  $9 * 10^{-9} GeV.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$  [76]. Ces deux valeurs figurent comme références en pointillés gras sur 4.11. Une limite du flux de neutrinos a été dérivée des données de cascades par la collaboration IceCube [77] :

$$E_\nu^2 \frac{d\Phi}{dE} \leq 1.5 * 10^{-6} GeV.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1} \quad (4.5)$$

mais n'est pas plus contraignante que la limite Waxman-Bahcall. La recherche, par la collaboration AMANDA II, de neutrinos muoniques en corrélation avec 419 sursauts apparus dans l'hémisphère nord entre 1997 et 2003 n'ayant mis en évidence aucun événement, une limite supérieure de flux plus contraignante que la précédente a pu être dérivée en considérant un spectre de type Waxman-Bahcall en  $E^{-2}$  (comme le plateau du spectre représenté en pointillés fins pour un sursaut individuel sur la figure 4.11) [78] :

$$E_\nu^2 \frac{d\Phi}{dE} \leq 6 * 10^{-9} GeV.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1} \quad (4.6)$$

Dans ce cas, 90% des événements sont attendus dans la gamme d'énergie comprise entre 10 TeV et 3 PeV. La limite obtenue est 1.5 fois plus faible que la limite de flux diffus de Waxman-Bahcall (énoncée précédemment [76]).

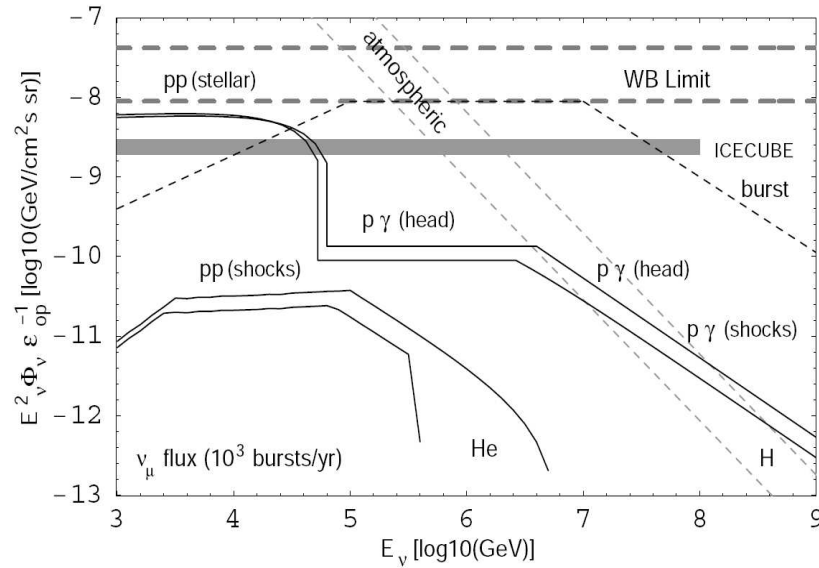


FIG. 4.11 – [59] Flux diffus de neutrinos muoniques attendus des sursauts gamma : le flux produit simultanément avec le sursaut  $\gamma$  est tracé en pointillés courts noirs (modèle des chocs internes) comparé à la limite Waxman-Bahcall ([75], [76]) correspondant à la limite calculée à partir du flux diffus de rayons cosmiques est marquée en pointillés gras. Les neutrinos atmosphériques ont un flux représenté en pointillés légers courts. Enfin, les flux diffus de neutrinos précurseurs (attendus 10 à 100 s avant la détection du sursaut), provenant de deux types de progéniteurs : une supergéante bleue (H) et une étoile de type Wolf-Rayet (He), sont montrés en traits pleins [79], [80].

Dans le cas de l'afterglow, les neutrinos sont produits lors d'interactions entre les protons accélérés dans les chocs internes avec les photons X issus du rayonnement synchrotron dans le choc externe retour. La démarche précédente (mêmes hypothèses) s'applique également dans ce cas, prédisant des neutrinos d'énergie de l'ordre de 100 PeV.

**Les neutrinos précurseurs** Le jet dans lequel prennent naissance les chocs internes est formé au sein de l'étoile initiale. Ce jet peut traverser ou non l'enveloppe stellaire donnant respectivement naissance à des sursauts électromagnétiques visibles ou à des sursauts sombres. Dans les deux cas, les neutrinos qui sont produits lors des premiers chocs internes, d'énergie allant du TeV à la centaine de TeV, peuvent néanmoins traverser l'enveloppe stellaire en raison de leur faible interaction avec la matière. Ces neutrinos sont émis 10 à 100 s avant les neutrinos émis par la boule de feu (dans le cas d'un sursaut visible) et sont nommés "neutrinos précurseurs". Ces signaux précurseurs sont calculés dans le



cas où le sursaut et la supernova surviennent simultanément. Le flux diffus correspondant à ce type de neutrinos à été calculé pour deux types de progéniteurs : une supergéante bleue (H) ayant retenu son enveloppe d'hydrogène et une étoile de type Wolf-Rayet (He) ayant perdu son enveloppe d'hydrogène. Ces deux cas correspondent respectivement à une association avec une supernova de type II et Ib. Ces deux prédictions apparaissent sur la figure 4.11 en traits pleins [59], [79], [80].

La détection de neutrinos de haute énergie contraindrait de façon remarquable le modèle de la boule de feu ainsi que le milieu environnant le sursaut. C'est pourquoi une stratégie de calcul du flux de neutrinos attendus à partir du flux de  $\gamma$  observés a été développée.

## 4.4 Flux de neutrinos attendu pour un sursaut gamma individuel

Dans le cas du modèle de la boule de feu, le sursaut "gamma" (i.e. l'émission prompte) provenant du rayonnement synchrotron des électrons accélérés, l'hypothèse d'une accélération hadronique simultanée, par mécanismes de Fermi, peut être avancée. Un flux de neutrinos prompts, corrélé avec le spectre des photons, résulterait des interactions photohadroniques énoncées précédemment. Dans la procédure suivante qui a été développée dans [81], [82], [83], nous supposons qu'une quantité équivalente d'énergie est transmise aux électrons et aux protons. Cette hypothèse dérive d'une volonté de produire le flux de rayons cosmiques uniquement avec les sursauts gamma.

Le spectre de neutrinos suit, en première approximation, le spectre de protons -  $dN_p/dE_p \propto E_p^{-2}$  (accélération de Fermi) et est corrélé au spectre  $\gamma$ , paramétré par une loi de puissance brisée en l'énergie de coupure  $\varepsilon_\gamma^b$ . Cette fonction de paramétrisation a été établie, de la manière suivante, par Band et al. [84] à partir des données des sursauts gamma observés par BATSE :

$$N_{\varepsilon_\gamma}(\varepsilon_\gamma) = \begin{cases} A_\gamma \left(\frac{\varepsilon_\gamma}{100 \text{ keV}}\right)^\alpha \exp\left(-\frac{\varepsilon_\gamma}{\varepsilon_\gamma^0}\right) & \text{pour } \varepsilon_\gamma \leq \varepsilon_\gamma^b \equiv (\alpha - \beta)\varepsilon_\gamma^0 \\ A_\gamma \left[\frac{(\alpha - \beta)\varepsilon_\gamma^0}{100 \text{ keV}}\right]^{\alpha - \beta} \exp(\beta - \alpha) \left(\frac{\varepsilon_\gamma}{100 \text{ keV}}\right)^\beta & \text{pour } \varepsilon_\gamma \geq \varepsilon_\gamma^b \equiv (\alpha - \beta)\varepsilon_\gamma^0 \end{cases}$$

Les indices spectraux des basses et hautes énergies notés respectivement  $\alpha$  et  $\beta$  sont négatifs de l'ordre de -1 et -2. L'origine de la coupure dans le spectre  $\gamma$  est communément imputée à un refroidissement des électrons de haute énergie [85]. Une illustration d'un spectre observé par BATSE qui peut être paramétré par la fonction de Band est visible sur la figure 4.6.  $\alpha$  et  $\beta$ , ainsi que l'énergie de coupure  $\varepsilon_\gamma^b$  varient d'un sursaut à l'autre. Les données de BATSE ont mis en avant une énergie de coupure s'étalant de 100 à 800 keV. La sensibilité de Swift, optimisé pour l'étude de la rémanence, est telle qu'elle ne permet pas l'observation de l'énergie de coupure dans la plupart des spectres prompts des sursauts. Ceci donnera lieu à une approximation qui sera développée par la suite.

Dans toute cette procédure, les quantités marquées par un prime sont liées au référentiel en comouvement alors que les quantités non primées sont mesurées dans le référentiel de l'observateur. L'interaction des protons avec les photons du sursaut implique un spectre de neutrinos sous forme de lois de puissance brisées. Une énergie de coupure du spectre de neutrinos provient directement de l'énergie de coupure du spectre gamma :

$$\varepsilon_p' \geq \frac{m_\Delta^2 - m_p^2}{4\varepsilon_\gamma'} \quad (4.7)$$

Dans le référentiel de l'observateur, ce seuil devient  $\varepsilon_p \geq \varepsilon_p' \Gamma^2$  avec  $\Gamma$ , le facteur de Lorentz. En considérant que le neutrino emporte un quart de l'énergie du pion (i.e. que l'énergie du pion est équitablement partagée en ses quatre produits finaux), l'énergie du neutrino est :

$$\varepsilon_\nu = \frac{1}{4} \langle x_{p \rightarrow \pi} \rangle \varepsilon_p \quad (4.8)$$

avec  $\langle x_{p \rightarrow \pi} \rangle$ , la fraction moyenne d'énergie perdue par le proton lors de sa décroissance en pion (équivalente à 0.2). Le sursaut gamma étant un phénomène cosmologique, l'énergie du neutrino devient :  $\varepsilon_\nu = \frac{1}{4(1+z)^2} \langle x_{p \rightarrow \pi} \rangle \varepsilon_p$ . Le redshift  $z$ , caractéristique de l'évolution de la source, apparaît donc indispensable à un calcul rigoureux de l'énergie du neutrino. La dépendance en  $z$  est quadratique du fait que l'énergie du proton aussi bien que l'énergie du photon sont décalées d'un facteur  $(1+z)$ . La première énergie de coupure du spectre de neutrinos est définie ainsi :

$$\varepsilon_\nu^b = \frac{1}{4(1+z)^2} \langle x_{p \rightarrow \pi} \rangle \Gamma^2 \frac{m_\Delta^2 - m_p^2}{\varepsilon_\gamma^b} \simeq 7.10^{14} \frac{1}{(1+z)^2} \frac{\Gamma_{2.5}^2}{\varepsilon_{\gamma, MeV}^b} \quad (4.9)$$

avec  $\Gamma_{2.5} = \Gamma/10^{2.5}$  et  $\varepsilon_{\gamma, MeV}$ , l'énergie exprimée en MeV.

Une seconde et une troisième énergie de coupure interviennent dans le spectre neutrino en raison de la perte d'énergie des pions et des muons avant décroissance. En effet, les pions ou les muons peuvent perdre une partie de leur énergie par émission synchrotron avant de se désintégrer, réduisant ainsi l'énergie des neutrinos produits lors de ces décroissances. Dans le cas du pion, cet effet devient significatif lorsque le temps de vie du pion noté  $\tau'_\pi \simeq 2.6 * 10^{-8} \varepsilon_\pi / (m_\pi c^2)$  devient comparable au temps de perte synchrotron  $t'_{sync}$ . La perte d'énergie d'une particule chargée dans un champ magnétique par effet synchrotron (annexe B) est définie par :

$$-\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c \left( \frac{\varepsilon}{m c^2} \right)^2 U'_B \left( \frac{m_e}{m} \right)^2 \quad (4.10)$$

avec  $U'_B = \frac{B'^2}{8\pi}$ , la densité d'énergie du champ magnétique et  $\sigma_T$ , la section efficace de Thomson. Le champ magnétique peut être estimé à partir de la luminosité observée  $L_\gamma = \xi_e L_{tot}$  en considérant que l'énergie interne emportée par le champ magnétique est une fraction de la luminosité totale  $L_B = \xi_B L_{tot}$  :

$$L_B = \frac{4\pi R^2 c \Gamma^2 B'^2}{8\pi} \quad (4.11)$$

$R$  est le rayon de collision de deux couches émises dans un intervalle de temps de  $\Delta t$  et de vitesses différentes de  $\Delta v \sim c/2\Gamma^2$  (avec  $\Gamma$ , une valeur moyenne du facteur de Lorentz sur toutes les couches de la boule de feu). Les deux couches vont entrer en collision après un temps  $t_c \sim c\Delta t/\Delta v$  c'est-à-dire à un rayon  $R = ct_c \simeq 2\Gamma^2 c\Delta t$ . Cela se traduit ainsi : comme la radiation vue par un observateur distant tire son origine d'une section conique de la source d'angle d'ouverture  $1/\Gamma$ , les photons émis sur les bords du cône sont retardés en comparaison de ceux émis dans la ligne de visée. L'échelle temporelle de retard prise comme la variabilité en temps  $\Delta t$  fournit une limite sur la taille de la source :

$$R = ct_c \simeq 2\Gamma^2 c\Delta t \quad (4.12)$$

Lorsque

$$\frac{t'_{sync}}{\tau'} = \frac{12\pi m^5 c^8}{\sigma_T m_e^2 \tau} \cdot \frac{\Gamma^8 \Delta t^2 \xi_e}{\varepsilon^2 L_\gamma \xi_B} \leq 1 \quad (4.13)$$

, avec  $\tau'$ , le temps de vie de la particule considérée (pion ou muon dans ce cas), les pertes radiatives deviennent importantes. Cette condition fournit, avec  $\varepsilon_\pi > \varepsilon_\pi^s \sim 4\varepsilon_\nu^s$  :

$$\varepsilon_{\nu_\mu}^s = \sqrt{\frac{3\pi m^5 \xi_e}{4\tau_\pi \sigma_T \xi_B L_\gamma} \cdot \frac{c^4 \Delta t}{(1+z)m_e}} \Gamma^4 \quad (4.14)$$

Etant donné que le muon a un temps de vie  $\tau_\mu \simeq 2.2 * 10^{-6} s$  [15] cent fois plus long que celui des pions  $\tau_\pi \simeq 2.6 * 10^{-8} s$  [15], l'énergie de coupure de  $\bar{\nu}_\mu$  et de  $\nu_e$  est dix fois inférieure à celle définie précédemment. Les observations actuelles ne permettent pas de connaître les fractions d'énergie interne emportées par le champ magnétique et par les électrons, respectivement notées  $\xi_B$  et  $\xi_e$ . Leurs valeurs seront prises identiques et égales à 0.1.

Pour normaliser le spectre de neutrinos à la luminosité observée, la fraction d'énergie du proton perdue lors de la production de pions doit être estimée à partir du rayon de choc et du libre parcours moyen du proton dans les interactions photons-mésons. Cette fraction  $f_\pi$  est définie de la manière suivante :

$$f_\pi \simeq \frac{\Delta R'}{\lambda_{p\gamma}} \langle x_{p \rightarrow \pi} \rangle \quad (4.15)$$

Le libre parcours moyen  $\lambda_{p\gamma}$  est donné par  $1/n'_\gamma \sigma_\Delta$ .  $n'_\gamma$  caractérise la densité de photons et est déterminée par le rapport entre la densité en énergie de photons  $U'_\gamma$  et l'énergie des photons  $\varepsilon'_\gamma = \varepsilon_\gamma/\Gamma$ . La densité en énergie est ainsi liée à la luminosité :

$$U'_\gamma = \frac{L_\gamma}{4\pi R^2} \cdot \frac{\Delta t'}{\Delta R'} \quad (4.16)$$

Utilisant l'équation 4.12, la fraction d'énergie du proton transmise au pion est :

$$f_\pi = \frac{L_\gamma \sigma_\Delta \langle x_{p \rightarrow \pi} \rangle}{16(1+z)\pi \Gamma^4 c^2 \Delta t \varepsilon_\gamma} \quad (4.17)$$

Déterminer la valeur du facteur de Lorentz  $\Gamma$  se fait de la manière suivante :

$$\Gamma \simeq 250[(1+z)L_\gamma \Delta t^{-1}(\epsilon_{\gamma,max})]^{1/6}$$

Dans cette équation [81], l'énergie maximale des photons  $\epsilon_{\gamma,max}$  est exprimée en unités de 100 MeV, la luminosité en unités de  $10^{52} \text{ erg.s}^{-1}$  et la variabilité temporelle en dizaines de millisecondes.

La dépendance en  $\Gamma$  étant d'ordre 4, les variations de  $\Gamma$  de sursaut à sursaut devraient engendrer une domination du flux de neutrinos issus de quelques sursauts très lumineux. Cependant, les contraintes observationnelles sur l'énergie  $\epsilon_\gamma \sim 1 \text{ MeV}$  impliquent non seulement une corrélation entre les paramètres du sursaut  $\Gamma$ ,  $L$  et  $\Delta t$  mais également une contrainte sur le rapport  $\Delta\Gamma/\Gamma \sim 1$ . Une valeur plus faible de  $\Gamma$  par rapport à la moyenne serait liée à une boule de feu plus dense à l'origine d'une fraction  $f_\pi$  et donc d'une production de neutrinos plus importantes. Toutefois, dans ce cas, un spectre thermique remplacerait le spectre en loi de puissance observé. Ces considérations laissent penser qu'une valeur moyenne  $f_\pi \sim 0.2$  est raisonnable. Les principales incertitudes proviennent actuellement des fractions d'équipartition  $\xi_e$  et  $\xi_B$  non déterminables par les observations et également de la détermination du redshift.

La puissance de radiation synchrotron d'un électron étant proportionnelle à son facteur de Lorentz élevé au carré (équation 4.10), les électrons de haute énergie se refroidissent plus vite ce qui entraîne un durcissement du spectre d'un ordre 1 [85], [66]. Le flux de neutrinos  $\nu_\mu$ ,  $\bar{\nu}_\mu$  et  $\nu_e$  s'écrit alors :

$$\epsilon_\nu^2 \frac{dN_\nu}{d\epsilon_\nu} = \frac{1}{8\xi_e} \frac{F_\gamma}{\ln 10} f_\pi \cdot \begin{cases} (\epsilon_\nu/\epsilon_\nu^b)^{-(\beta+1)} & \epsilon_\nu < \epsilon_\nu^b \\ (\epsilon_\nu/\epsilon_\nu^b)^{-(\alpha+1)} & \epsilon_\nu^b < \epsilon_\nu < \epsilon_\nu^s \\ (\epsilon_\nu/\epsilon_\nu^b)^{-(\alpha+1)} (\epsilon_\nu/\epsilon_\nu^s)^{-2} & \epsilon_\nu > \epsilon_\nu^s \end{cases} \quad (4.18)$$

, avec  $\epsilon_\nu^s$  l'énergie de coupure synchrotron définie à l'équation 4.14 pour le  $\nu_\mu$  issu de la désintégration du pion ou celle-ci inférieure d'un ordre de grandeur pour  $\bar{\nu}_\mu$  et  $\nu_e$  provenant de la désintégration du muon. Le facteur  $1/8$  indique que la moitié des pions produits sont chargés positivement et que chaque neutrino emporte un quart de l'énergie du pion initial.

Les XRFs sont de très bons candidats à une production efficace de neutrinos en raison de leurs faibles valeurs de facteur de Lorentz ( $\Gamma \sim 30$  à comparer à 100-1000 pour un sursaut classique) et d'énergie de coupure dans le spectre gamma, de quelques dizaines de keV soit d'un ordre de grandeur inférieur à celui des sursauts classiques. L'énergie de coupure du spectre neutrino est alors augmentée d'un ordre de grandeur. Dans ces cas, un fort facteur  $f_\pi \sim 10^4$  indique une bonne "cible" pour la production de neutrinos [86].

## 4.5 Application aux données de Swift (BAT)

Cette procédure a été appliquée aux sursauts détectés par Swift [87]. Cependant, des approximations ont dû être prises en compte du fait que la sensibilité de BAT ne comprend pas l'énergie de coupure dans la majorité des cas. Ceci n'était pas le cas dans l'étude menée

à partir des sursauts gamma détectés par BATSE [88] : en effet, la sensibilité était telle que l'énergie de coupure était généralement comprise dans la gamme d'énergie de détection.

Depuis son lancement, Swift a été à l'origine de la détection de 300 sursauts gamma (échantillon 1). Nous avons vu, dans la section précédente, que le redshift est absolument indispensable à la prédiction du flux de neutrinos dans le cas d'un sursaut individuel. Sur la totalité des sursauts détectés, seuls 115 (dont 104 longs et 11 courts) ont un redshift connu, qui nécessite la détection d'une contrepartie optique. Ces sursauts définiront par la suite l'échantillon 2. Sur ces sursauts avec redshift, 58 se trouvaient dans le ciel visible par ANTARES (hémisphère Sud). La totalité des sursauts appartenant au dernier groupe, l'échantillon 3, seront étudiés et une attention particulière sera portée aux quelques sursauts avec redshift qui sont apparus durant la période de prises de données à cinq lignes (échantillon 4) soit de février à décembre 2007. En effet, c'est cette période qui a fait l'objet de l'analyse neutrinos effectuée dans des conditions particulières à ce type de source transitoire et qui sera présentée dans le chapitre 5. Or, les sursauts apparus durant cette période ont été, dans leur majorité, détectés par Swift. Ainsi, estimer le flux de neutrinos issus des sursauts gamma qui furent vus par Swift permet d'avoir une référence à laquelle comparer les événements neutrinos étudiés dans le cadre des sursauts gamma (chapitre 5).

Remarquons que, lorsque le redshift est disponible, la luminosité doit être corrigée de la distance de luminosité définie par :

$$d_L = \frac{c}{H} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_M(1+z')^3}} \quad (4.19)$$

, avec  $\Omega_\Lambda \simeq 0.7$  et  $\Omega_M \simeq 0.3$ , les fractions de la densité critique de l'Univers en énergie et en matière,  $H_0 \simeq 72 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$  est la constante de Hubble, et  $k$ , un facteur de conversion des Mpc aux cm. Si l'on ne dispose pas du redshift, le calcul ne pourra être effectué rigoureusement. C'est pourquoi, nous nous concentrerons par la suite sur les sursauts dont le redshift est connu.

### 4.5.1 Hypothèses

Tout d'abord, ce calcul se tient dans le contexte du modèle de la boule de feu. Rappelons que, dans ce modèle, l'émission prompte détectée sous la forme de rayons  $\gamma$  d'énergie allant de la centaine de keV au MeV provient du rayonnement synchrotron (et éventuellement Compton Inverse) des électrons accélérés dans les chocs internes qui ont lieu dans le jet. Plaçons-nous maintenant dans le cas hadronique : les protons sont accélérés le long du jet de la même manière que les électrons, par mécanismes de Fermi. Nous supposerons par la suite que leur spectre est décrit simplement par un indice spectral de -2. Le modèle suppose intrinsèquement une équipartition par le biais d'une normalisation identique pour les protons et les électrons. Finalement, nous considérerons une équipartition de l'énergie transmise aux électrons et aux protons soit  $\xi_e = \xi_B$ . Ni l'un ni l'autre n'étant connu, ces paramètres sont considérés comme libres. Dans le cas standard, ils sont pris égaux à 0.1.

### 4.5.2 Détermination des paramètres du spectre $\gamma$

Les valeurs typiques des paramètres du spectre  $\gamma$  sont reportées en annexe (annexe F). Ces valeurs proviennent de [86]. Néanmoins, une analyse générique à partir de ces valeurs ne serait pas réaliste en raison de la variabilité de ces paramètres d'un sursaut à un autre. Cette variabilité est aisément visible par la largeur des courbes 4.12 représentant, pour l'échantillon 1, l'indice spectral  $\alpha$  (toujours disponible), le temps caractéristique du sursaut ( $T_{90}$ ), le redshift et la luminosité en fonction du redshift (pour l'échantillon 2 seulement), et la fluence corrigée. Les mêmes courbes sont présentées pour l'échantillon 3 (et 4 seulement pour le redshift) sur la figure 4.13.

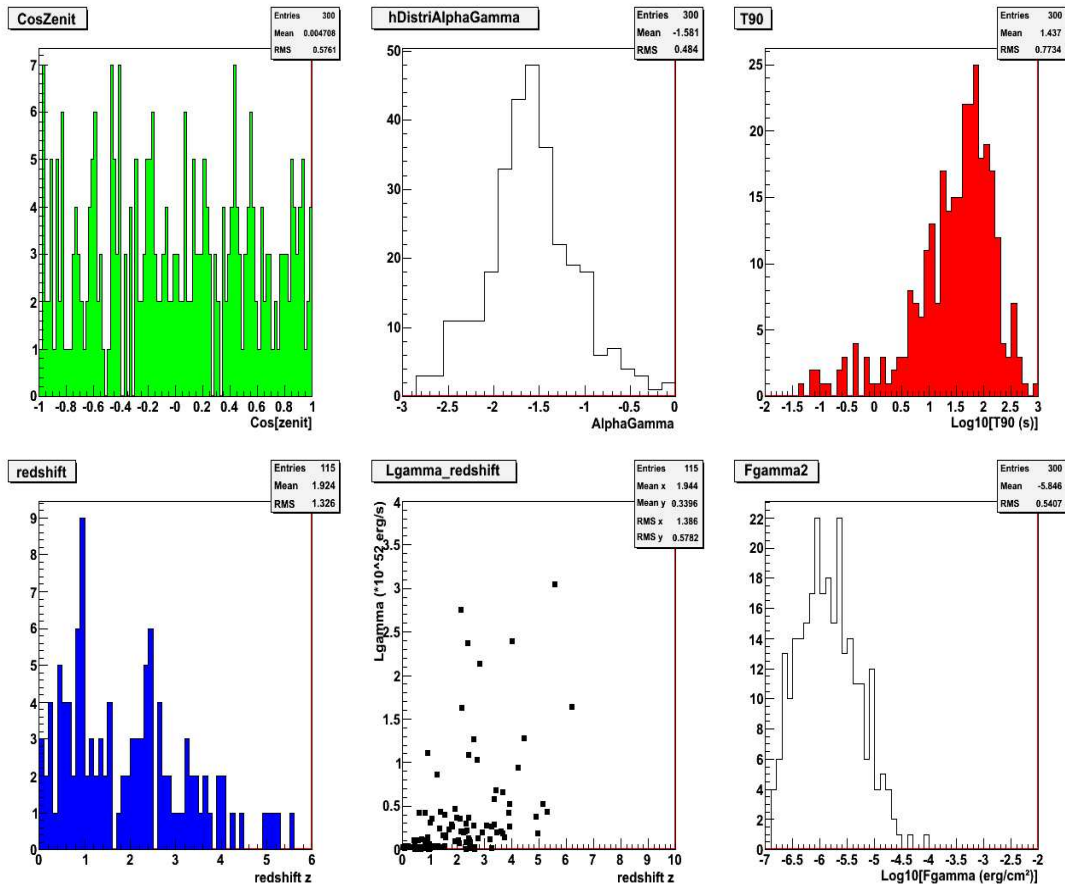


FIG. 4.12 – Paramètres des sursauts de l'échantillon 1 (et 2 seulement pour le redshift) : le cosinus de l'angle zénithal, l'indice spectral  $\alpha$ , le temps caractéristique du sursaut ( $T_{90}$ ), le redshift, la luminosité en fonction du redshift (pour l'échantillon 2 seulement) et la fluence corrigée

Ces courbes montrent :

- des directions d'arrivée dans tout le ciel

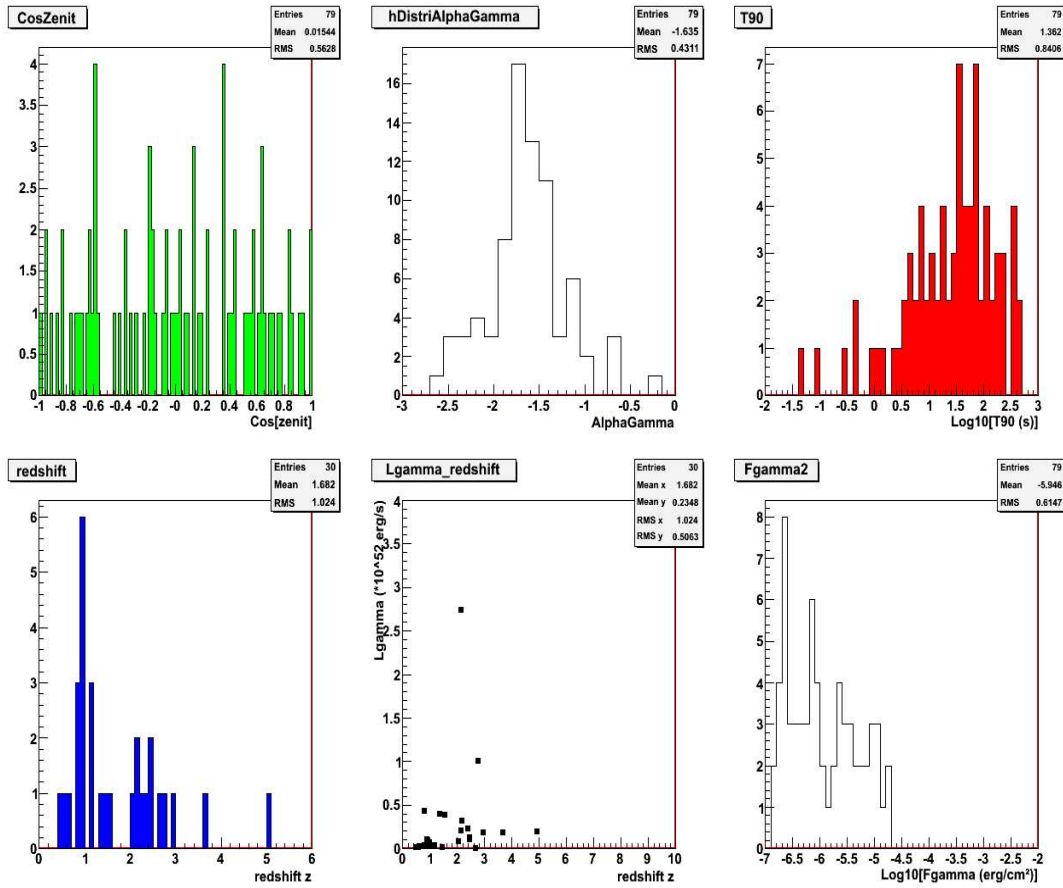


FIG. 4.13 – Paramètres des sursauts de l'échantillon 3 (et 4 seulement pour le redshift) : le cosinus de l'angle zénithal, l'indice spectral  $\alpha$ , le temps caractéristique du sursaut ( $T_{90}$ ), le redshift, la luminosité en fonction du redshift (pour l'échantillon 4 seulement) et la fluence corrigée

- un indice spectral moyen de basse énergie égal à  $-1.58$  (alors que le même indice moyen pour les sursauts BATSE était supérieur : de l'ordre de  $-0.9/-1$ )
- la grande majorité des sursauts détectés correspond à des sursauts longs (seuls 8 sursauts sont courts) : le constat était le même pour BATSE. En effet, la durée des sursauts courts est de l'ordre de la résolution temporelle des appareils d'où une plus grande difficulté à les détecter.
- les sursauts se trouvent généralement dans une zone de redshift inférieur à 3, ce qui s'accorde bien avec la valeur moyenne des redshifts des sursauts observés par Swift égale à 2.8 alors que celle des sursauts détectés par BATSE est plus proche de 1.4 (voir la section 4.2).
- la meilleure sensibilité de Swift (BAT),  $P \geq 0.2 \text{ photons.cm}^{-2}.s^{-1}$  en comparaison de celle de BATSE,  $P \geq 5 \text{ photons.cm}^{-2}.s^{-1}$ , explique la détection d'un plus grand

nombre de sursauts de faible luminosité notamment pour les redshifts inférieurs à 3 – la fluence (flux intégré sur la durée du sursaut) est en moyenne de  $1.6 \cdot 10^{-6} \text{ erg.cm}^{-2}$  et peut varier de plus ou moins un ordre de grandeur. La fluence moyenne de BATSE était plutôt de l'ordre de  $10^{-5} \text{ erg.cm}^{-2}$ . Cette différence s'explique par la meilleure sensibilité de BAT.

La gamme de sensibilité de BAT étant comprise entre 15 et 150 keV et comme l'énergie de coupure excède généralement 150 keV, cette dernière ne peut être mesurée que pour une minorité de sursauts. L'indice spectral des hautes énergies n'est alors pas déterminé non plus. Il doit donc être extrapolé aux énergies de l'ordre du MeV. Les données de BATSE ont permis de définir  $\beta = -2.3_{-0.7}^{+0.3}$ . L'écart entre les moyennes des indices spectraux des sursauts observés par BATSE ayant été mesuré à 1.4,  $\beta$  est déterminé individuellement pour chaque sursaut détecté par Swift comme  $\alpha - 1.4$ .

En ce qui concerne l'énergie de coupure, deux cas extrêmes ont été considérés : une valeur inférieure de 100 keV et une valeur supérieure de 800 keV. Cependant, certains sursauts détectés par BATSE ont fait preuve d'une énergie de coupure de l'ordre du MeV. Les valeurs données précédemment ne peuvent être que des limites pour des sursauts "moyens". Le cas particulier du spectre  $\gamma$  considéré suivant les hypothèses précédentes pour le GRB070328 est représenté sur la figure 4.14. Les paramètres de ce sursaut sont repris dans la table 4.1 : les paramètres en gras sont des paramètres observés, les valeurs déduites de ces paramètres mesurés sont notées en italique alors que les autres sont des estimations obtenues par la procédure précédente.

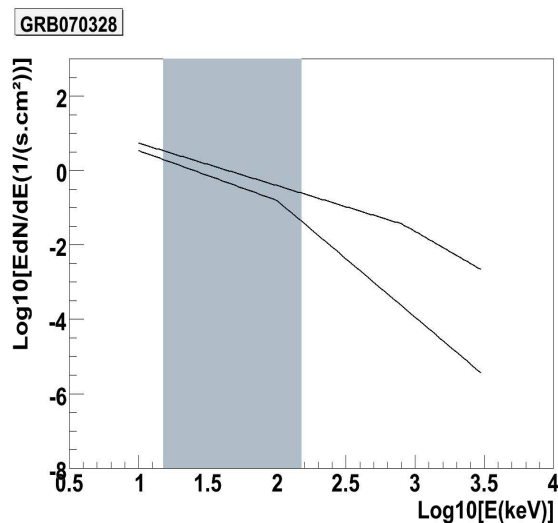


FIG. 4.14 – Spectres  $\gamma$  dans les deux cas limites considérés : limites d'énergie de coupure (100 keV-800 keV), suivant l'hypothèse  $\beta = \alpha - 1.4$  pour le GRB070328. La zone grisée marque la gamme énergétique de sensibilité de BAT.

La détection du sursaut dans une gamme énergétique 15-150 keV nécessite également



TAB. 4.1 – Caractéristiques du sursaut 070328

Paramètre	Valeur
<b>z</b>	2.75
<b>Position (RA ;Dec)</b>	(65.113 ; -34.079)
$\alpha$	$-1.24^{+0.1}_{-0.1}$
$\beta$	$-2.64^{+0.5}_{-0.5}$
<b>F<math>_{\gamma}</math></b>	$7.51 * 10^{-5} GeV.cm^{-2}.s^{-1}$
F $_{\gamma}$ (corrigée)	$8.01 * 10^{-5} GeV.cm^{-2}.s^{-1}$
$d_L$	$6.91 * 10^{28} cm$
L $_{\gamma}$	$1.0 * 10^{52} erg.s^{-1}$
<b>T<math>_{90}</math></b>	75.3 s
$\Gamma$	$311.724^{16.795}_{-18.185}$
$\Delta t$	$10^{+1}_{-1} * 10^{-3} s$
f $_{\pi}$	$0.188689^{0.797647}_{-0.148695}$

une correction de la fluence en extrapolant celle-ci à une énergie de 2 MeV (limite de sensibilité de BATSE). Ceci est effectué dans les deux cas limites (énergie de coupure de 100 keV et de 800 keV) et en prenant 300 keV comme énergie de coupure moyenne. Une remarque importante concerne la comparaison des fluences moyennes des sursauts détectés par BATSE et Swift : la comparaison ne peut se faire qu'entre la fluence corrigée pour les sursauts observés par Swift et la fluence mesurée par BATSE.

Toutes ces considérations ont été prises en compte dans la dérivation du flux de neutrinos à partir du flux de  $\gamma$ .

### 4.5.3 Flux de $\nu$ dérivé du flux de $\gamma$

La dérivation du flux de neutrinos à partir des paramètres du spectre  $\gamma$ , dont un exemple figure en 4.15, se fait suivant l'équation 4.18. Le nombre d'événements attendus pour le sursaut considéré provient alors de la convolution de ce flux par la surface effective du détecteur vis-à-vis des neutrinos muoniques  $A_{\nu}$ , représentée sur la figure 4.16. La surface effective d'ANTARES peut atteindre  $1 m^2$  pour un neutrino de quelques dizaines de TeV. La surface effective présentée en figure 4.16 a été obtenue sur des simulations Monte Carlo après reconstruction et coupures de qualité permettant d'écarter le bruit de fond.

Les erreurs sur les paramètres induisent une erreur sur le flux de neutrinos d'au moins un voire deux ordres de grandeur pour les énergies à la centaine de GeV. Un bon rapport signal sur bruit est néanmoins manifeste pour les énergies supérieures à 10 TeV ce qui laisse espérer la possibilité d'une détection en considérant un seuil en énergie de 10 TeV.

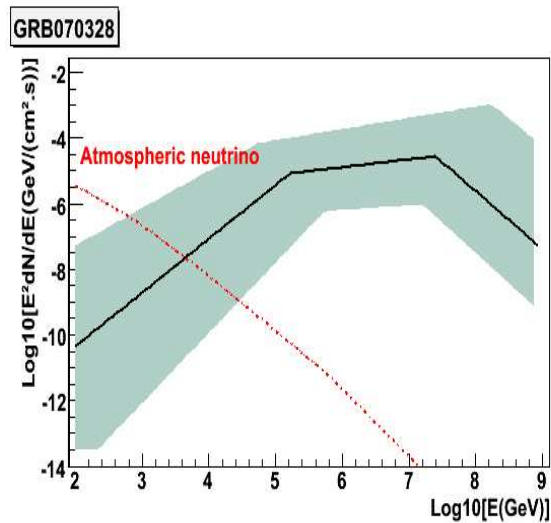


FIG. 4.15 – Flux de neutrinos dérivé du flux de  $\gamma$  suivant la méthode et les hypothèses précédemment décrites et du bruit de fond (neutrinos atmosphériques). Pour les neutrinos atmosphériques (courbe rouge), une fenêtre de recherche angulaire de  $1.5^\circ$  a été utilisée.

#### 4.5.4 Discussion

Ces prédictions ne peuvent en aucun cas être considérées comme des contraintes sur les modèles mais uniquement comme des estimations. En effet, les extrapolations ( $\beta$ , fluence  $\gamma$ ), les limites (énergie de coupure) et les définitions des paramètres libres ( $\xi_e$  et  $\xi_B$ ) sont trop nombreuses.

#### Comment se compare ce nombre d'événements du signal au nombre d'événements issus du bruit de fond ?

La détection d'événements provenant d'un sursaut n'est possible que s'ils surpassent le nombre d'événements dûs au bruit de fond. Ceux-ci sont estimés dans une fenêtre angulaire de  $0.5^\circ$  et suivant le flux de Volkova [89]. En effet, la dominante de bruit de fond pour les événements montants est représentée par les neutrinos atmosphériques, source de bruit irréductible provenant de l'interaction des rayons cosmiques avec les nucléons de la haute atmosphère.

Les figures 4.17 et 4.18 reprennent respectivement les distributions des nombre d'événements attendus pour les sursauts de l'échantillon 3 et 4 et des nombres d'événements de bruit de fond associés.

Les nombres d'événements dûs au signal et au bruit de fond sont en moyenne respectivement de  $1.15 \times 10^{-5}$  et  $10^{-9}$ . Ces nombres démontrent alors un très bon rapport signal sur bruit, de l'ordre de 10000. Toutefois, le nombre d'événements dûs au signal n'a alors jamais atteint 1 ni pour les détections BATSE ni pour les détections Swift. Pour les sursauts les plus lumineux, le nombre d'événements peut atteindre  $2 \times 10^{-4}$ .

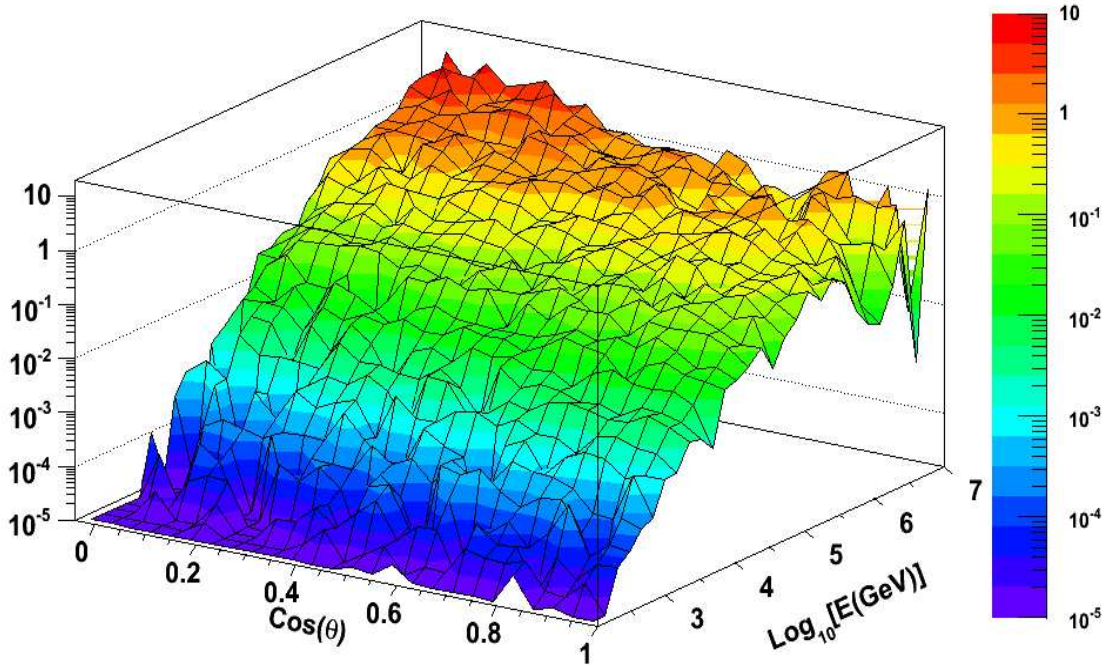


FIG. 4.16 – Surface effective du détecteur vis-à-vis des neutrinos muoniques  $A_\nu$ . Elle dépend de la probabilité de survie du neutrino à travers la Terre, de la section efficace d’interaction du neutrino, de la densité de nucléons-cibles, du parcours moyen du muon et de la surface effective vis-à-vis des muons qui tient compte de la géométrie et des propriétés du détecteur.

### Contribution au flux diffus de neutrinos

Prenant en compte la moyenne du flux de neutrinos sur les dérivations des détections de Swift soit sur  $N=59$  sursauts (avec redshift), nous pouvons en déduire, à partir du nombre de sursauts après correction du champ de vue de BAT ( $f_{ov}$ ), la contribution d’éventuels neutrinos issus des sursauts gamma au flux diffus de neutrinos définie ainsi :

$$\frac{1}{N} \sum_i^N \frac{dN_i}{dE_i} \frac{\Omega}{4\pi \cdot an} * N_{sursaut} \quad \text{avec} \quad N_{sursaut} = N_{Swift} \frac{4\pi}{f_{ov}} \quad (4.20)$$

Cette contribution est présentée sur la figure 4.19 et y est comparée à la limite de Waxman-Bahcall qui a été introduite dans ce chapitre comme une limite dérivée de l’hypothèse que les sursauts gamma sont à l’origine des rayons cosmiques extragalactiques. Nous pouvons déceler dans cette figure la compatibilité entre les deux flux diffus. Y figure également la prédiction faite en considérant un spectre moyen de type Waxman-Bahcall [75].

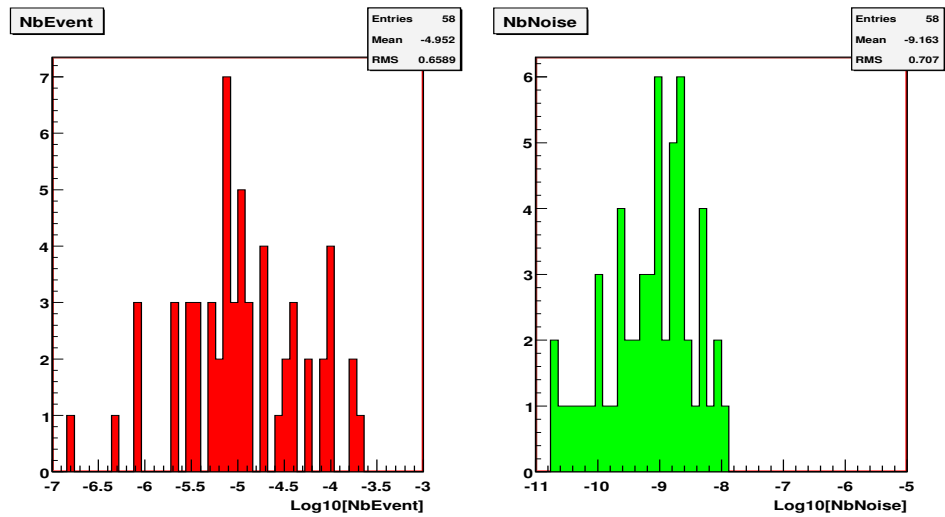


FIG. 4.17 – Distributions des nombre d'événements (gauche) attendus pour les sursauts de l'échantillon 3 et des nombres d'événements de bruit de fond associés (droite)

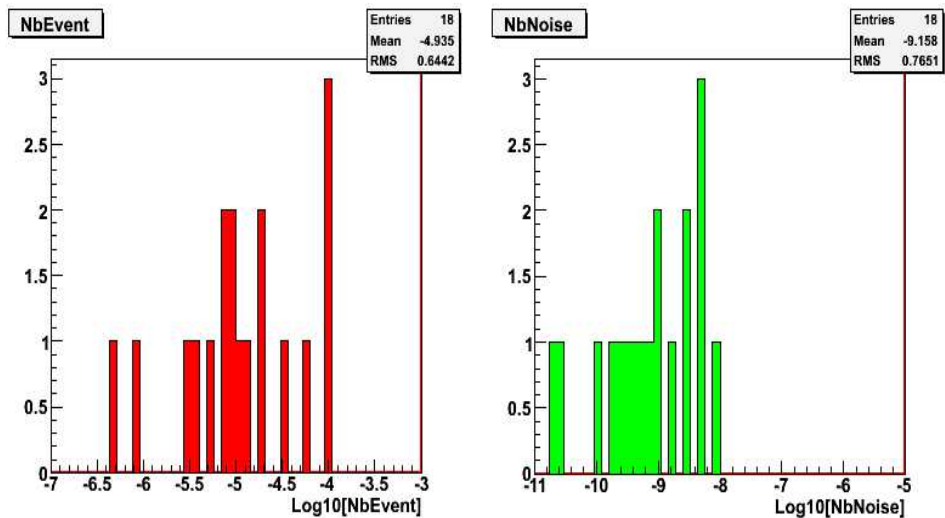


FIG. 4.18 – Distributions des nombre d'événements (gauche) attendus pour les sursauts de l'échantillon 4 et des nombres d'événements de bruit de fond associés (droite)

Une nette différence apparaît en comparaison du spectre moyen de type Waxman-Bahcall, notamment pour les parties centrale et de haute énergie. L'indice spectral de la partie centrale du spectre diffus dépend de l'indice spectral basse énergie du spectre  $\gamma$ . La moyenne de cet indice est de  $-1.6 \pm 0.4$  pour les sursauts observés par Swift. Ceci implique un indice spectral de la deuxième section du spectre de neutrinos égal en moyenne à  $0.6 \pm 0.4$ . L'indice moyen correspondant à cette section et utilisé dans

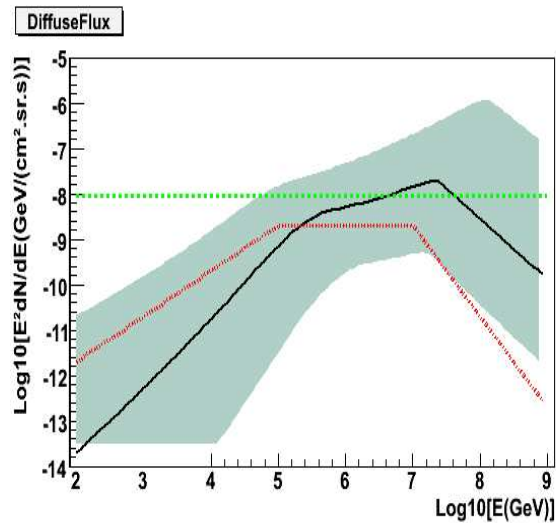


FIG. 4.19 – Flux diffus dérivé du flux de neutrinos moyenné sur les sursauts Swift (échantillon 3) comparé à la limite Waxman-Bahcall (ligne pointillée verte) dérivée de l’hypothèse que les sursauts gamma sont à l’origine des rayons cosmiques extragalactiques. La courbe rouge représente la prédiction faite en considérant un spectre de type Waxman-Bahcall.

le spectre de Waxman-Bahcall est de 0. La dernière partie du spectre (haute énergie) dépend du second indice du spectre de neutrinos auquel on retranche 2. L’indice spectral de la partie haute énergie du spectre de neutrinos est donc  $-1.4 \pm 0.4$  alors que l’indice moyen correspondant à cette section dans le spectre de Waxman-Bahcall est de  $-1$ . Ces différences s’expliquent par le fait que le spectre en noir tient compte de la variabilité des paramètres d’un sursaut à un autre alors que le spectre de Waxman-Bahcall correspond au flux diffus dérivé du spectre d’un sursaut moyen.

### Conséquences d’une éventuelle détection d’un événement $\nu$

La détection de neutrinos, même en très petit nombre, en corrélation avec un (ou plusieurs) sursaut(s) gamma serait une preuve irréfutable d’accélération hadronique aux énergies ultra-hautes au sein d’accélérateurs cosmiques.

En conclusion, quelques remarques sont nécessaires. Certes, le nombre d’événements prédit est faible au vu d’une détection. Cependant, cette prédiction a été effectuée dans le cas du modèle standard de chocs internes (dit de la boule de feu). Dans le modèle simple étudié ici, seule l’accélération des protons a été prise en compte. Or, il semble que des noyaux [11] soient également accélérés ce qui permettrait une augmentation notable du flux de neutrinos. De plus, le spectre de protons, crucial pour la détermination du flux de neutrinos, est normalisé au spectre d’électrons impliquant un impact direct sur le nombre d’événements attendus. Si l’on se place dans le contexte du modèle des sursauts choqués, développé par Razzaque [80], dans lequel le sursaut gamma est associé à une supernova,

un flux de neutrinos précurseurs d'énergie de quelques TeV ou dizaines de TeV s'ajoute au cas classique. Ainsi, de meilleures prédictions peuvent s'ensuivre.

Passons à la recherche de ces neutrinos à partir des données prises avec cinq lignes durant l'année 2007.

# Chapitre 5

## Analyse des données

*Toute la méthode réside dans la mise en ordre  
et la disposition des objets vers lesquels  
il faut tourner le regard de l'esprit.*

**R. Descartes**

Ce chapitre traite de la sélection des données avant reconstruction. Dans un premier temps, les études Monte Carlo qui ont permis de développer la méthode d'analyse seront présentées puis viendront les premiers résultats obtenus sur les données à cinq lignes.

### 5.1 Définition de la stratégie d'analyse

Le but de la procédure d'analyse qui a été développée durant cette thèse est de sélectionner les neutrinos pouvant provenir d'une source de type sursaut gamma et de les distinguer du bruit de fond, ceci dans le détecteur à cinq lignes. Toute cette étude a été effectuée sur les simulations de neutrinos et de muons dans un détecteur à cinq lignes déviées par le courant marin ( $9 \text{ cm.s}^{-1}$ ). Le principe de cette analyse est de conserver le plus d'événements possible tout au long de la procédure et d'appliquer les coupures sélectives entre muons atmosphériques et muons provenant de neutrinos seulement après reconstruction.

Ceci n'est réalisable que dans le cas unique des sources transitoires telles que les sursauts gamma. Comme, par définition, les sources transitoires ont une durée courte, une prise de données sans aucun filtrage et autorisant une analyse *a posteriori* est possible. Dans ANTARES, une prise de données spécifique est déclenchée, par une alerte de satellite, en parallèle de la prise de données standard (dont l'enregistrement en continu est limité par la quantité de données). La procédure d'analyse *a posteriori* de cet échantillon brut est donc complètement libre et a été optimisée pour les données à cinq lignes dans le cadre de cette thèse.

La logique de déclenchement a été choisie sur un critère de moindre rejet c'est-à-dire avec une bonne efficacité de déclenchement mais également sur des critères de dépendances en bruit de fond optique et en la géométrie du détecteur considéré. La logique sélectionnée

requiert un faible nombre de coïncidences locales (coïncidence temporelle au même étage) ce qui assure une bonne efficacité et un grand nombre d'événements sélectionnés.

Une reconstruction des traces des événements ainsi sélectionnés est ensuite appliquée. La méthode choisie est rapide (car initialement développée pour une utilisation online) et basée sur un principe de minimisation de  $\chi^2$  des différents ajustements réalisés. A la suite de la reconstruction, la sélection des muons issus de neutrinos vis-à-vis des muons atmosphériques a pu être optimisée. Elle porte principalement sur le nombre de lignes, le nombre de hits et le facteur de qualité d'ajustement ( $\chi^2$ ).

La résolution angulaire de cette méthode de reconstruction est moins bonne que celle obtenue à partir de la reconstruction standard d'ANTARES. Néanmoins, la connaissance précise de la position fournie avec l'alerte permet de définir une fenêtre angulaire de recherche de corrélation entre un éventuel événement neutrino et une source de type sursaut gamma. Cette fenêtre, de faible ouverture angulaire, est optimisée pour différentes directions avec des fenêtres temporelles de recherche variables de manière à écarter au mieux les neutrinos atmosphériques.

## 5.2 Les simulations Monte Carlo

De manière à définir la logique de déclenchement la plus adaptée aux événements qui proviendraient de sursauts gamma, une comparaison des comportements des logiques de déclenchement disponibles vis-à-vis d'événements neutrinos simulés a été effectuée. La chaîne de simulation sera décrite dans un premier temps. Suivront ensuite les résultats obtenus dans le cadre de l'étude des conditions de déclenchement. Afin d'étudier les performances du détecteur réel, des générateurs d'événements (muons et neutrinos) ont été développés. Deux processus physiques peuvent produire de la lumière Cherenkov : les muons isolés et gerbes de muons ("muons bundles") provenant de l'interaction des rayons cosmiques dans l'atmosphère et les interactions neutriniques au coeur ou à proximité du détecteur. Ainsi, les deux chaînes existantes dans la collaboration ANTARES sont destinées à la simulation des muons atmosphériques et des neutrinos atmosphériques. Les événements sont simulés un à un par des méthodes Monte Carlo.

Les événements sont tout d'abord générés dans un volume de génération. Ils sont ensuite propagés jusqu'à un volume proche du détecteur. Ce volume de forme cylindrique entourant le volume instrumenté est nommé *canette* (figure 5.1). Il s'étend typiquement à quelques centaines de mètres au-delà du volume instrumenté [90]. Ceci correspond à la distance maximale séparant un photomultiplicateur du centre de gravité du réseau de photomultiplicateurs à laquelle on ajoute un peu plus de deux fois et demi la longueur d'absorption de la lumière (évaluée par le modèle standard Smith et Baker utilisé pour décrire les propriétés de l'eau pure à 69 m pour une longueur d'onde de 450 nm : figure du chapitre 2). Lorsque les particules atteignent la canette, le cône de lumière Cherenkov émis par celles-ci ainsi que la propagation de la lumière sont détaillés. Suit ensuite la simulation de la réponse du détecteur.



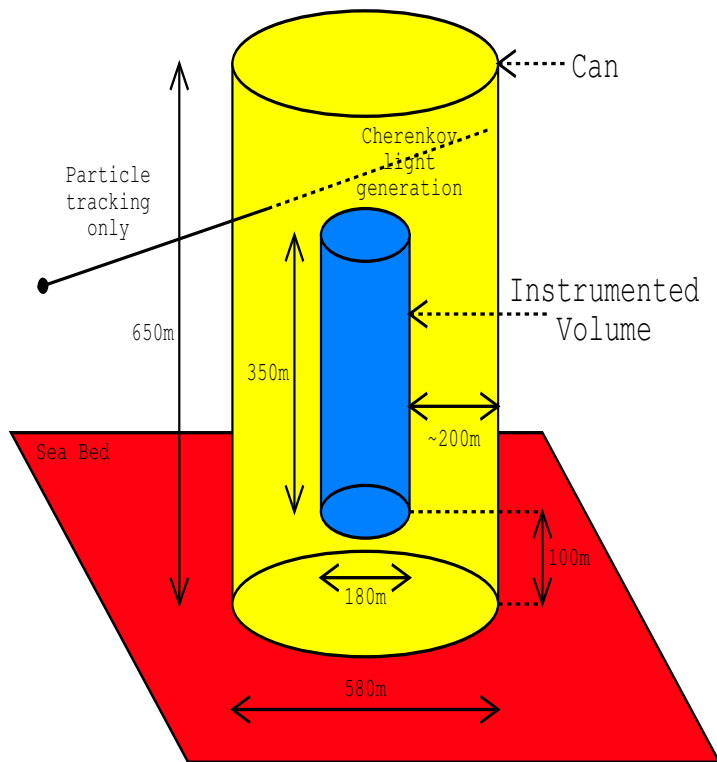


FIG. 5.1 – Illustration de la canette entourant le volume instrumenté. Les événements sont tout d’abord générés dans un volume de génération. Ils sont ensuite propagés jusqu’à un volume proche du détecteur. Ce volume de forme cylindrique entourant le volume instrumenté est nommé *canette*.

### Génération des neutrinos : GENHEN

Les neutrinos de haute énergie sont générés à partir du programme GENHEN [90]. Ce logiciel permet non seulement de simuler un flux diffus de neutrinos mais également de générer des neutrinos provenant d’une source ponctuelle ou d’une direction fixe. Dans le cadre de l’analyse des sursauts gamma, la génération d’événements issus d’une direction fixe est la plus adaptée. En effet, l’aspect transitoire de ces phénomènes ne nécessite pas de simuler l’évolution de la position de la source ponctuelle au cours du temps. La courte durée du sursaut autorise sa considération comme une direction fixe par rapport au référentiel terrestre du détecteur.

Dans un télescope tel qu’ANTARES, le principal bruit de fond à considérer est celui qui provient des neutrinos atmosphériques car il est irréductible. A basse énergie, le flux de neutrinos atmosphériques suit le spectre des rayons cosmiques. Au delà d’une énergie de 100 GeV, les muons produits par l’interaction des rayons cosmiques dans l’atmosphère atteignent le sol et sont arrêtés par la matière, diminuant ainsi le flux de neutrinos. Le spectre de neutrinos moyenné sur tous les angles à une énergie supérieure au TeV est

donné par la relation [91], [14] :

$$\frac{d\Phi(\nu_{atm})}{dE_\nu d\Omega} = 4.9 \left( \frac{E_\nu}{GeV} \right)^{-3.6} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} GeV^{-1} \quad (5.1)$$

A haute énergie (au delà de 100 TeV), des mésons charmés à faible durée de vie sont produits. Leur désintégration semi-leptonique représente une part non négligeable du spectre de neutrinos atmosphériques. Cependant, des incertitudes sur ce flux demeurent. C'est la raison pour laquelle le programme GENHEN est interfacé de manière à autoriser la génération des événements suivant de nombreux modèles de flux.

Les événements sont produits dans un volume de génération qui dépend de l'énergie. La taille de la canette est, elle, constante et définie par l'utilisateur. La gamme d'énergie de génération est logarithmiquement divisée en dix. Pour chaque part de cette échelle, le volume de génération est recalculé en se basant sur la distance maximale qu'un muon peut parcourir si son énergie est égale à l'énergie maximale de chaque segment. Ceci est effectué en prenant en compte les densités différentes de la roche et de l'eau. Un neutrino est alors généré aléatoirement. Le nombre d'événements générés pour chaque canal en énergie est calculé à partir du spectre d'entrée et des tailles relatives des volumes de génération correspondant au canal et au total.

Les interactions du neutrino avec la matière sont simulées à l'aide du programme LEPTO [92] qui permet l'utilisation de différentes fonctions de distribution de partons. Le programme fait appel à PDFLIB [93] et au modèle CTEQ6. Le canal d'interaction : diffusion inélastique, réactions quasi-élastique ou résonante (qui jouent un rôle non négligeable en-dessous de 100 GeV), est choisi sur la base des sections efficaces relatives à l'énergie du neutrino.

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. Deux codes de simulation de propagation des muons sont disponibles : MUM [94] et PropMu [95]. Le premier est numériquement précis alors que le second peut induire des erreurs pouvant atteindre 20 % sur la perte d'énergie du muon. D'un autre côté, le second inclut la diffusion multiple ce qui n'est pas le cas du premier. Dans les simulations qui suivent, la propagation des muons a été assurée par le programme MUM.

## Production des muons atmosphériques

Les gerbes atmosphériques sont produites et propagées de l'atmosphère au niveau de la mer par le biais du programme CORSIKA (COsmic Ray SIMulation for KAScades). Il s'agit d'un code Monte-Carlo qui permet de simuler l'évolution des gerbes atmosphériques initiées par l'interaction des rayons cosmiques de haute énergie (jusqu'à  $10^{20}$  eV) dans la haute atmosphère. Les particules individuelles sont suivies en prenant en compte :

- les pertes d'énergie
- les déviations induites par les diffusions multiples et le champ géomagnétique
- la désintégration des particules instables
- les interactions électromagnétiques et hadroniques

TAB. 5.1 – Nombre de gerbes générées

Noyau primaire	$0^\circ \leq \vartheta \leq 60^\circ$			$60^\circ \leq \vartheta \leq 85^\circ$		
	1-10 TeV/nucléon	1-100 TeV/nucléon	100-10 <sup>5</sup> TeV/nucléon	1-10 TeV/nucléon	1-100 TeV/nucléon	100-10 <sup>5</sup> TeV/nucléon
p	10 <sup>9</sup>	10 <sup>9</sup>	10 <sup>8</sup>	10 <sup>9</sup>	10 <sup>9</sup>	10 <sup>8</sup>
He	9.10 <sup>8</sup>	10 <sup>8</sup>	9.10 <sup>7</sup>	9.10 <sup>8</sup>	10 <sup>8</sup>	9.10 <sup>7</sup>
N	10 <sup>8</sup>	10 <sup>8</sup>	6.10 <sup>6</sup>	10 <sup>8</sup>	10 <sup>8</sup>	6.10 <sup>6</sup>
Mg	10 <sup>8</sup>	10 <sup>8</sup>	3.10 <sup>6</sup>	10 <sup>8</sup>	10 <sup>8</sup>	3.10 <sup>6</sup>
Fe	10 <sup>8</sup>	3.10 <sup>7</sup>	10 <sup>6</sup>	10 <sup>8</sup>	3.10 <sup>7</sup>	10 <sup>6</sup>

Le modèle d'interaction hadronique, qui peut être choisi dans CORSIKA, est QG-SJET.01c dans cette étude. Le flux primaire a été divisé en 5 groupes de masses (p, He, N, Mg, Fe) pour simplifier la simulation. Le spectre choisi pour la génération est en  $E^{-2}$ . Cet indice correspond à un spectre plus dur que le spectre réel des rayons cosmiques d'où l'utilisation de poids par la suite pour faire coïncider au mieux le spectre généré au spectre réel.

La production a été divisée en 3 gammes d'énergie (1 – 10 TeV/nucléon, 10 – 100 TeV/nucléon, 100 – 10<sup>5</sup> TeV/nucléon) et en deux gammes angulaires (verticale :  $0^\circ \leq \vartheta \leq 60^\circ$  et horizontale :  $60^\circ \leq \vartheta \leq 85^\circ$ ). Les nombres de gerbes simulées dans chaque gamme sont repris dans la table 5.1.

La propagation des muons dans l'eau jusqu'à la canette a été assurée par un programme spécifique nommé MUSIC (MUon SIMulation Code). Ce programme tient compte des pertes d'énergie par Bremsstrahlung, production de paires, diffusion inélastique et ionisation et simule les déviations induites par diffusions multiples (annexe D).

La production complète sera utilisée pour estimer le bruit de fond des muons atmosphériques dans la partie d'optimisation des coupures.

## Les poids

Pour la simulation de muons (neutrinos) atmosphériques, le flux simulé de particules incidentes doit avoir un spectre le plus proche possible du flux réel de rayons cosmiques :

$$\Phi_r = \frac{dN_r}{dEdAdt} \quad (5.2)$$

E, A et t sont respectivement l'énergie de la particule incidente, la surface et le temps. La dépendance du flux en énergie peut se traduire de la manière suivante :

$$\Phi_r(E) = \phi_0 E^{-\gamma_r} f_c(E) \quad (5.3)$$

avec  $\gamma_r = 2.7$ , l'indice spectral du flux (chapitre 1) et  $f_c$  une fonction de correction équivalente à 1 si on néglige la région du genou dans le spectre des rayons cosmiques.

Les contraintes de temps de calcul ne permettent pas de générer directement ce spectre. L'indice spectral effectivement simulé sera noté  $\gamma_g$  par la suite. La distribution en énergie du flux généré peut être décrite par :

$$\frac{dN_g}{dE} = N_g \frac{\gamma_g - 1}{E_{min}^{1-\gamma_g} - E_{max}^{1-\gamma_g}} E^{-\gamma_g} \quad (5.4)$$

,  $E_{min}$  et  $E_{max}$  étant les bornes en énergie entre lesquelles le flux a été généré. La conversion de ce flux en flux réaliste requiert l'application, à chaque événement, de poids ainsi défini :

$$w_i^g \propto \frac{\Phi_r(E_i)}{(dN_g/dE)_{E=E_i}} \propto E_i^{\gamma_r - \gamma_g} f_c(E_i) = E_i^{-\Delta\gamma} f_c(E_i) \quad (5.5)$$

Ces poids contiennent également un facteur tenant compte de l'opacité de la Terre (annexe C) en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal issu de [91]. Lors de l'analyse des données Monte-Carlo, l'application de ces poids est nécessaire et le nombre total d'événements simulés doit être remplacé par  $\sum_i w_i^g$  pour la normalisation. Faire coïncider la production Monte-Carlo à une durée donnée requiert la multiplication d'un coefficient  $W_0$ . Le poids associé à un événement devient :

$$w_i = W_0 E_i^{-\Delta\gamma} \cdot f_c(E_i) \quad (5.6)$$

Le temps d'irradiation du détecteur se définit alors comme :

$$\frac{N_r}{T_i} = \frac{\sum_i w_i^g}{T_i} = A \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi_r(E) dE \quad (5.7)$$

avec  $N_r = \sum_i w_i^g$ . La solution numérique de cette équation est :

$$T_i = \frac{W_0 N_g (\gamma_g - 1)}{A \phi_0 (E_{min}^{1-\gamma_g} - E_{max}^{1-\gamma_g})} \quad (5.8)$$

Le taux d'événements est donné par  $R = \frac{\sum_i w_i^g}{T_i}$ . Le temps d'irradiation ne dépend pas des bornes en énergie de la production car  $N_g \propto E_{min}^{1-\gamma_g} - E_{max}^{1-\gamma_g}$ .

### Génération des photons Cherenkov et simulation du détecteur : KM3

Le programme KM3 [96] utilisé pour cette partie est un programme interne à la collaboration ANTARES. Ce logiciel prend la suite de GENHEN et CORSIKA à partir du moment où la particule incidente entre dans la canette. Il assure la simulation et la propagation des photons Cherenkov émis non seulement par la particule incidente mais aussi par ses particules secondaires produites lors de leur passage dans le milieu. Dans le but d'un gain de temps, la distribution de lumière produite par le cône Cherenkov est reprise dans des tables. Le muon traversant le détecteur perd également de l'énergie sous forme de gerbes électromagnétiques. Ce programme estime la part de gerbes électromagnétiques et les répartit aléatoirement sur la trajectoire de la particule.

Les phénomènes traités par le programme KM3 sont :

- Génération du cône Cherenkov et ajout des gerbes électromagnétiques
- Pertes d'énergie dans le milieu et lumière générée par les particules secondaires
- Diffusion et absorption de la lumière dans l'eau à partir de tables préétablies. La période préliminaire de sélection du site a donné lieu à de nombreux tests qui ont permis de déterminer avec précision les paramètres de l'eau et notamment les longueurs d'absorption et de diffusion respectivement égales à 55 m (figure du chapitre 1) et 47 m.

Le logiciel KM3 peut également assurer la simulation de la réponse du détecteur, en particulier les processus suivants :

- Réponse des photomultiplicateurs : l'acceptance 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 déterminée.

D'autre part, le module optique a été placé dans un compartiment rempli d'eau et exposé au flux de muons atmosphériques. Des scintillateurs positionnés de part et d'autre de la boîte ont été utilisés pour déterminer la trajectoire du muon. Le module optique a été placé sur un support mobile de manière à mesurer la réponse du photomultiplicateur à différents angles d'incidence. Cette réponse, comparée à des simulations Monte-Carlo, a été paramétrée ainsi [97] :

$$Q = Q_0(0.26 \cos \theta(0.67 \cos \theta(0.31 - 0.23 \cos \theta))) \quad (5.9)$$

- Délai électronique : la transition d'un ARS à l'autre si de la lumière subsiste après 50 ns, temps dominé par le temps d'intégration (chapitre 2).
- Bruit de fond optique : il est possible d'ajouter des hits à une fréquence donnée, ceci simulant les hits issus de la désintégration du  $^{40}K$ .

### Description du détecteur

Le détecteur est décrit dans des fichiers ASCII qui contiennent les coordonnées des différents éléments dans le référentiel du centre de gravité du détecteur. Il existe des géométries décrites pour chaque étape de construction du détecteur. Par défaut, les lignes sont verticales et les modules optiques alignés. L'analyse qui suit ayant été effectuée sur les données à cinq lignes (année 2007), le détecteur qui a été utilisé pour les simulations Monte-Carlo est un détecteur à cinq lignes déviées par un courant marin de  $9 \text{ cm.s}^{-1}$  afin de s'approcher d'un cas plus réaliste.

## 5.3 Méthode de prise de données spécifique aux sursauts gamma

Une méthode de prise de données spécifique a été développée pour l'étude des sursauts gamma [43]. Elle est destinée à augmenter la sensibilité à ces sources en tirant parti de leur aspect transitoire. Pour cela, les données de satellites gamma tels que Swift [3],

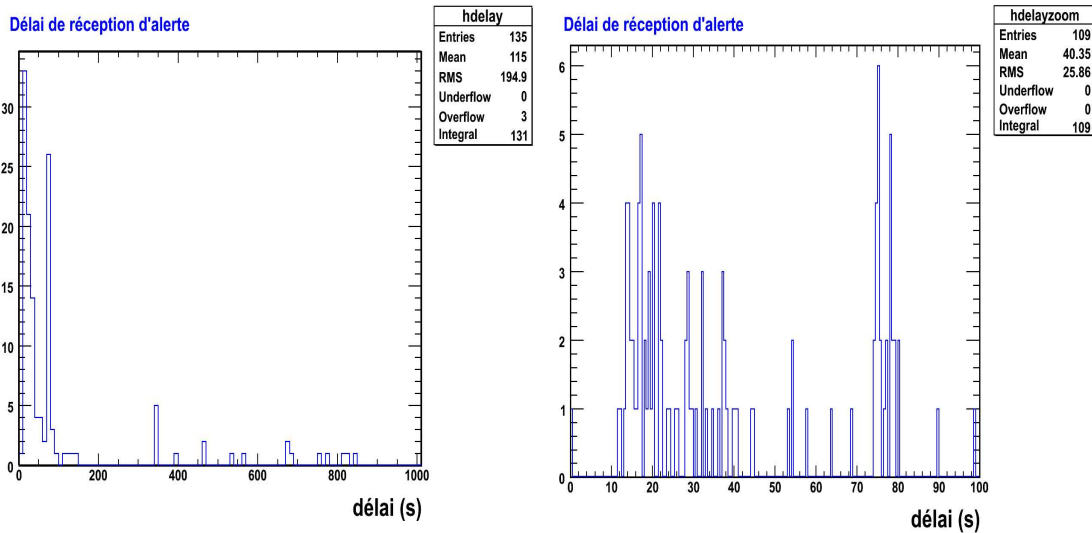
INTEGRAL [2] ou encore HETE-2 [98] sont utilisées. Chacun de ces satellites fait partie du réseau d'alerte GRB Coordinates Network (GCN). Les caractéristiques des principaux satellites fournissant des alertes sont reprises dans la table 5.2. Tous les satellites lancés depuis BATSE sont liés à ce réseau. Lors de la détection d'un sursaut, certaines informations sur l'événement sont distribuées rapidement par le satellite via ce réseau. Tous les messages transmis par le biais de ce réseau contiennent un numéro d'identification unique caractéristique de l'événement. En effet, plusieurs messages liés à une même alerte peuvent être envoyés. Le numéro d'identification permet de les corrélés à une même détection. Parmi les données distribuées se trouvent des messages GCN Notices et GCN Circulars. Les premiers sont les messages transmis en temps réel et peuvent être de type différent : l'alerte, la mise à jour et les messages de position. Les messages d'alerte sont les premiers à être envoyés. Ils sont généralement distribués rapidement après la détection des premiers rayons  $\gamma$ . Le délai entre la détection par le satellite et la réception de l'alerte par ANTARES est représenté sur la figure 5.2 (a) pour toutes les alertes détectées entre le 29 janvier et le 8 décembre 2007 (période analysée dans ce chapitre); la figure (b) représente la distribution des délais inférieurs à 100 s. Ce délai tient compte du temps de détection, du temps de transmission et du temps de traitement par le serveur du réseau. 80% (25%) des alertes sont arrivées à ANTARES dans un délai inférieur à 100 (20) s. Le message de mise à jour est envoyé peu de temps après l'alerte : il contient les informations sur le satellite qui est à l'origine de la détection et également une position préliminaire du sursaut dans le cas d'une détection par Swift. Cette démarche de positionnement a été favorisée pour un satellite tel que Swift, destiné non seulement à valider le sursaut gamma mais aussi à pointer rapidement dans sa direction de manière à étudier les contreparties précoces des sursauts gamma. Ceci se produit au détriment de télescopes tels qu'ANTARES dans le sens où le temps d'envoi du message initial est allongé du fait de la volonté de positionnement. D'autre part, ceci assure un nombre plus restreint de fausses alertes. Les messages de position sont envoyés quelque temps après les précédents, généralement après la fin de l'émission prompte, et contiennent une position plus précise du sursaut. Les messages de type GCN Circulars proviennent d'observations effectuées à terre à partir d'un suivi dans différentes longueurs d'ondes. Ces messages peuvent entre autres contenir la durée du sursaut, donnée cruciale comme nous le verrons par la suite. Les informations fournies par GCN Circulars peuvent parvenir au réseau quelques jours voire quelques semaines après la détection du sursaut.

Les messages sont distribués grâce à une "Internet socket connection" entre le réseau et ANTARES. Le délai de distribution est normalement inférieur à 1 seconde. La fréquence à laquelle les alertes ont été distribuées depuis la mise en place de la connexion sont représentées sur la figure 5.3 par le biais du délai séparant deux alertes consécutives. Les hautes fréquences caractérisent des périodes riches en alertes.

Pour ANTARES, dès réception de l'alerte, une prise de données spécifique est déclenchée. En parallèle du filtrage standard, décrit dans le chapitre 2, une prise de données sans aucun filtrage est lancée, couvrant deux minutes autour de la réception de l'alerte. D'autre part, avant d'être filtrées de façon standard, les données sont stockées temporairement dans la mémoire des ordinateurs de la ferme de calcul. Cet échantillon bufferisé échappe

TAB. 5.2 – Caractéristiques des principaux satellites fournissant des alertes [2], [3], [4], [98], [99], [100]

Satellite	Instrument	Champ de vue	Précision de position	Gamme d'énergie	Date
INTEGRAL	IBAS	0.02 sr	12'	15 keV-10 MeV	Oct 2002-...
SWIFT	BAT	1.4 sr	15'	15-150 keV	Nov 2004-...
	SXT	24'	18''	0.2-10 keV	
AGILE	SuperAgile	1.0 sr	6'	15-60 keV	Juin 2007-...
GLAST	GBM	9.5 sr	1.5°	8 keV-30 MeV	Juin 2008-...
	LAT	2.4 sr	15'	20 MeV-300 GeV	



(a) Distribution des délais entre détection et réception pour toutes les alertes

(b) Distribution des délais entre détection et réception inférieurs à 100s

FIG. 5.2 – Distribution des délais entre détection et réception des alertes de fin janvier à début décembre 2007

lui aussi au filtrage standard, pour être stocké tel quel dès réception d'une alerte GCN. Ainsi, un échantillon de quelques centaines de secondes n'ayant subi aucune contrainte de filtrage est enregistré. Le stockage global sans filtrage a une durée équivalente à 120 secondes répartie avant, pendant et après réception du signal d'alerte. La durée enregistrée avant la réception de l'alerte (et éventuellement avant la détection du sursaut) dépend de la capacité de mémorisation temporaire. Si l'on prend en compte cette durée de buf-

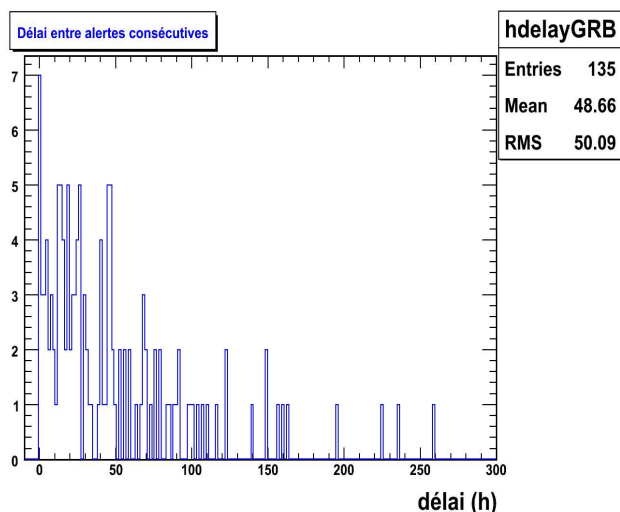


FIG. 5.3 – Distribution des délais entre deux alertes consécutives apparues entre fin janvier et début décembre 2007

ferisation, le temps de réponse est défini comme la différence de temps entre la détection du sursaut par le satellite et les premières données brutes enregistrées dans ANTARES (premier hit du buffer). Ce temps de réponse peut être négatif si l’alerte a été transmise rapidement et si la capacité de mémorisation temporaire est suffisante. Si c’est le cas, la prise de données sans filtrage a débuté avant la réception de l’alerte. De plus, si le délai de réception est faible, une partie des données brutes enregistrées comportent les instants avant la détection par le satellite. Les distributions du temps de réponse et de la durée de bufferisation sont représentées sur les figures 5.4. L’illustration des différentes caractéristiques de la prise de données est présentée dans les deux cas, temps de réponse négatif ou positif, sur la figure 5.5.

Le temps de réponse de la majeure partie des alertes est positif (avec une moyenne de 47 s) ce qui signifie que, généralement, les instants précédant et durant la détection ne sont pas enregistrés sans filtrage. Dans certains cas extrêmes (longs temps de réponse), seule une infime partie de l’émission prompte est couverte. Cependant, les temps de réponse d’autres expériences appliquant la même méthode sont globalement plus longs. Prenons pour exemple l’expérience MAGIC, qui possède une capacité de pointage plus rapide que pour les autres télescopes  $\gamma$  Cherenkov [101]. Le délai de réception de l’alerte est du même ordre de grandeur que pour ANTARES et à cela, s’ajoute le délai de pointage du télescope soit pour 20 sursauts suivis par MAGIC, un délai de début d’observation, en moyenne de 500 s (représenté sur la figure 5.6) à comparer avec un temps de réponse moyen de 50 s pour ANTARES. Ainsi, même si la durée complète de l’émission prompte du sursaut n’est pas toujours couverte, ANTARES peut analyser des données très précoces voire des données d’émission prompte. Le temps de bufferisation est en moyenne de 20 s ce qui est court et mériterait d’être accru de manière à assurer une plus grande couverture de la



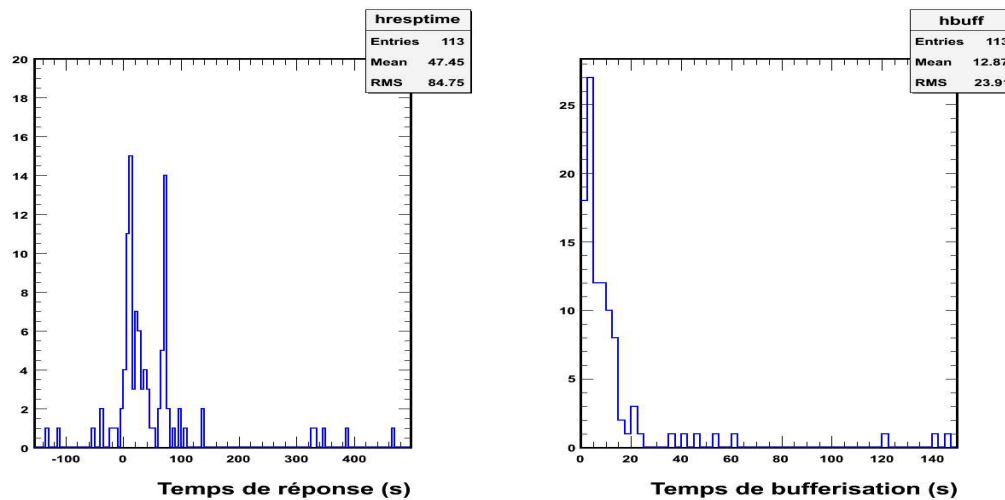


FIG. 5.4 – Distribution des temps de réponse (différence de temps entre détection et premières données brutes) et de mémorisation temporaire pour les alertes de fin janvier à début décembre 2007

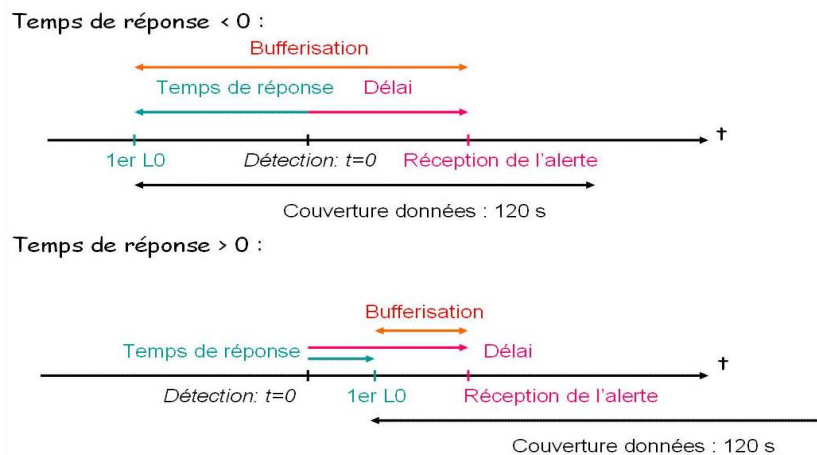


FIG. 5.5 – Illustration du délai de réception, du temps de réponse, du temps de bufferisation et de la durée de couverture des données (toujours 120 s) dans deux cas différents : un temps de réponse négatif et un temps de réponse positif

durée du sursaut. Ce temps a été augmenté à 60 s début 2008.

L'analyse *a posteriori* de cet échantillon de données vierges présente un fort intérêt dans le sens où l'analyse peut être optimisée après coup. C'est cette procédure d'analyse appliquée aux données à cinq lignes qui sera décrite dans les parties suivantes.

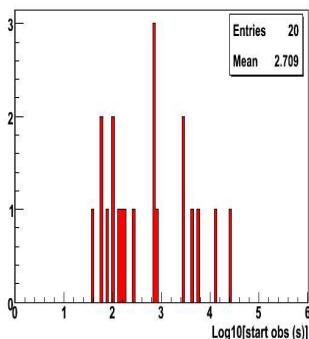


FIG. 5.6 – Délais de début d’observation pour le suivi de 20 sursauts gamma par MAGIC [101] : moyenne de 500 s

## 5.4 Etudes des conditions de déclenchement

Le choix du système de déclenchement a été déterminé à partir des données Monte-Carlo sur des critères d’efficacité, de dépendance en bruit de fond optique, de directionnalité éventuelle, aspect s’avérant intéressant dans l’étude des sursauts gamma.

Deux cas distincts ont été traités : en premier lieu, comparaison des systèmes de déclenchement au vu d’un échantillon d’événements provenant d’une direction fixe (coordonnées locales fixées arbitrairement au moment de la simulation) puis dans un second temps, étude du comportement de différentes logiques de déclenchement vis-à-vis d’une distribution d’événements montants plate en cosinus de l’angle zénithal.

### 5.4.1 Description des logiques de déclenchement utilisées

Les logiques de déclenchement sont destinées au filtrage des données de manière à distinguer du bruit de fond des données compatibles avec un signal physique. Cette section reprend une brève description des logiques de déclenchement utilisées dans cette étude comparative dont le but est de définir le système de déclenchement le plus adapté aux sursauts gamma pour un détecteur à cinq lignes. En effet, dans ANTARES, les sursauts gamma, en comparaison avec d’autres sources, présentent l’intérêt de pouvoir être étudiés en utilisant aussi bien les données enregistrées de façon standard que les données brutes, enregistrées suivant la méthode décrite précédemment. Une optimisation de l’analyse des sursauts gamma pour une période particulière ou encore pour un sursaut spécifique devient alors réalisable. C’est dans ce contexte que s’inscrit cette analyse.

Les différentes logiques de déclenchement et leurs performances (étudiées sur Monte Carlo) ont été développées dans les notes internes à ANTARES [102], [103].

### Niveaux de déclenchement locaux

Deux niveaux de déclenchement peuvent être définis dans ANTARES. Au niveau le plus bas, un hit, c'est-à-dire un signal dont l'amplitude excède un seuil de 0.3 photoélectron ce qui permet de supprimer la majorité du bruit électronique, caractérise le niveau 0, noté L0.

Une coïncidence locale est définie par au moins une paire de hits se produisant au niveau de deux photomultiplicateurs du même étage dans une fenêtre de temps de 20 ns. La requête de coïncidences locales permet d'écarter une partie du bruit de fond optique ( $^{40}K$ ). Ce niveau de sélection des hits est appelé niveau 1 (L1). Un second cas intervient pour définir ce niveau de déclenchement : les hits de haute amplitude c'est-à-dire d'amplitude supérieure à 3 photoélectrons (dans cette étude). Ce sont ces deux niveaux de sélection basiques qui seront pris en compte dans les différentes logiques étudiées. Deux classes peuvent être définies : soit par la recherche de coïncidences temporelles sur des étages voisins ou proches soit par la recherche de corrélations spatio-temporelles sur l'ensemble du détecteur.

### Recherche de coïncidences locales sur des étages proches

**Logique de déclenchement T3 [103]** Un "cluster" (échantillon de hits) T3 est défini lorsque deux coïncidences locales (L1) apparaissent sur deux étages parmi trois contigus. La fenêtre temporelle de coïncidence est autorisée à 100 ns dans le cas où les étages impliqués sont voisins et à 200 ns sinon. Ces limites de temps ont été optimisées en considérant la propagation de la lumière entre les étages. A partir de cette définition, la taille du cluster T3, définie dans une fenêtre de  $2.2 \mu s$  (temps maximum nécessaire à un muon pour traverser le détecteur), est modulable. La recherche d'un cluster de taille N T3 implique (N+1) étages comportant des L1. Ainsi, un cluster de taille 2 T3 requiert 3 ou 4 L1 tandis qu'un T3 ne demande que deux étages. Dans cette étude, des tailles de cluster les plus petites possibles, soit 1 ou 2 T3, ont été utilisées de manière à augmenter la sensibilité.

### Recherche de corrélations spatio-temporelles

Ces algorithmes de filtrage recherchent à partir des temps des hits ainsi que des positions des photomultiplicateurs dans les données un échantillon de hits (ou cluster) compatible avec la trace d'un muon traversant le détecteur suivant la relation de causalité :

$$|\Delta t| \leq D * \frac{n}{c} + 20ns \quad (5.10)$$

où  $\Delta t$  est la différence de temps entre deux hits,  $n$  l'indice de réfraction de la lumière dans l'eau et  $D$  la distance en trois dimensions entre les deux photomultiplicateurs impliqués. L'ouverture de la fenêtre de 20 ns a pour but de tenir compte des incertitudes sur les positions des modules optiques, de la précision de définition temporelle au niveau des TVC et de la diffusion des photons dans l'eau.

**Logique de déclenchement 1D [43]** Cette logique de déclenchement est la sélection basique à une dimension et requiert une direction de référence. Cette sélection peut s'avérer très intéressante dans le cas d'une source dont la direction est connue avec précision à un moment donné. C'est le cas d'un sursaut gamma dont la position est précisée par un satellite quelques minutes après détection. Ainsi, les données brutes étant enregistrées sur une durée de quelques minutes autour de la détection du sursaut suivant la méthode décrite dans la section précédente, cette logique de déclenchement peut être appliquée une fois la position du sursaut connue c'est-à-dire après que la direction attendue des événements soit précisée. En effet, la figure de résolution angulaire d'ANTARES présentée au chapitre 1 montrait également qu'à des énergies excédant le TeV, la différence moyenne d'angle entre la direction du muon reconstruit et celle du neutrino initial est inférieure au degré. Nous pouvons alors considérer que la direction des muons produits est attendue comme étant la même que celle du sursaut. Cet algorithme sélectionne ainsi des événements répondant non seulement à des critères de corrélations spatio-temporelles mais également en accord avec une direction prédéfinie. Il fonctionne suivant trois étapes :

1. rotation du référentiel suivant les angles zénithaux et azimutaux correspondants à la direction du muon attendue (figure 5.7)
2. relation de causalité
3. pré-ajustement linéaire des combinaisons de N hits (ou coïncidences locales) sélectionné(e)s, avec N la taille du cluster soit 6 (4) pour l'application de la sélection au niveau L0 (L1) dans notre situation. Cette procédure de pré-ajustement est stoppée lorsqu'une combinaison remplit la condition  $\chi^2 \leq \chi_{max}^2$  avec  $\chi_{max}^2$  dépendant de la taille du cluster N.

Ces étapes sont détaillées dans les paragraphes qui suivent.

L'axe z est choisi suivant la direction du muon par rotation du référentiel suivant les angles zénithaux et azimutaux indiqués en contrainte. Ceci se traduit par une rotation des positions des modules optiques dans ce nouveau référentiel. Une contrainte supplémentaire s'ajoute à la relation de causalité 5.10. Le temps d'arrivée d'un photon Cherenkov  $t_j$  sur le photomultiplicateur j est :

$$t_j = t_0 + \frac{1}{c} \left( z_j - \frac{r_j}{\tan \theta_c} \right) + \frac{1}{v_g} \left( \frac{r_j}{\sin \theta_c} \right) \quad (5.11)$$

avec  $t_0$ , un temps de référence,  $\theta_c$ , l'angle de demi-ouverture du cône Cherenkov,  $v_g$  la vitesse de groupe de la lumière dans l'eau et  $r_j$  et  $z_j$ , les composantes horizontale et verticale du photomultiplicateur j (illustration dans la figure de droite 5.7). Ainsi, le deuxième terme de l'équation traduit le temps nécessaire au muon pour parcourir la distance au point où les photons ont été émis alors que le dernier terme correspond au temps de propagation des photons jusqu'au photomultiplicateur.

Pour un couple de photomultiplicateurs 1 et 2, les distances minimales d'approche entre le photomultiplicateur et la trace du muon seront notées respectivement  $r_1$  et  $r_2$ . Comme la position de la trace n'est pas connue mais seulement sa direction, les valeurs de

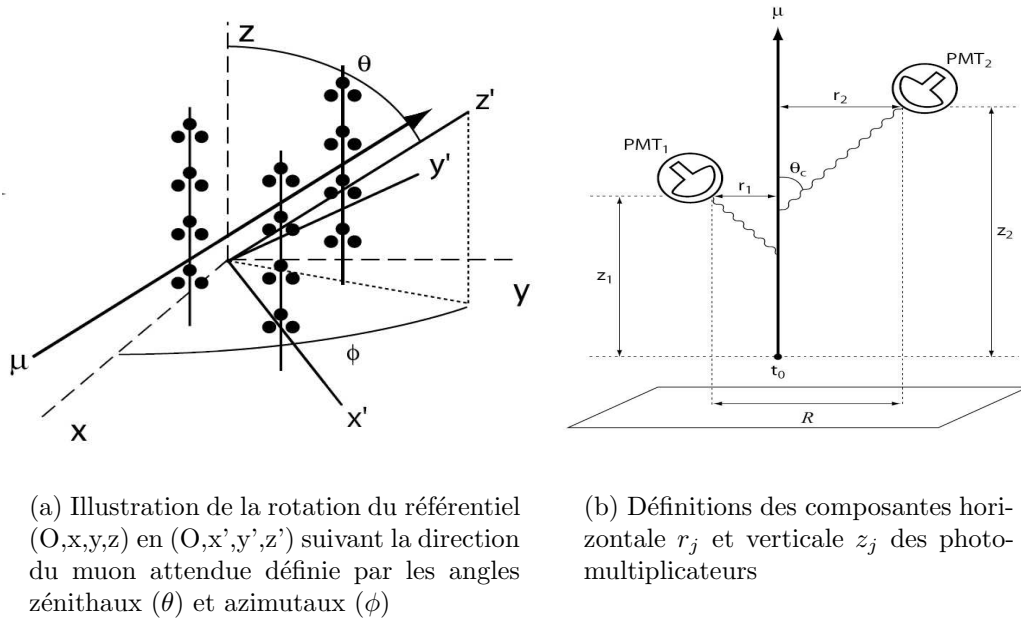


FIG. 5.7 – Principe de la logique de déclenchement 1D : étape de rotation du référentiel (gauche) et définitions pour la causalité (droite)

$r_1$  et de  $r_2$  restent également inconnues. Néanmoins, par définition, la valeur de  $r_2 - r_1$  est maximale lorsque le muon passe par l'un des photomultiplicateurs. Le maximum de cette distance correspond à la distance en deux dimensions entre les deux photomultiplicateurs projetée dans un plan perpendiculaire à la direction du muon et sera noté  $R$  par la suite. La différence de temps entre deux hits observés sur les photomultiplicateurs 1 et 2 est alors contrainte de la manière suivante :

$$\frac{1}{c}(z_2 - z_1) - \frac{\kappa}{c}R \leq t_2 - t_1 \leq \frac{1}{c}(z_2 - z_1) + \frac{\kappa}{c}R \quad (5.12)$$

avec  $\kappa = \frac{c}{v_g} \frac{1}{\sin\theta_c} - \frac{1}{\tan\theta_c}$ . A cela, s'ajoute une ouverture de la fenêtre temporelle de 20 ns pour tenir compte des incertitudes de calibration et des incertitudes sur la diffusion de la lumière.

Cette relation de causalité étant plus contraignante que la relation standard 5.10, cette procédure peut être appliquée au niveau 0 comme au niveau 1. Dans le premier cas, la requête standard est de 6 L0 pour définir un événement. Ceci permet de relâcher les contraintes par rapport au niveau 1 et donc d'obtenir un taux d'événements bien plus important, dépendant du bruit de fond optique. Cette logique peut toutefois aussi être appliquée au niveau L1 : dans ce cas, la requête est de 4 L1.

Certains hits apparaissant sur des photomultiplicateurs distants peuvent s'avérer corrélés. Pour limiter ces coïncidences fortuites, une condition supplémentaire est requise. Elle porte sur la distance transverse entre deux photomultiplicateurs impliqués dans une coïnci-

dence : leur distance dans le plan horizontal doit être inférieure à une distance transverse maximale précisée en contrainte. Cette distance transverse maximale a été optimisée, pour le détecteur complet dans [43], suivant la direction d'arrivée du muon et plus particulièrement suivant l'angle zénithal de façon à avoir un taux d'événements constant (légèrement supérieur à 2 kHz) en fonction de la direction. En effet, non seulement le taux d'événements baisse significativement lorsque la distance transverse maximale diminue mais il change également lorsque l'on passe d'une direction verticale à une direction horizontale. Les distances séparant des étages consécutifs et des lignes voisines conditionnent cette dernière caractéristique : dans une direction verticale, tous les étages d'une même ligne remplissent la condition de distance transverse maximale alors que pour une direction d'arrivée du muon horizontale, comme une rotation du repère est préalablement effectuée, tous les étages d'une même ligne ne satisfont pas à la condition de distance transverse maximale. Ainsi, un plus grand nombre de photomultiplicateurs sont pris en compte pour les directions verticales, impliquant un plus fort taux d'événements. La valeur de distance transverse maximale prise par défaut est de 90 m pour un détecteur à 12 lignes. Elle dérive de la moyenne sur toute la gamme angulaire.

**Logique de déclenchement 3N (ou 3D Scan)** Tout d'abord, l'algorithme réduit l'échantillon de données à un ensemble de coïncidences locales ou de hits de forte charge (actuellement supérieure à 3 photoélectrons). Cet algorithme s'applique au niveau de sélection des hits L1.

Dans un cluster de taille minimum 5 L1 (minimum requis pour définir un événement physique), l'algorithme recherche les corrélations entre ces hits selon la relation de causalité 5.10. Cette relation de causalité définit la logique de déclenchement 3D. A cela, s'ajoute l'application du trigger 1D suivant un certain nombre de directions. Ces directions sont choisies par défaut comme variant suivant un pas de  $\Delta\theta = 14^\circ$  en angle zénithal et de  $\Delta\phi = 2\sqrt{\frac{1-\cos(10^\circ)}{\sin\theta}}$  en angle azimutal. Cet algorithme de sélection des données a été introduit dans le chapitre de description du détecteur 2.4.2. Il correspond à la logique de déclenchement standard qui est appliquée en temps réel avant enregistrement des données sur disque.

Pour toutes les logiques, les hits sélectionnés de cette manière sont nommés hits triggés. Le cluster formé par ces hits est considéré comme un événement physique et sera enregistré sur disque. En plus des hits sélectionnés, l'événement physique enregistré contient également les hits qui se sont produits dans une fenêtre de temps de  $2.2 \mu\text{s}$  autour du premier hit enregistré. Cette fenêtre correspond au temps maximum nécessaire à un muon pour traverser le détecteur.

## 5.4.2 Critères de sélection

La sélection de la logique de déclenchement la plus adaptée aux données étudiées a été effectuée suivant trois critères principaux : le maximum d'efficacité, la directionnalité et la dépendance en bruit de fond optique. Rappelons que les données étudiées dans cette

analyse sont les données brutes, prises avec cinq lignes d'ANTARES, dans une fenêtre temporelle de 120 s autour de la réception d'une alerte de sursaut gamma.

L'efficacité de déclenchement est évaluée à partir du rapport du nombre d'événements neutrinos sélectionnés suivant la logique de déclenchement considérée sur le nombre de neutrinos générés. Une normalisation est nécessaire : l'efficacité est calculée avec des événements ayant au moins 6 hits sur deux lignes distinctes.

La dépendance en bruit de fond optique se fait au vu de la différence d'efficacité induite par un ajout allant de 0 à 150 kHz de bruit de fond optique par pas de 50 kHz. Ce bruit de fond optique est additionné à chaque événement neutrino sous forme de hits aléatoires, dans une fenêtre temporelle de 11  $\mu s$ , à la fréquence choisie et se rapproche d'un bruit de type  $^{40}K$ , c'est-à-dire sans dépendance angulaire. Les coïncidences fortuites peuvent également apporter des informations pour une estimation de la dépendance en bruit de fond. Une coïncidence fortuite est, par définition, un ensemble de hits provenant du bruit de fond et qui génère un événement dans le système de déclenchement.

La directionnalité de la logique de déclenchement est confirmée si un maximum d'efficacité apparaît dans la direction prédéfinie. Cette caractéristique ne peut être étudiée que pour la logique 1D, celle-ci étant la seule pour laquelle une direction privilégiée peut être indiquée comme contrainte.

### 5.4.3 Direction fixe

L'échantillon d'événements montants provenant d'une direction fixe a été simulé pour une gamme d'énergie comprise entre 100 GeV et 1 PeV suivant un spectre d'indice spectral -2.35 (indice réaliste pour une source astrophysique telle qu'un sursaut gamma dont le spectre a été décrit dans le chapitre 4). L'émission issue de cette source ponctuelle a été générée pour des angles définis dans le repère local égaux à  $60^\circ$  pour l'angle zénithal et à  $0^\circ$  pour l'angle azimutal.

Rappelons que les logiques de sélection étudiées au niveau L1 sont 1 T3 (2 L1), 2 T3 (3 ou 4 L1), 3D Scan (5 L1) et 1D (4 L1). La seule logique qui peut être étudiée au niveau inférieur L0 est la sélection 1D avec 6 L0.

#### Effacité

Une comparaison des efficacités des différentes logiques de déclenchement étudiées est présentée sur la figure 5.8. Elle représente la comparaison des efficacités de sélection des événements pour les logiques 1D avec 6 L0 ou avec 4 L1 avec les logiques 1 T3, 2 T3 et 3N. Les angles zénithaux et azimutaux choisis dans cette étude ont la même valeur que ceux qui ont été simulés soit respectivement  $60^\circ$  et  $0^\circ$ .

Détaillons la figure 5.8. La meilleure efficacité, de l'ordre de 80 % sur toute la gamme énergétique, est visible pour la logique 1D (6 L0) dans la bonne direction en zénith. Une très bonne efficacité, de 70 %, apparaît également pour la logique de déclenchement 1 T3. Cette efficacité est légèrement plus faible (65 %) pour les basses énergies : entre 100 GeV et 1 TeV. En outre, les logiques de déclenchement 1 T3 et 1D (dans la bonne

direction) présentent un avantage du fait de leur efficacité quasi-constante en énergie : un gain significatif en ressort pour les basses énergies en comparaison des autres logiques. Remarquons toutefois que l'énergie des neutrinos attendus des sursauts gamma est de l'ordre de 100 TeV dans le modèle de la boule de feu (chapitre 4). Pour les logiques de sélection 2 T3 et 3N, les efficacités sont nettement inférieures et variables en énergie : l'efficacité de la sélection 2 T3 croît de 25 % pour les basses énergies à 60 % pour 1 PeV alors que l'efficacité de la logique de déclenchement 3N varie entre 10 % à 100 GeV et 50 % à 1 PeV.

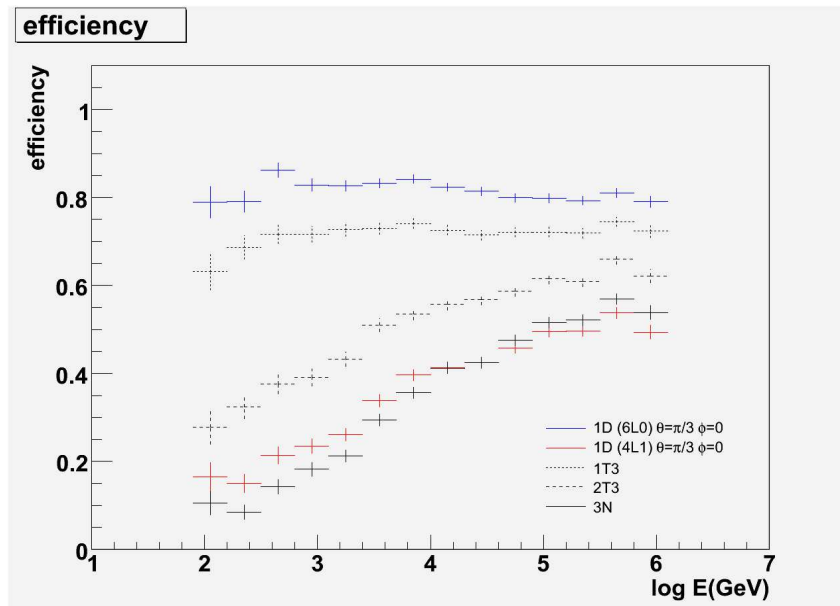


FIG. 5.8 – Comparaisons des efficacités des logiques de déclenchement 1D avec 6 L0 (ou 4 L1), 1 T3, 2 T3 et 3N sur un échantillon d'événements simulés dans une direction fixe ( $\theta = 60^\circ$  et  $\phi = 0^\circ$ ). La bonne direction est choisie comme direction d'application de la logique 1D pour les courbes bleue et rouge.

Lorsque la sélection se fait au niveau L1, l'efficacité est variable en énergie. Elle est toujours inférieure à l'efficacité de la logique de déclenchement 2 T3 et équivaut à celle de la sélection 3N.

En termes d'efficacité, la logique de déclenchement la plus intéressante est la logique 1D avec 6 L0 si l'angle zénithal est bien connu. Suit la sélection 1 T3. Les logiques 2 T3, 1D avec 4 L1 et enfin 3N viennent après.

### Directionnalité

Un effet de directionnalité a été introduit dans le paragraphe précédent. Il va être développé ici. La figure 5.9 présente une comparaison pour la logique de déclenchement 1D (6 L0) dans différentes directions : avec des angles zénithaux variant de  $0^\circ$  à  $90^\circ$  par pas de



$30^\circ$  et des angles azimutaux de  $0^\circ$  et  $180^\circ$  pour chaque angle zénithal. La meilleure efficacité (80 %) apparaît dans la bonne direction, en bleu, c'est-à-dire la direction simulée. Une bonne efficacité, de l'ordre de 70 % sur toute la gamme énergétique, est également visible pour un angle zénithal inférieur de  $30^\circ$  à l'angle zénithal simulé. Ceci n'est pas notable pour un angle zénithal supérieur de  $30^\circ$  (courbe verte) à l'angle zénithal simulé. Ceci provient probablement du fait d'une inefficacité dans les directions horizontales (introduite au paragraphe 5.4.1). Les efficacités des autres directions sont plus basses. Elles n'atteignent pas 60 % pour les basses énergies mais croissent avec l'énergie pour parvenir à une efficacité allant de 50 à 70 % à 1 PeV. Cette étude comparative confirme la directionnalité en zénith de la logique de sélection 1D par une différence d'efficacité excédant toujours 10 % entre la bonne direction et une autre (différence minimale atteinte à haute énergie).

Concernant l'azimut, un effet similaire est encore plus remarquable. La figure 5.10 présente une comparaison des efficacités de sélection 1D suivant le bon angle zénithal ( $60^\circ$ ) et avec un angle azimutal variable :  $0^\circ$ ,  $90^\circ$  et  $180^\circ$ . Une meilleure efficacité est nettement visible dans la bonne direction d'azimut nul alors que, dans les deux autres cas, l'efficacité est plus basse et croît avec l'énergie. La logique de déclenchement 1D (dans la bonne direction) présente un avantage du fait de son efficacité quasi-constante en énergie : un gain significatif en ressort pour les basses énergies en comparaison des autres logiques. La différence d'efficacité entre la bonne direction et une autre excède toujours 10 % (différence la plus faible étant atteinte pour 1 PeV).

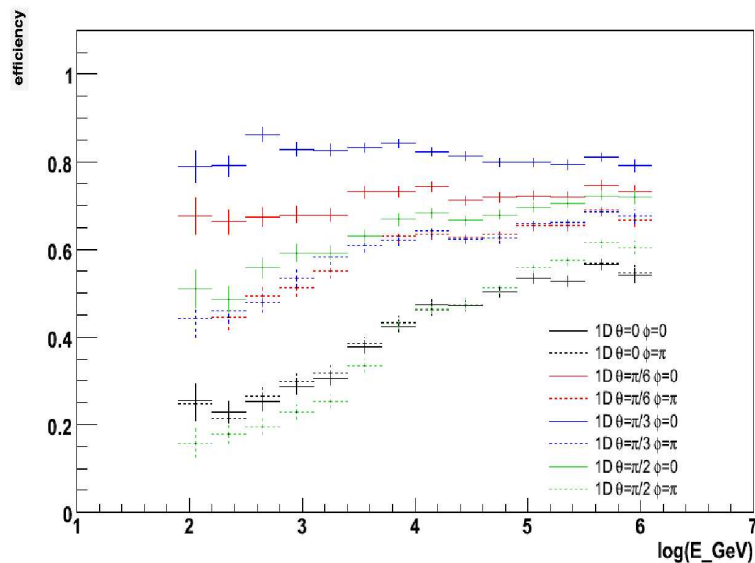
La directionnalité de la sélection 1D en comparaison de la logique 1 T3 est manifeste en trois dimensions comme le représente la figure 5.11. Un maximum d'efficacité dans une direction particulière (celle appliquée en contrainte) est nettement visible sur la figure du bas qui correspond à la logique de déclenchement 1D alors que plusieurs maxima apparaissent dans le cas de la sélection T3 (figure du haut).

La directionnalité de la sélection 1D est clairement validée aussi bien en zénith qu'en azimut. En effet, la différence minimale d'efficacité de l'ordre de 10% est atteinte pour une énergie de l'ordre du PeV. Mais cette différence augmente pour les énergies plus basses de manière à ce qu'elle excède toujours 10 % entre la bonne direction et une direction quelconque d'où le caractère directionnel de la sélection 1D.

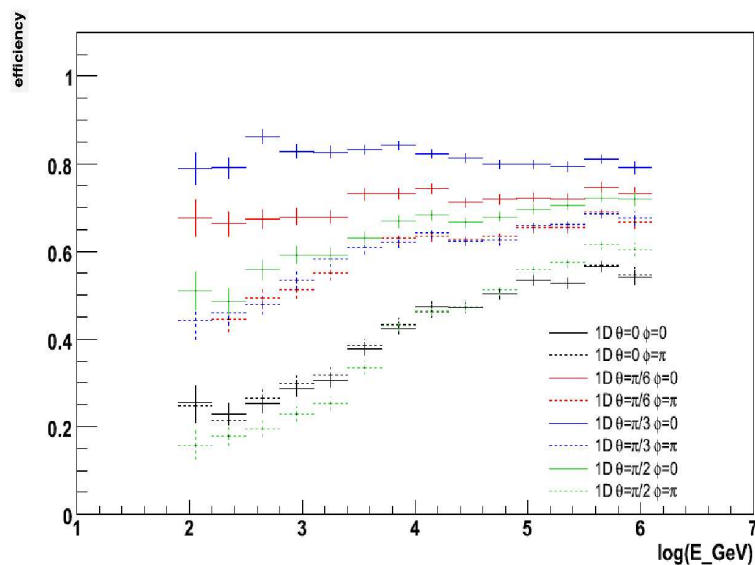
### Dépendance en bruit de fond optique

La méthode d'ajout du bruit de fond a été expliquée dans le paragraphe sur les critères de sélection.

La courbe d'évolution des coïncidences fortuites en fonction du bruit de fond optique est présentée sur la figure 5.12 pour les logiques de déclenchement 1D (au niveau L0), 1D (au niveau L1), 3N, 1 T3 et 2 T3. Pour la logique 1D au niveau L0, cette dépendance apparaît évidente du fait de l'application de la logique de déclenchement au niveau L0 qui ne requiert aucune coïncidence locale. Ceci sera d'autant plus visible sur les données du fait de l'activité bioluminescente. La courbe correspondant à la sélection 1D au niveau L0 permet d'écarter définitivement l'application de cette logique pour les données prises avec cinq lignes. En effet, le taux d'événements sélectionnés explose avec le bruit de fond pour

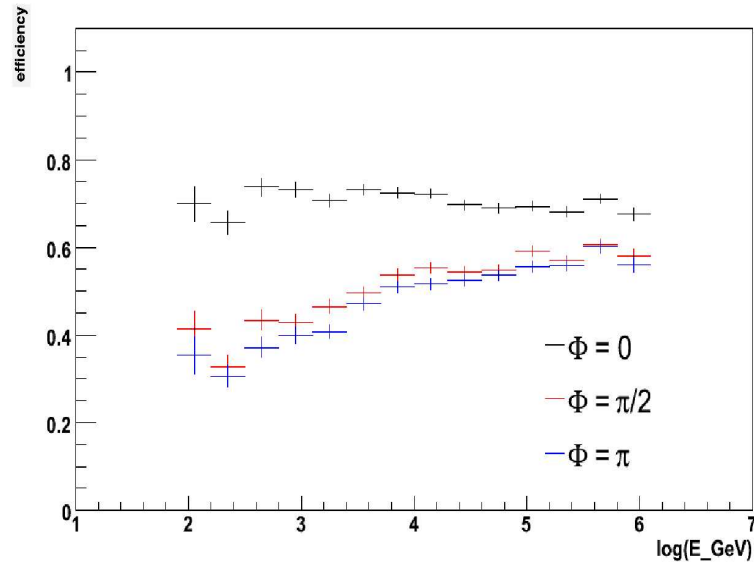


(a) Comparaison des efficacités de la logique de déclenchement 1D avec 6 L0

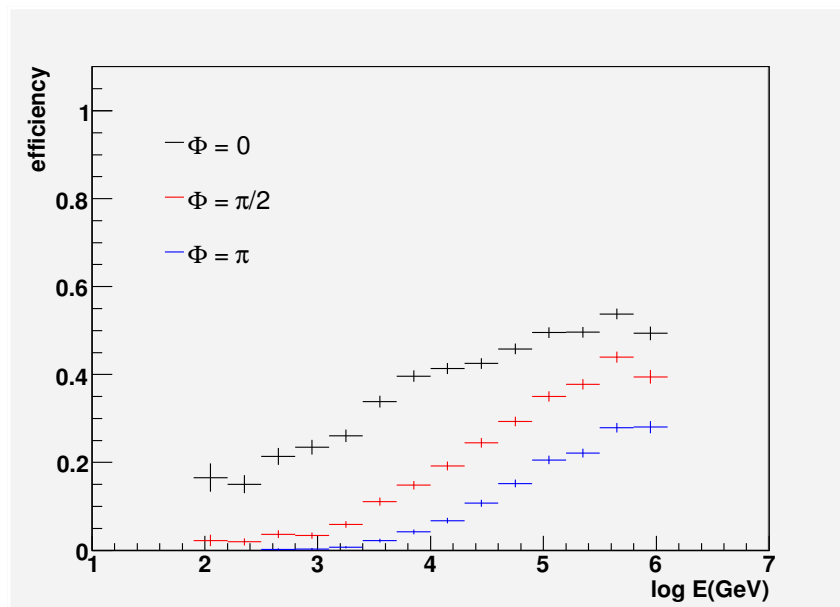


(b) Comparaison des efficacités des logiques de déclenchement 1D avec 4 L1

FIG. 5.9 – Comparaisons des efficacités des logiques de déclenchement 1D avec 6 L0 (ou 4 L1) dans différentes directions sur un échantillon d'événements simulés dans une direction fixe ( $\theta = 60^\circ$  et  $\phi = 0^\circ$ ). La bonne direction est présentée en trait plein bleu.

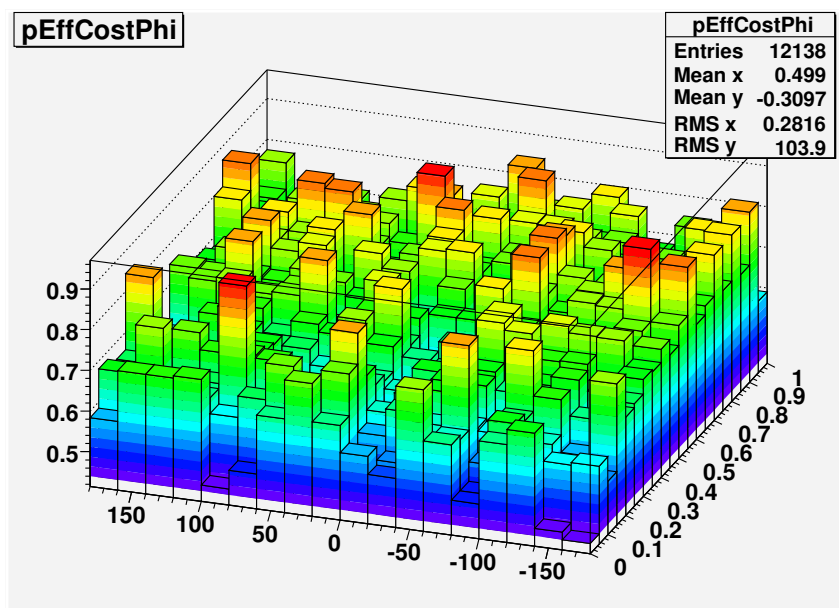


(a) Comparaison des efficacités de la logique de déclenchement 1D avec 6 L0

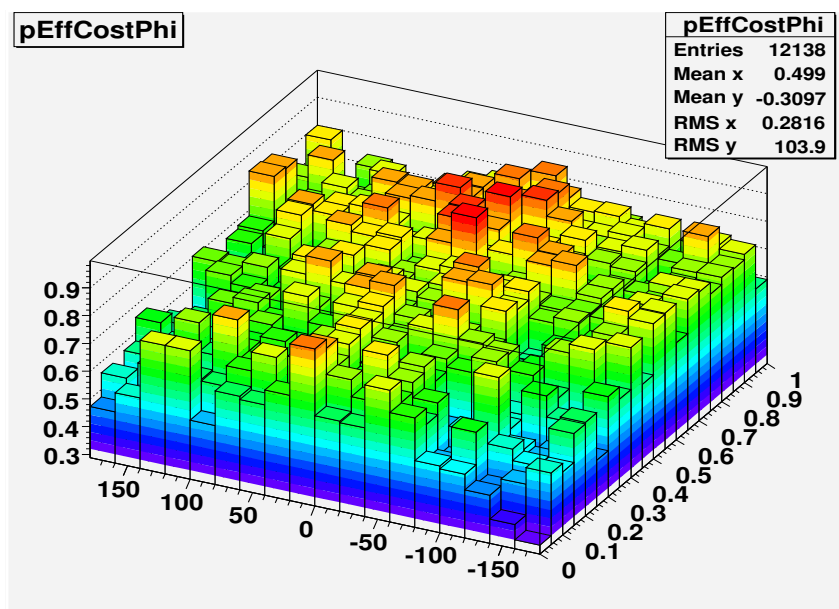


(b) Comparaison des efficacités des logiques de déclenchement 1D avec 4 L1

FIG. 5.10 – Comparaisons des efficacités des logiques de déclenchement 1D avec 6 L0 (ou 4 L1) dans différentes directions (angle azimutal variable et angle zénithal fixé à celui simulé) sur un échantillon d'événements simulés dans une direction fixe ( $\theta = 60^\circ$  et  $\phi = 0^\circ$ )



(a) Efficacité de sélection de la logique 1 T3



(b) Efficacité de sélection de la logique 1D

FIG. 5.11 – Efficacités de sélection des logiques 1 T3 et 1D. Ces courbes illustrent la directionnalité de la logique de déclenchement 1D appliquée dans la direction  $\theta = 60^\circ$  et  $\phi = 0^\circ$  sur un échantillon d'événements issus de toutes les directions (distribution plate en  $\cos \theta$ ) en comparaison de la logique de sélection 1 T3.

atteindre une valeur supérieure à 100 kHz pour un bruit de fond optique (bioluminescence et potassium 40) en moyenne de 150 kHz. Or, cette valeur de bruit moyenne ou "mean rate" est parfois atteinte. L'échelle des courbes étant logarithmique, nous voyons que le taux de coïncidences induites par du bruit de fond optique pour les logiques qui requièrent des coïncidences locales (L1) est nettement plus faible. Ceci est d'autant plus visible que le nombre de L1 demandés est grand, par exemple, pour la logique 3N. Cette courbe ajoutée aux résultats précédents d'efficacité permet de justifier l'utilisation pour les données de la sélection 1 T3, dont l'efficacité de sélection est grande et le taux de coïncidences fortuites plus faible que pour la logique 1D au niveau L0, ceci au détriment de la directionnalité de la logique de déclenchement.

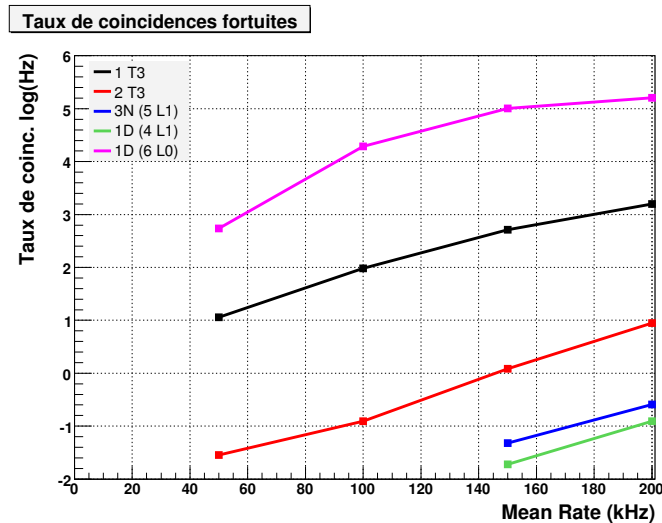


FIG. 5.12 – Taux de coïncidences fortuites en fonction du bruit de fond optique pour les différentes logiques comparées dans cette étude, pour un détecteur à 5 lignes.

En termes d'efficacité et de directionnalité, la sélection 1D au niveau L0 apparaît la plus intéressante. Elle est toutefois la plus dépendante en bruit de fond. La logique de déclenchement qui vient ensuite en termes d'efficacité est la logique 1 T3. Les autres viennent après : dans l'ordre décroissant, 2 T3 et 3N.

#### 5.4.4 Application de la logique de déclenchement aux données

##### Influence de la géométrie du détecteur à cinq lignes sur la logique 1D

L'étude comparative des différentes logiques de déclenchement se conclut ici avec l'application de la sélection 1D au niveau L0 sur deux échantillons de données brutes de 120 secondes correspondant respectivement à deux alertes de sursauts gamma : une alerte INTEGRAL et une alerte Swift. Ces deux alertes sont intervenues durant deux périodes de bruit de fond moyen ("mean rates") respectivement égaux à 92.38 kHz et 66.28 kHz.

La première est dans la gamme moyenne sur la période de données cinq lignes alors que la seconde est assez basse.

L'étude de l'influence de la géométrie du détecteur à cinq lignes dans le plan horizontal a été étudiée en appliquant la sélection 1D sur ces deux échantillons en utilisant comme directions un angle zénithal fixe (correspondant à l'angle zénithal de l'alerte) et un angle azimutal variant de  $0^\circ$  à  $360^\circ$  par pas de  $30^\circ$ . Les taux d'événements sélectionnés dans ces conditions sont représentés dans la figure 5.13. Deux inconvénients se manifestent sur ces courbes. Le premier réside dans le fait qu'une structure angulaire périodique apparaît. La forme de cette dépendance angulaire est de plus la même pour les deux échantillons considérés même si l'amplitude diffère pour les deux alertes. L'écart en amplitude provient d'une calibration différente entre les deux périodes durant lesquelles ces alertes sont intervenues. Cette structure périodique caractérise nettement une dépendance de la sélection 1D en la géométrie du détecteur à cinq lignes. De ceci, s'ensuit un taux d'événements qui n'est pas nécessairement maximum pour le bon angle azimutal (marqué par le point). Ainsi, cette particularité de la sélection 1D peut entraîner un biais dans la directionnalité de la logique qui se traduit par un taux de sélection maximum dans une direction dépendante de la géométrie du détecteur à cinq lignes. Toutefois, cette remarque devrait être infirmée pour un détecteur à douze lignes dont la structure est plus homogène que celle d'un détecteur à cinq lignes. Pour comparaison, les taux d'événements sélectionnés avec la logique 1 T3 pour les deux échantillons sont présentés par les lignes qui, à cette échelle se superposent quasiment : les valeurs correspondantes sont 213.145 Hz pour l'alerte 53\_4647 et 198.598 Hz pour l'alerte 61\_277086. La direction préférentielle de la sélection est d'environ  $150^\circ$ . Cette direction est similaire à la direction de l'axe qui lie les lignes 3, 4 et 5. Elle est illustrée sur la figure 5.14. La direction associant les lignes 1 et 2, dans l'angle  $118^\circ$ , semble moins inférer à cette étape.

Les deux aspects mis en lumière dans cette étude, la dépendance de la sélection 1D non seulement en bruit de fond mais aussi en la géométrie du détecteur, justifie pleinement l'utilisation de la logique de déclenchement 1 T3 (celle qui vient ensuite dans l'ordre décroissant d'efficacité) sur les données, ceci, au détriment de la directionnalité, caractéristique biaisée par la géométrie d'un détecteur à cinq lignes.

### Application de la logique de sélection 1 T3 aux données

Toutes les données brutes disponibles sur la période de prise de données à cinq lignes, soit 109 alertes, ont été traitées avec la sélection 1 T3 et un seuil en amplitude le plus bas possible : 3 photoélectrons pour définir les hits de forte charge. Ceci a mené à la sélection de plus d'1 700 000 événements. La figure 5.15 présente respectivement le nombre d'événements cumulé en fonction de la date et en fonction de la durée de prise de données cumulée. Les deux figures suivantes 5.16 et 5.17 montrent le taux d'événements sélectionnés en fonction de la date puis du bruit de fond optique estimé par le taux moyen ou "mean rate" (défini au chapitre 2).

Aucune alerte n'est apparue entre le 10 août et le 13 septembre 2007 d'où l'absence de données brutes durant cette période visible sur les courbes 5.15 (a) et 5.16. Les figures

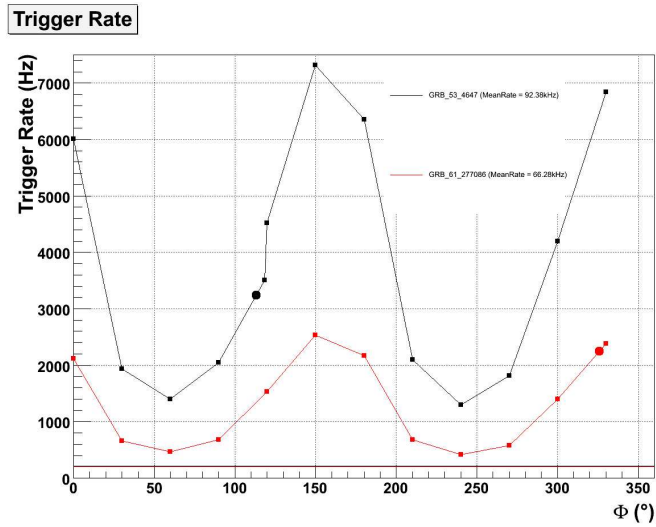


FIG. 5.13 – Taux d'événements sélectionnés par la logique de déclenchement 1D dans différentes directions (même angle zénithal et angle azimutal variable) en fonction de l'angle azimutal pour deux échantillons de données brutes de sursauts gamma. Une nette dépendance en la géométrie du détecteur à cinq lignes apparaît par le caractère périodique en  $\phi$ . Pour comparaison, les taux d'événements sélectionnés avec la logique 1 T3 pour les deux échantillons sont présentés par les lignes : les valeurs correspondantes sont 213.145 Hz pour l'alerte INTEGRAL 53\_4647 (courbe noire) et 198.598 Hz pour l'alerte Swift 61\_277086 (courbe rouge). Les points correspondent aux angles azimutaux fournis avec l'alerte.

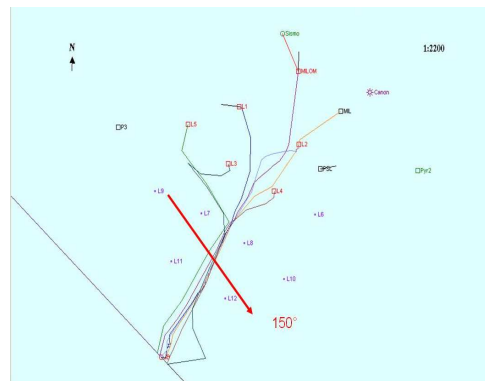
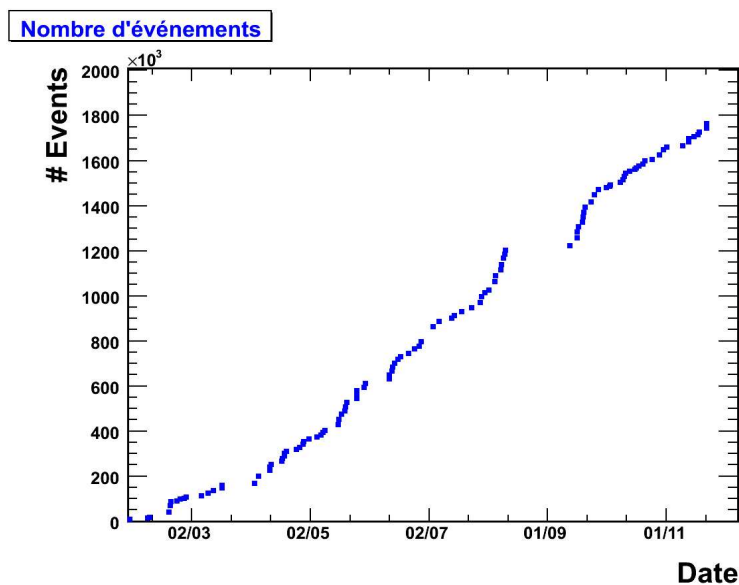
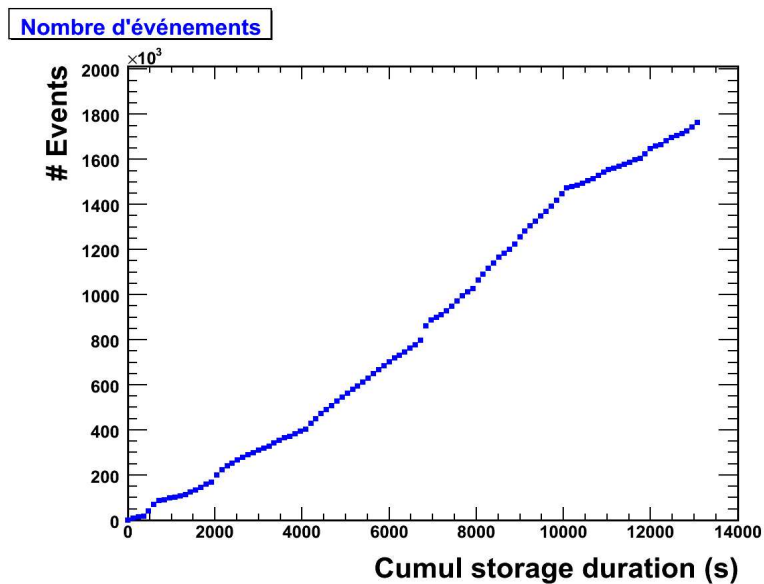


FIG. 5.14 – Illustration de la direction préférentielle de sélection dans le plan horizontal



(a) Nombre d'événements sélectionnés par la logique de déclenchement 1 T3 en fonction de la date d'alerte



(b) Nombre d'événements sélectionnés par la logique de déclenchement 1 T3 en fonction du temps cumulé de prise de données spécifique des sursauts gamma

FIG. 5.15 – Nombre d'événements sélectionnés par la logique de déclenchement 1 T3 après application sur les données brutes des sursauts gamma



5.16 et 5.17 présentent trois points pathologiques remarquables par leur taux d'événements supérieur à 400 Hz. Ces valeurs, bien plus grandes que toutes les autres pourraient provenir d'une "explosion" du taux d'événements sélectionnés en raison d'un pic de bioluminescence important sur les périodes de 120 s correspondant à ces trois alertes. En effet, il a été montré qu'un pic de bioluminescence particulièrement fort pouvait être à l'origine d'un fort taux de sélection sur une courte durée.

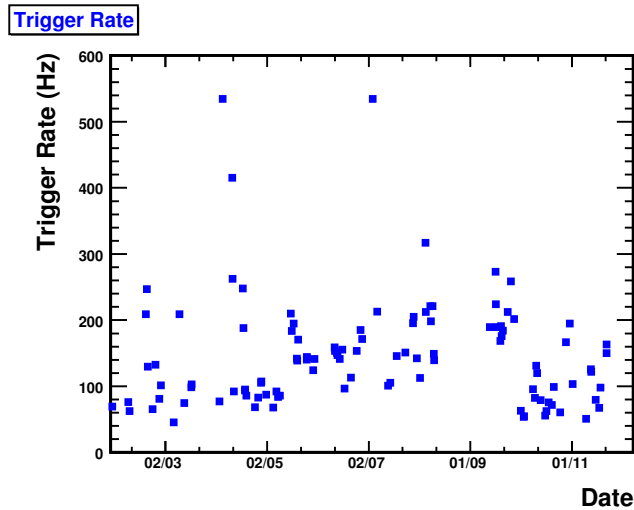


FIG. 5.16 – Taux d'événements sélectionnés par la logique de déclenchement 1 T3 en fonction de la date d'alerte

La croissance du taux d'événements sélectionnés semble se dessiner sur la courbe 5.17. Cette croissance demeure toutefois assez légère. L'apparition d'un (ou plusieurs) pics de bioluminescence durant les courtes périodes considérées (120 s pour chaque alerte) pourrait expliquer les écarts dans les taux d'événements sélectionnés à un taux de bruit de fond constant, écarts qui peuvent, par exemple, atteindre 240 Hz pour un taux de bruit de fond moyen de 120 kHz. Un phénomène technique peut également être à l'origine de cet écart : la proportion de canaux inactifs (Xoff).

Les événements sélectionnés suivant la procédure décrite dans ce paragraphe doivent ensuite être traités par une méthode de reconstruction permettant de connaître la direction des événements et donc de valider ou d'infirmer une éventuelle corrélation avec un sursaut gamma.

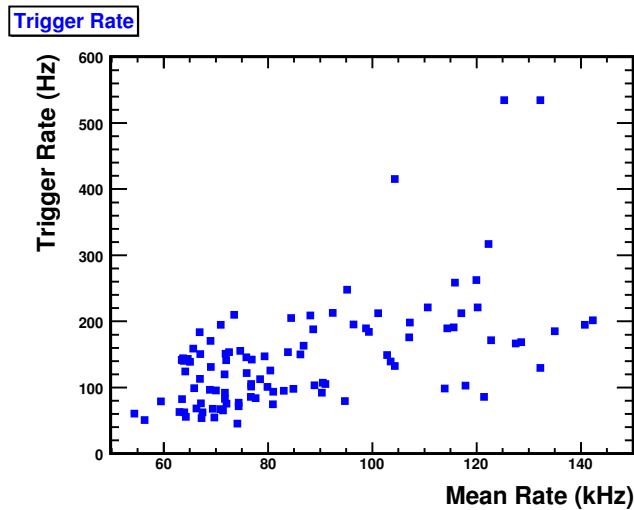


FIG. 5.17 – Taux d'événements sélectionnés par la logique de déclenchement 1 T3 en fonction du bruit de fond optique moyen (Mean Rate défini au chapitre 2)

## 5.5 Reconstruction

Un algorithme de reconstruction est ensuite appliqué aux événements sélectionnés précédemment de manière à déterminer leur direction d'origine. Cette section décrit les étapes successives de l'algorithme.

### 5.5.1 Principe et objectifs de la reconstruction

Lorsqu'une particule traverse le détecteur, seule la présence de hit(s) à un instant donné sur un photomultiplicateur est connue. Nous savons alors qu'à un instant  $t$ , un ou plusieurs photons Cherenkov ont atteint le photomultiplicateur  $j$   $(x_j, y_j, z_j)$ . Un ajustement est ensuite réalisé de manière à tracer la trajectoire associant les hits qui semblent provenir d'une trace compatible avec une description physique. Dans la collaboration ANTARES, cet ajustement est obtenu à partir d'une méthode basée soit sur une minimisation de  $\chi^2$  soit sur une maximisation de vraisemblance (méthode standard d'ANTARES). Dans cette analyse, seul le premier cas a été considéré.

Nous pouvons ensuite distinguer deux types d'événements : ceux qui n'ont touché qu'une ligne et ceux qui possèdent des hits sur plusieurs lignes, cas qui sera noté cas général.

#### Cas général

Le temps d'arrivée d'un photon parvenu à un photomultiplicateur  $j$  a été exprimé, dans un cas simple, dans l'équation 5.11. Le cas plus général ne considère pas la trace du

muon parallèle à l'axe  $z$  du référentiel. Ainsi, les termes  $z_j$  et  $r_j$ , définis respectivement comme les composantes verticale et horizontale de la trace, deviennent :

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} v_{\parallel} = \vec{v} \cdot \vec{u} \\ v_{\perp} = \sqrt{v^2 - v_{\parallel}^2} \end{pmatrix} \quad (5.13)$$

avec  $v_{\parallel}$  et  $v_{\perp}$  les composantes parallèle et perpendiculaire de la direction de la trace  $\vec{v}$ . Le temps d'arrivée du photon au photomultiplicateur  $j$  devient :

$$t_j = t_0 + \frac{1}{c} \left( v_{\parallel} - \frac{v_{\perp}}{\tan \theta_c} \right) + \frac{1}{v_g} \left( \frac{v_{\perp}}{\sin \theta_c} \right) \quad (5.14)$$

L'angle Cherenkov  $\theta_c$  et la position du photomultiplicateur  $j$  étant connus, les paramètres restant à déterminer par la procédure de reconstruction sont les suivants :

- le vecteur entre l'origine du référentiel et l'origine de la trace au temps de référence  $t_0$  :  $\vec{p}_0 = (x_0, y_0, z_0)$
- la direction de la trace  $\vec{v}$  qui peut simplement être décrite avec l'angle zénithal  $\theta$  et l'angle azimutal  $\phi$  :  $\vec{v} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$
- $t_0$  peut être choisi nul si l'on cherche l'origine de la trace au début de l'événement. Dans ce cas,  $\vec{p}(t) = \vec{p}_0 + t \cdot \vec{v}$ .

Suit l'ajustement d'une trace à 5 paramètres :  $x_0, y_0, z_0, \theta$  et  $\phi$ .

### Cas à une ligne

Prenant en compte la géométrie du télescope ANTARES, la reconstruction d'un événement en trois dimensions est impossible si une seule ligne est touchée. En effet, comme la distance entre les modules optiques d'un même étage est très inférieure à la distance entre étages et comme généralement la déviation de la ligne par rapport à la verticale est faible, nous pouvons approximer que seul l'axe  $z$  est instrumenté. Une symétrie sphérique dans le plan horizontal (x,y) et la dégénérescence de l'angle azimutal s'ensuivent. Le point d'origine de la trace ne peut donc pas être déterminé. Toutefois, la distance  $d$  (dans le plan horizontal (x,y)) et l'altitude  $z_0$  ainsi que le temps  $t_0$  au point de moindre approche de la trace peuvent être connus. L'équation 5.14 devient :

$$c(t_j - t_0) = (z_j - z_0) \cos \theta + \sqrt{n^2 - 1} \sqrt{d^2 + (z_j - z_0) \sin^2 \theta} \quad (5.15)$$

L'ajustement de la trace à 4 paramètres ( $\theta, d, z_0$  et  $t_0$ ) s'ensuit.

### Cas d'un point lumineux

Si une gerbe est produite, son extension est petite devant les distances caractéristiques du détecteur. L'émission de lumière se concentre alors en un point au vu du détecteur. Nous pouvons considérer que la lumière est émise en un point  $(x_0, y_0, z_0)$  à un temps  $t_0$

puis se propage à la vitesse  $v_g$  de façon isotrope. L'enveloppe sphérique de la lumière émise peut être reconstruite. Le temps d'arrivée des photons au photomultiplicateur est alors :

$$v_g(t_j - t_0) = \sqrt{(x_j - x_0)^2 + (y_j - y_0)^2 + (z_j - z_0)^2} \quad (5.16)$$

Suit l'ajustement d'une trace à 4 paramètres :  $x_0, y_0, z_0$  et  $t_0$ .

Si une seule ligne a été touchée, les coordonnées du plan horizontal (x,y) sont remplacées par la distance  $d$  séparant le point de la ligne dans le plan (x,y) dans l'équation précédente d'où :

$$v_g(t_j - t_0) = \sqrt{d^2 + (z_j - z_0)^2} \quad (5.17)$$

La trace comporte alors 3 paramètres :  $d, t_0$  et  $z_0$ .

### Représentation des traces

Un événement reconstruit peut être représenté dans le plan (t,z). Le profil de la trace vue par une ligne peut être visualisé dans ce plan. Dans le cas d'un muon montant, l'altitude augmente avec le temps. Lorsqu'il existe une courbure à la projection de la trace dans le plan (t,z), la deuxième branche du cône Cherenkov est visible. Pour une trace horizontale, les deux branches du cône Cherenkov sont vues également. L'altitude du point de moindre approche de la trace correspond à l'endroit où l'angle du cône Cherenkov est identifié. Plus ce point est proche de la ligne, plus la courbure entre les deux branches est marquée.

### 5.5.2 Algorithme de reconstruction

La stratégie de reconstruction choisie dans cette étude a été optimisée pour une utilisation en temps réel. Elle est basée sur un principe de minimisation de  $\chi^2$ . C'est une stratégie simple et rapide qui permet d'obtenir une résolution angulaire d'environ  $3^\circ$  pour le détecteur à 5 lignes. Les étapes successives intégrées à cette méthode sont décrites dans les sous-sections qui suivent. Les événements de moins de 4 hits ne peuvent être reconstruits par cette méthode. Aucune autre méthode de reconstruction dans ANTARES n'autorise de reconstruction avec moins de 5 hits. Etant celle qui permet le plus de liberté, elle a été choisie pour cette analyse.

#### Grouper les hits et ordonner

L'étape préliminaire consiste à grouper les hits et à les ordonner. Les hits considérés ne sont pas les hits à l'origine du déclenchement mais tous les hits des événements sélectionnés. Ainsi, sont pris en compte non seulement les hits utilisés pour la sélection de l'événement à l'étape précédente mais aussi tous ceux qui se trouvaient dans une fenêtre temporelle de  $2.2 \mu s$  (temps maximum de traversée du détecteur par un muon dont l'énergie est comprise dans la gamme de sensibilité du détecteur ANTARES).

Ces hits sont ordonnés selon leur ligne, leur étage et leur temps. Puis, la calibration temporelle et d'amplitude, correspondant à la période et aux ARS considérés, est appliquée à chaque hit. Si plusieurs hits apparaissent sur le même étage dans une fenêtre temporelle de 20 ns, ils "fusionnent" c'est-à-dire que leur amplitude s'ajoute. Seuls les hits d'amplitude supérieure à 2.5 photoélectrons seront examinés dans les étapes qui suivent. Ils seront nommés hits de forte amplitude. Le temps correspondant au groupe de hits sur chaque étage est choisi comme le temps du premier hit.

### Sélection des clusters T3

Du bas au haut de chaque ligne, chaque étage comportant un hit est considéré individuellement. Si un hit de forte amplitude apparaît sur l'étage supérieur (ou celui au-dessus du supérieur) dans une fenêtre temporelle de  $\pm 80$  ( $\pm 160$ ) ns, un cluster T3 est identifié.

### Sélection des hits

Seules les lignes pour lesquelles au moins un cluster T3 est apparu seront examinées à cette étape. A partir de l'étage du T3 le plus bas, une extrapolation linéaire est réalisée à partir des temps des deux derniers hits. Les autres hits sont acceptés s'ils se sont manifestés dans une fenêtre temporelle comprise entre -10 et +90 ns autour du temps extrapolé.

### Divers ajustements et sélection du meilleur

La position des hits est prise au niveau du centre de l'étage correspondant dans le plan horizontal à l'altitude égale à celle des modules optiques, en considérant la ligne verticale et les étages espacés de 14.5 mètres. En effet, cette stratégie ayant été optimisée pour l'utilisation en temps réel et comme l'alignement du détecteur n'est actuellement pas connu en temps réel, ni l'orientation des étages ni la déviation de la ligne par rapport à sa position à l'équilibre (verticale) ne sont prises en compte.

Deux cas viennent ensuite : les événements reconstruits à une ligne ou à plusieurs lignes. Les ajustements sont réalisés à l'aide de la librairie externe MINUIT [104] basée sur le principe d'une minimisation de  $\chi^2$  multi-paramètres.

Dans le premier cas, un balayage directionnel est réalisé c'est-à-dire que 3 directions sont testées  $\cos\theta = -0.9, 0, 0.9$  correspondant respectivement à une trace verticale descendante, horizontale et montante. Un ajustement de la trace à 4 paramètres avec minimisation de  $\chi^2$  est appliqué pour chacune de ces directions. Celle qui comporte le meilleur  $\chi^2$  est conservée. Parallèlement, la trace à 3 paramètres issue d'un point lumineux est ajustée. Son  $\chi^2$  sera utilisé dans la partie d'optimisation des coupures.

Dans le cas général c'est-à-dire d'un événement touchant plusieurs lignes, trois types d'ajustement sont considérés : un ajustement grossier linéaire [105] dont les paramètres extraits permettront d'initialiser l'ajustement plus fin réalisé ensuite, un ajustement de trace dans le cas général (5 paramètres), un ajustement de trace dans le cas d'un point lumineux (4 paramètres).

Dans le cas des ajustements de traces issues de points lumineux, le point d'émission est pris comme le centre de gravité de tous les hits sélectionnés à l'étape précédente. Dans le cas d'une ligne unique touchée, la distance de moindre approche est fixée à 10 mètres.

Le  $\chi^2$  des traces est calculé de la manière suivante :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{Nhit} \left[ \frac{1}{\sigma^2} (t_{fit} - t_i)^2 + \frac{q(q_i, q_0, \alpha) d(d_{fit}, d_0)}{\langle q \rangle d_1} \right] \quad (5.18)$$

Il dépend des résidus en temps ainsi que de la charge et de la distance avec  $q_0$  et  $d_0$  les valeurs de charge et de distance à saturation,  $\alpha$  une fonction angulaire dépendante de la position de l'étage et  $\langle q \rangle$  la charge moyenne de l'événement. Ce dernier terme est constant en raison de la sélection des hits au début de la procédure et non à cette étape.  $d_1$  est une distance constante égale à 50 m.

A haute énergie, le rapport de la quantité d'énergie perdue par le muon par ionisation sur l'énergie totale diminue avec l'énergie. Pour corriger cet écart de perte d'énergie par ionisation, le second terme, dépendant de la charge et de la distance, a été ajouté. Ceci permet d'éviter une coupure des événements de haute énergie (de l'ordre du TeV). La fonction de charge est définie comme ceci :

$$q = \frac{q_i \cdot q_0}{\sqrt{q_i^2 + q_0^2}} \quad (5.19)$$

Cette fonction de dépendance en charge  $q(q_i, q_0, \alpha)$  est destinée à une homogénéisation des réponses des ARS par l'introduction d'une valeur de saturation artificielle  $q_0$  à 10 photoélectrons. Un terme équivalent à l'acceptance d'un étage a été préalablement introduit dans la fonction de charge. Il dépend de l'angle d'arrivée du photon  $\vartheta$  :  $w = (\cos \vartheta + 1)/2$ . Ceci revient à considérer que le photon provient toujours d'une direction verticale. L'application de la fonction de charge suit cette étape.

La fonction de dépendance en distance  $d = \sqrt{d_0^2 + d_{fit}^2}$  a pour but d'éviter de tirer vers la valeur  $d_{fit} = 0$  m par l'introduction d'une limite inférieure  $d_0 = 5$  m. Sans cette condition, les ajustements à deux lignes ont tendance à préférer les angles azimutaux correspondant à une distance à la trace nul, particularité qui s'avère irréaliste et induite par l'ajustement.

Les fonctions  $q$  et  $d$  précédemment définies sont représentées sur la figure 5.18.

Les termes de distance et de charge sont directement liés et le produit  $d_0 \cdot q_0$  est égal à 50 *m.pe*. Cette valeur provient des mesures d'acceptance angulaire des modules optiques réalisées à partir de muons atmosphériques (voir procédure et équation 5.9). Ces études ont montré qu'un photomultiplicateur mesure un signal de 50 photoélectrons issus de lumière Cherenkov émise à 1 mètre par un muon dont la direction est égale à 45°, direction la plus favorable [97].

## Qualité des ajustements

La qualité des ajustements est estimée à partir de la valeur minimale de  $\chi^2$  pour chaque événement. Cette valeur minimale est notée  $Q$ . La variable  $Q$  divisée par le nombre de

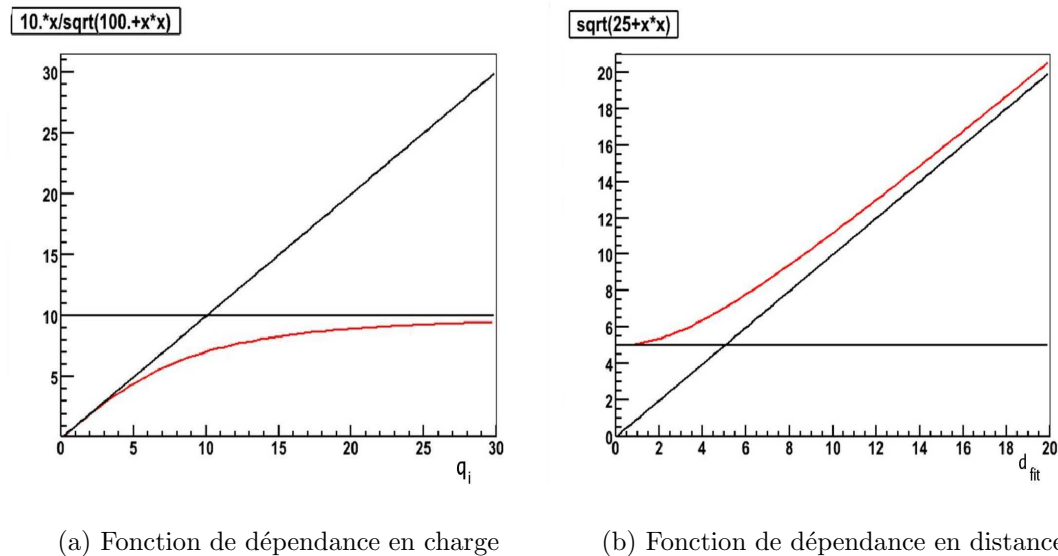


FIG. 5.18 – Fonctions de dépendance en charge et en distance pour l’estimation de la qualité de l’ajustement

degrés de liberté, c’est-à-dire par la différence entre le nombre de hits utilisés dans l’ajustement et le nombre de paramètres d’ajustement, donne un facteur de qualité d’ajustement normalisé. C’est ce qui sera utilisé dans toute la suite et appelé  $\chi^2$ . Une coupure sur cette variable permet de sélectionner les traces bien ajustées.

## 5.6 Optimisation des coupures

L’objectif de l’application de coupures diverses réside en une volonté de distinguer les muons issus de neutrinos interagissant à proximité du détecteur des muons atmosphériques (formés par l’interaction des rayons cosmiques dans l’atmosphère). Les premiers seront nommés par la suite muons neutriniques. Concrètement, cela revient à définir des coupures qui permettent de :

- réduire drastiquement le nombre de muons atmosphériques
- améliorer la résolution angulaire
- conserver les muons issus des neutrinos de haute énergie

La procédure d’optimisation des coupures a été appliquée sur les productions neutrinos, anti-neutrinos et muons définies au début de ce chapitre. Rappelons que les muons atmosphériques simulés sont descendants (angle zénithal compris entre  $90^\circ$  et  $180^\circ$ ) alors que les neutrinos sont générés comme montants (angle zénithal compris entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$ ). On ne prendra pas en compte la composante descendante des neutrinos car elle est très difficile à séparer des muons atmosphériques. A ces événements simulés, ont été ajoutés

des hits générés par du bruit de fond optique véritable. Un run de référence a été utilisé pour produire ces hits de bruit de fond qui permettent, lorsqu'on les ajoute aux simulations générées sans bruit de fond, de se rapprocher d'un cas réel. Ce run particulier (28712) a été choisi sur une période correspondant à un grand nombre de canaux actifs avec un taux de bruit de fond optique moyen (inférieur à 120 kHz). Les résultats seront présentés sous forme de taux d'événements par canal et par jour c'est-à-dire que chaque événement a été corrigé de son poids associé de la manière définie dans la section 5.2 divisé par le nombre de jours par an.

Pour estimer la résolution angulaire, il est possible de considérer l'écart angulaire de chaque angle soit l'écart entre l'angle zénithal (azimutal) du muon reconstruit et l'angle zénithal (azimutal) MonteCarlo du muon. Il est toutefois plus représentatif d'examiner l'angle entre la trajectoire reconstruite et la direction MonteCarlo dans l'espace à trois dimensions puisque celui-ci tient compte des deux angles (zénithal et azimutal) à la fois. Dans ce cas, l'angle en 3D, noté  $\alpha$ , est défini de la manière suivante :

$$\alpha = \arccos(u_{rec} \cdot u_{MC}) \quad (5.20)$$

Cet angle peut se traduire à partir des angles zénithaux et azimutaux. En effet, les coordonnées de chaque vecteur dépendent de ces angles :

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} \sin \theta \cdot \cos \phi \\ \sin \theta \cdot \sin \phi \\ \cos \theta \end{pmatrix} \quad (5.21)$$

L'angle  $\alpha$  s'exprime alors ainsi :

$$\alpha = \arccos [\sin \theta_{rec} \cdot \cos \phi_{rec} \cdot \sin \theta_{MC} \cdot \cos \phi_{MC} + \sin \theta_{rec} \cdot \sin \phi_{rec} \cdot \sin \theta_{MC} \cdot \sin \phi_{MC} + \cos \theta_{rec} \cdot \cos \theta_{MC}] \quad (5.22)$$

Lors de l'application de chaque coupure, seront précisés les pourcentages d'événements écartés aussi bien pour les neutrinos que pour les muons de manière à quantifier le rejet des muons atmosphériques.

Concentrons-nous tout d'abord sur les paramètres des événements bruts après reconstruction (i.e. sans aucune coupure). A cette étape, 18 % (12 %) des muons atmosphériques (muons neutriniques) sélectionnés par la logique de déclenchement 1 T3 n'ont pas été reconstruits. Ceci provient d'un manque de hits pour la reconstruction : 1 T3 (soit 4 hits) minimum est requis par le code de reconstruction pour un ajustement avec une seule ligne. Cette requête s'étend à 2 T3 pour un ajustement avec deux lignes mais cet ajustement étant à 5 paramètres, la requête sur le nombre de hits est effectivement de 5 hits au minimum. Ainsi, un ajustement de trace avec une (plusieurs) ligne(s) requiert au moins 4 (5) hits.

Les événements reconstruits avec une seule ligne ou avec plusieurs sont mêlés comme nous pouvons le voir sur la courbe 5.20. Ils correspondent à un taux de 408320 muons par jour et 24.29 neutrinos par jour.

Lorsque l'on compare les angles zénithaux reconstruits pour les muons, les neutrinos et leur angle zénithal vrai correspondant, nous obtenons la courbe 5.19. Idéalement, nous devrions observer la superposition des traits pleins (angles reconstruits) et pointillés (angles



vrais) pour chaque couleur. Ceci n'est évidemment pas le cas pour ces courbes. De nets désaccords apparaissent aussi bien pour les neutrinos que pour les muons. Ils sont liés au fait qu'un grand nombre d'ajustements ont été réalisés à partir de 4 hits seulement ou une seule ligne comme le montre la figure 5.20 qui représente le nombre de lignes et le nombre de hits utilisés dans les ajustements des traces des événements de type neutrinos atmosphériques et de type muons atmosphériques. Le nombre moyen de hits utilisés dans les ajustements est de 6. De plus, une proportion non négligeable, de l'ordre de 80 % (aussi bien pour les muons que pour les neutrinos), correspond à des traces reconstruites avec une seule ligne. Les traces reconstruites avec une seule ligne présentent une dégénérescence en azimuth et sont à l'origine de l'excroissance dans la distribution angulaire (figure 5.19) dans le domaine des angles zénithaux inférieurs à  $90^\circ$  pour les muons et supérieurs à  $90^\circ$  pour les neutrinos. Ces deux domaines angulaires correspondent respectivement à des événements mal reconstruits pour les muons (générés descendants et reconstruits montants) et pour les neutrinos (générés montants et reconstruits descendants).

Un léger excès d'événements a également été observé pour  $\theta = 0^\circ$ . Pour les ajustements à 5 paramètres, le seul paramètre dont la gamme de variation est fixée est le paramètre  $\theta$ . Cependant, l'ajustement est réalisé sur  $\cos \theta$  qui, lui, est autorisé à l'extérieur de la gamme  $[-1; 1]$ . C'est la raison pour laquelle certains événements sont reconstruits en  $\theta = 0^\circ$ , artefact de l'ajustement. Cependant, ceci se produit pour un faible nombre d'événements (0.56 % pour les muons atmosphériques et 1.86 % pour les muons neutriniques) dont on peut s'affranchir en requérant  $\cos \theta \neq \pm 1$  sans biaiser la distribution. En appliquant cette coupure, il subsiste tout de même un excès d'événements aux extrémités de la gamme angulaire :  $\theta = 0^\circ$  ou  $\theta = 180^\circ$  en raison de la présence d'événements dont l'angle zénithal est reconstruit très proche de  $0^\circ$  ou de  $180^\circ$  sans l'être exactement. Ces événements mal reconstruits disparaîtront lors de l'application des coupures suivantes concernant la qualité de la reconstruction.

Dans la suite, seuls les événements reconstruits avec au moins deux lignes seront examinés. En effet, il est nécessaire d'avoir les données d'au moins deux lignes pour en déduire les deux angles, zénithal et azimuthal. Or, la corrélation avec une source requiert la connaissance de ces deux angles.

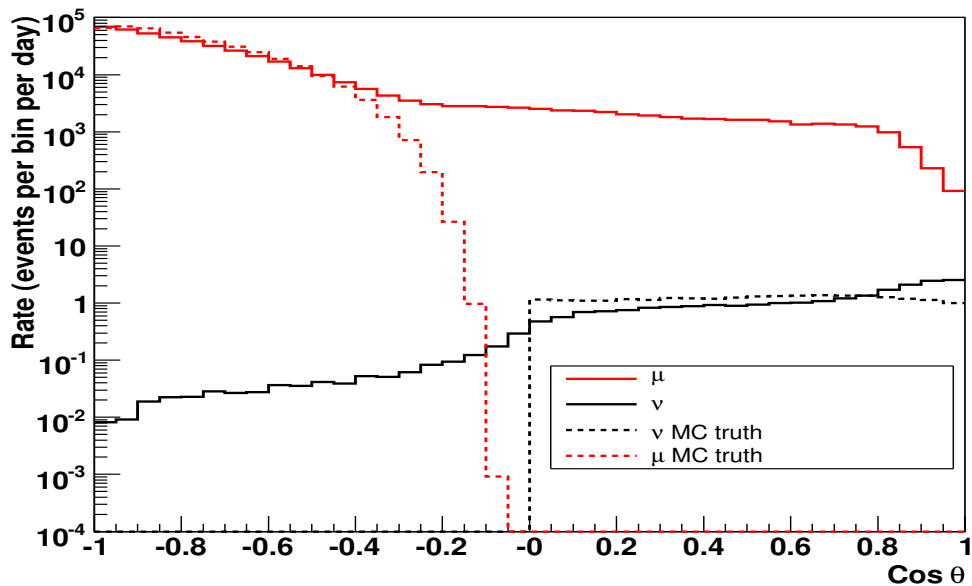


FIG. 5.19 – Cosinus des angles zénithaux des muons (en rouge), des neutrinos (en noir) et de leur angle vrai (vérité MonteCarlo) en pointillés

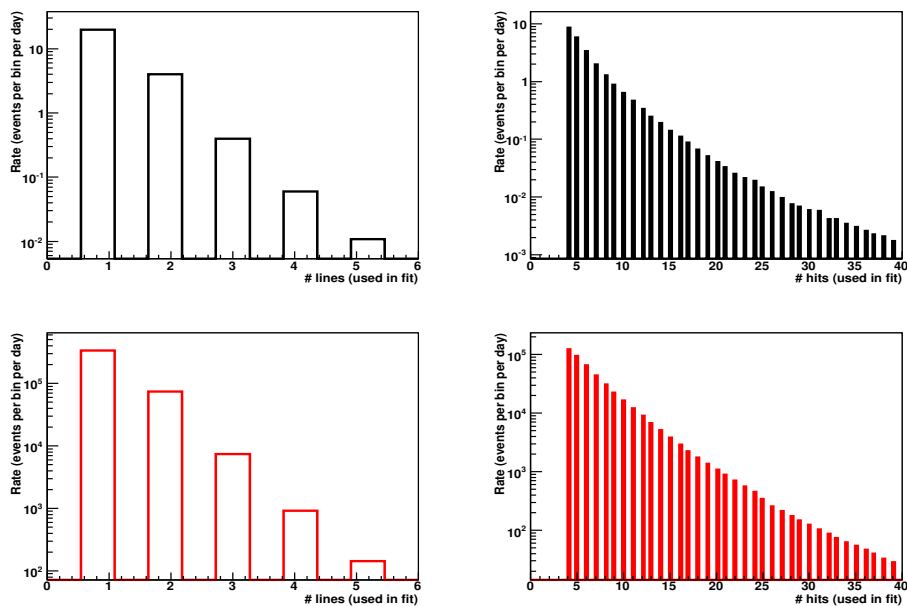


FIG. 5.20 – Nombre de lignes (à gauche) et de hits (à droite) utilisés dans l'ajustement des événements de type neutrinos atmosphériques (en noir) et de type muons atmosphériques (en rouge) dont la trace a été reconstruite

### 5.6.1 Événements à deux lignes

En ne considérant que les événements touchant au moins deux lignes, nous obtenons les angles présentés en figure 5.21. 80.5 % des muons atmosphériques ont été rejetés par cette requête contre 81.5 % des muons neutriniques. Le taux d'événements par jour est de 79789 pour les muons et de 4.48 pour les neutrinos.

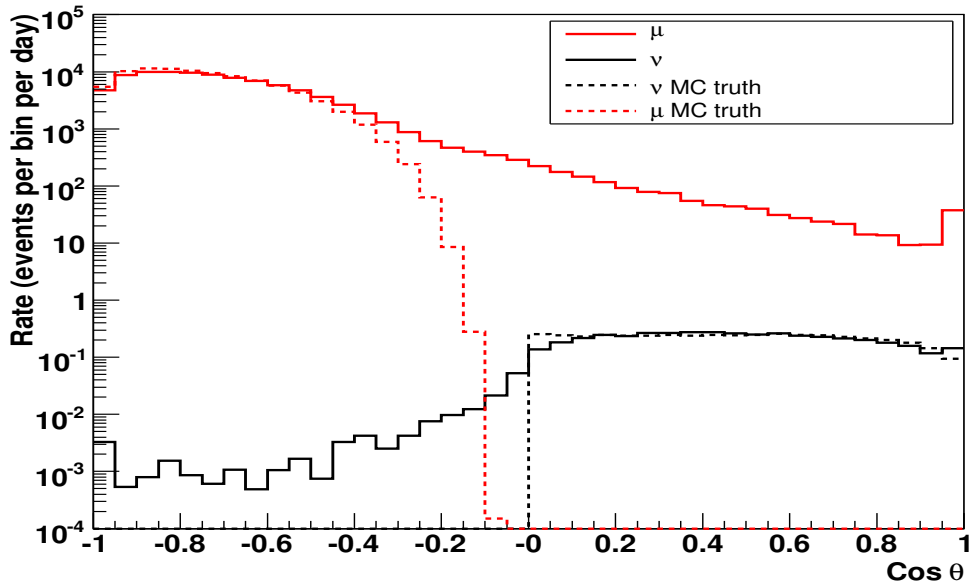


FIG. 5.21 – Cosinus des angles zénithaux des muons (en rouge), des neutrinos (en noir) et de leur angle vrai (vérité MonteCarlo en pointillés) pour les événements reconstruits avec deux lignes minimum

Une meilleure superposition entre angle de reconstruction et vérité Monte Carlo apparaît aussi bien pour les muons que pour les neutrinos, à ceci près que la superposition n'est pas parfaite ni pour les muons neutriniques avec des angles zénithaux inférieurs à  $30^\circ$  ni pour les muons atmosphériques d'angle zénithal supérieur à  $140^\circ$ . Il est toutefois intéressant de remarquer qu'un certain nombre d'événements neutrinos mal reconstruits, en proportion 5 % par rapport au nombre d'événements total, est notable dans le domaine des angles zénithaux supérieurs à  $90^\circ$ . Les coupures appliquées par la suite devraient permettre d'écarter ces événements. Ils pourraient provenir d'ajustements réalisés à partir d'un nombre de hits faible. Voyons si le fait de contraindre le nombre de lignes a permis d'augmenter la requête sur le nombre de hits. C'est ce qui figure en 5.22.

Le taux d'événements reconstruits avec 4 ou 5 hits a considérablement diminué. Cependant, un certain nombre subsiste. C'est pourquoi la coupure qui vient naturellement correspond à une requête de 6 hits au minimum pour les ajustements. Logiquement, l'ajustement d'une trace à 5 paramètres requiert l'utilisation de 6 hits au moins. Remar-

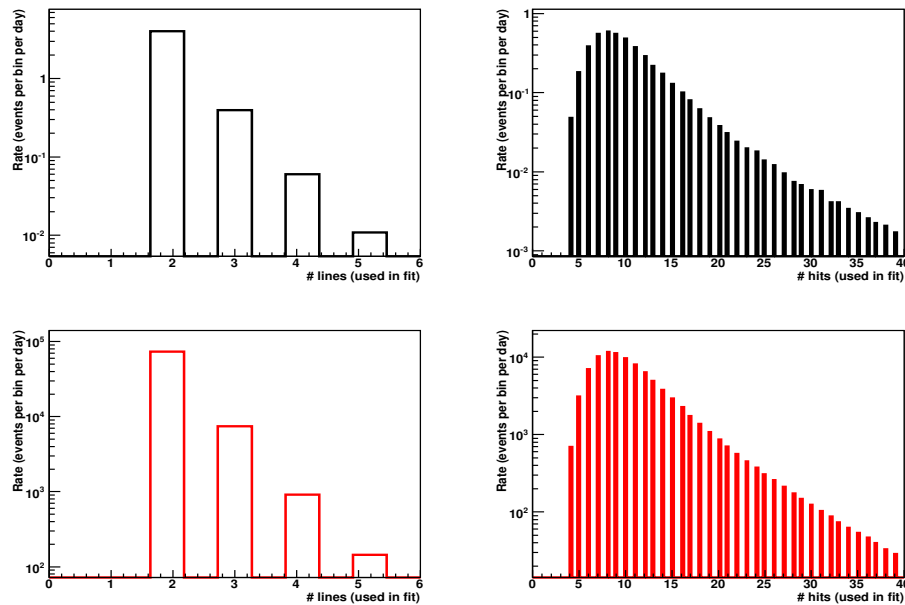


FIG. 5.22 – Nombre de lignes (à gauche) et de hits (à droite) utilisés dans l’ajustement des événements de type neutrinos atmosphériques (en noir) et de type muons atmosphériques (en rouge) dont la trace a été reconstruite avec deux lignes au minimum

quons également que l’association de ces requêtes : 2 lignes et 6 hits, a été utilisée comme normalisation de l’efficacité de sélection à l’étape de choix de logique de déclenchement.

### 5.6.2 Événements à 6 hits

Imposer des événements reconstruits à partir de 6 hits minimum apparaissant sur 2 lignes permet encore de rejeter 4.5 % des muons atmosphériques et 5.1 % des muons neutriniques. Le taux d’événements par jour est de 76123 pour les muons et de 4.25 pour les neutrinos. Les cosinus des angles zénithaux des traces reconstruites sous ces conditions sont présentés sur la figure 5.23. Les mêmes remarques que précédemment sont à faire.

Regardons maintenant quel est le facteur de qualité des ajustements sélectionnés. La figure 5.24 présente la comparaison des distributions des facteurs de qualité  $\chi^2$  pour les ajustements à 5 paramètres et les ajustements de points lumineux pour les neutrinos et pour les muons. Le facteur de qualité des ajustements de points lumineux présentent un maximum différent pour les neutrinos et les muons alors que le maximum des distributions des ajustements à 5 paramètres est le même ce qui rend cette contrainte inexploitable à ce stade.

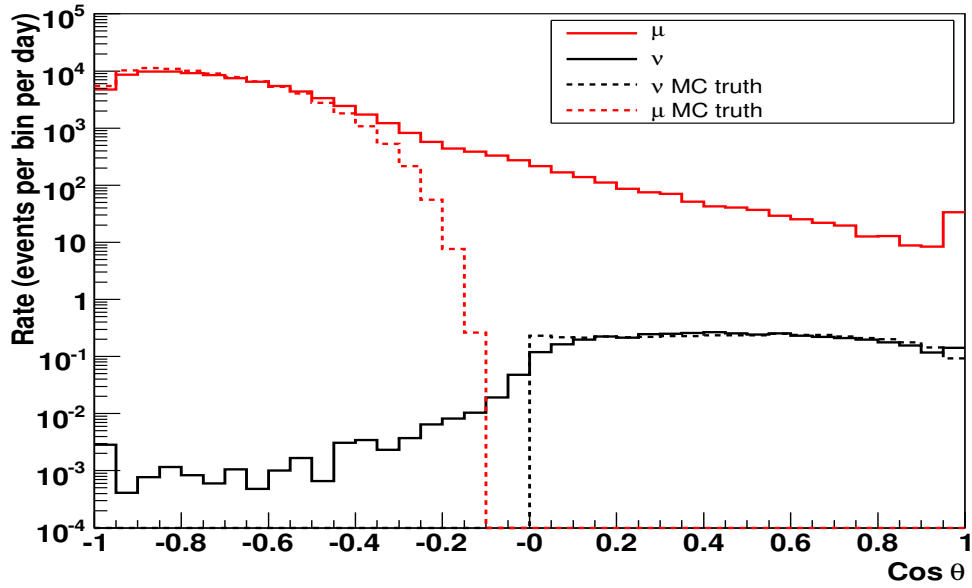


FIG. 5.23 – Cosinus des angles zénithaux des muons (en rouge), des neutrinos (en noir) et de leur angle vrai (vérité MonteCarlo en pointillés) pour les événements reconstruits avec deux lignes et six hits au minimum

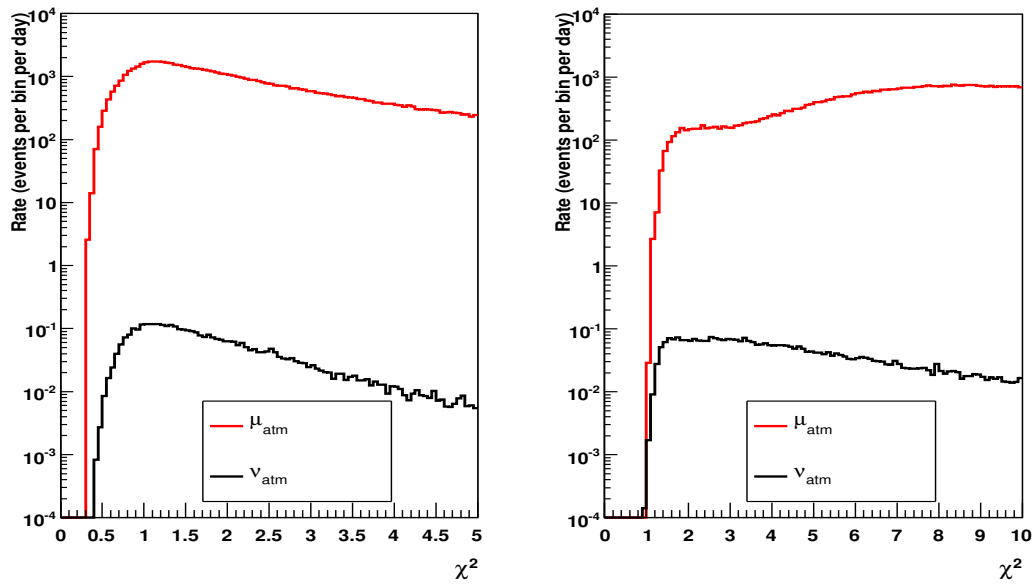


FIG. 5.24 – Facteurs de qualité des ajustements à 5 paramètres (gauche) et ajustements de points lumineux (droite) pour neutrinos (noir) et muons (rouge)

### 5.6.3 Événements montants

L'étape suivante pour s'affranchir d'une grande part de bruit de fond issu des muons atmosphériques est de requérir uniquement les événements montants c'est-à-dire avec un angle zénithal compris entre 0 et 90°. En effet, le libre parcours des muons dans la Terre ne leur permet pas de la traverser ce qui entraîne une considérable réduction du flux de muons atmosphériques. Les neutrinos, en revanche, peuvent parcourir le diamètre terrestre sans problème en raison de leur faible section efficace et interagissent à proximité du détecteur. Ainsi, 98.4 % des muons atmosphériques sont rejetés alors que seuls 4.1 % des muons neutriniques sont écartés à cette étape. Ceci signifie que seuls 1.5 % d'événements de type muons atmosphériques sont reconstruits comme montants soit mal reconstruits. Le taux d'événements par jour est de 1210 pour les muons et de 4.14 pour les neutrinos après ces coupures.

La distribution angulaire des événements dont la trace a été reconstruite comme montante avec au moins 6 hits sur 2 lignes est présentée sur la figure 5.25.

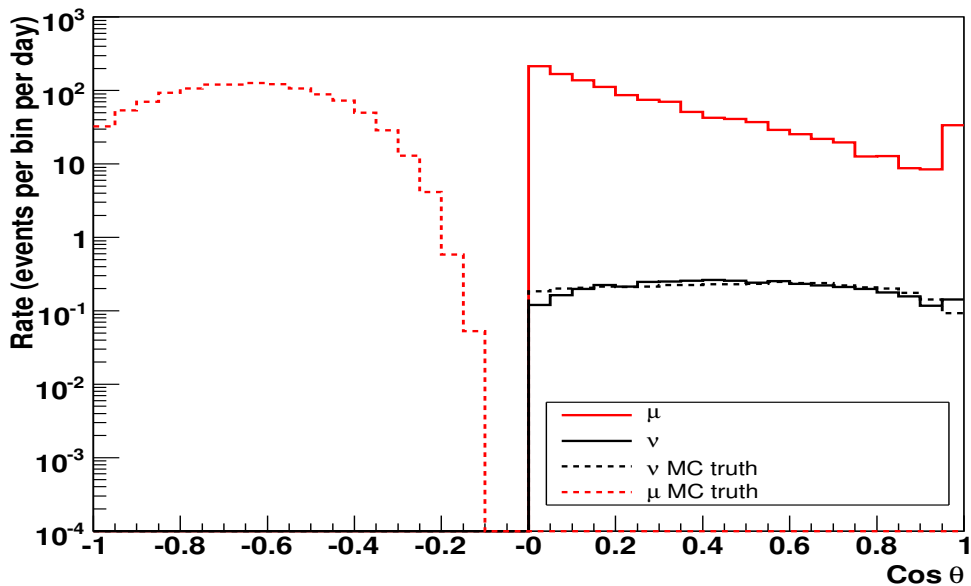


FIG. 5.25 – Cosinus des angles zénithaux des muons (en rouge), des neutrinos (en noir) et de leur angle vrai (vérité MonteCarlo en pointillés) pour les traces montantes reconstruites avec 6 hits sur 2 lignes au minimum

Le désaccord angulaire apparu précédemment en 0° est toujours présent. Cependant, un meilleur accord est visible sur le reste de la gamme angulaire. Un écart considérablement amoindri entre les taux d'événements par canal et par jour des muons atmosphériques et neutriniques est remarquable en comparaison de la figure 5.23. Regardons maintenant les distributions de facteur de qualité exhibées sur la figure 5.26. Rien de plus par rapport à

l'étape précédente n'apparaît en ce qui concerne le  $\chi^2$  des ajustements des points lumineux. Néanmoins, une nette séparation au niveau de  $\chi^2 = 1.45$  ressort de la figure présentant les distributions des facteurs de qualité des ajustements de trace à 5 paramètres. En effet, après avoir imposé la recherche d'événements montants, le maximum de la distribution de  $\chi^2$  des muons atmosphériques augmente par l'application des coupures (passant de 1 à 2.5). Ainsi, les muons atmosphériques montants sont caractérisés par des traces mal reconstruites (avec un moins bon  $\chi^2$ ). Une éventuelle coupure sur ce facteur de qualité se manifeste ainsi.

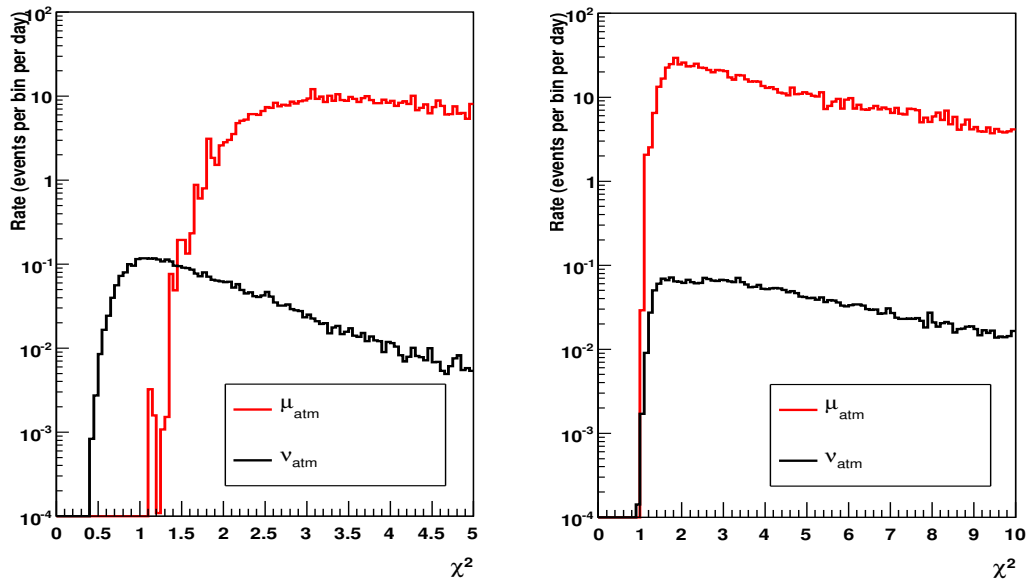


FIG. 5.26 – Facteurs de qualité des ajustements à 5 paramètres (gauche) et ajustements de points lumineux (droite) pour neutrinos (noir) et muons (rouge) pour des traces montantes reconstruites avec au moins 6 hits sur 2 lignes

La figure suivante 5.27 représente l'évolution du  $\chi^2$  en fonction de l'énergie pour les muons neutriniques et les muons atmosphériques. Le  $\chi^2$  est stable sur la gamme d'énergie pour les muons atmosphériques. Par contre, la figure permet de mettre en évidence une légère augmentation du  $\chi^2$  avec l'énergie ce qui se traduira par une dégradation de la résolution angulaire et par un biais de sélection à très haute énergie comme nous le verrons par la suite.

Toutes les coupures décrites précédemment ont été appliquées successivement et seront utilisées comme base. Des coupures plus raffinées vont être étudiées par la suite. Elles sont basées sur les facteurs de qualité.

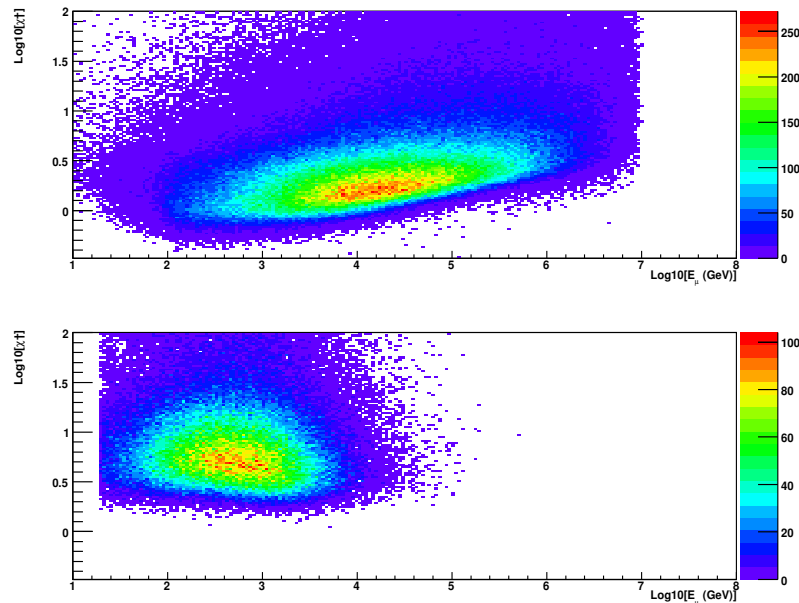


FIG. 5.27 –  $\chi^2$  en fonction de l'énergie du muon pour les muons neutrino en haut et les muons atmosphériques en bas (événements montants reconstruits au moins 6 hits sur 2 lignes)

#### 5.6.4 $\chi_{trace}^2 < 1.45$

La possibilité de demander les événements dont la trace a été reconstruite avec un  $\chi^2 < 1.45$  s'est manifestée à la dernière étape des coupures de base. L'application de cette coupure améliore nettement la pureté des événements reconstruits : 99.99 % des muons mal reconstruits c'est-à-dire reconstruits comme montants sont rejetés contre 79.4 % des muons neutrino. Le taux d'événements par jour est alors de 0.13 pour les muons et de 1.62 pour les neutrinos. La distribution du cosinus de l'angle zénithal est présentée sur la figure 5.28. Quelques événements de type muons atmosphériques apparaissent mal reconstruits (avec un angle vrai supérieur à  $90^\circ$  et un angle reconstruit inférieur) mais leur nombre a drastiquement décliné. Un très bon accord angle vrai-angle reconstruit est toutefois visible pour les neutrinos par la superposition des traits noirs plein et pointillé.

Les distributions de facteurs de qualité après la coupure  $\chi_{trace}^2 < 1.45$  sont présentées sur la figure 5.29. Aucune structure particulière n'apparaît sur la figure correspondant aux  $\chi^2$  des traces. Cependant, la figure représentant les  $\chi^2$  des ajustements de points lumineux met en évidence une nette séparation des courbes de muons atmosphériques et neutrino au niveau de  $\chi^2 = 1.9$ . Imposer  $\chi^2 > 1.9$  pour les ajustements de points lumineux à l'étape suivante devrait permettre de réduire encore le nombre de muons atmosphériques.



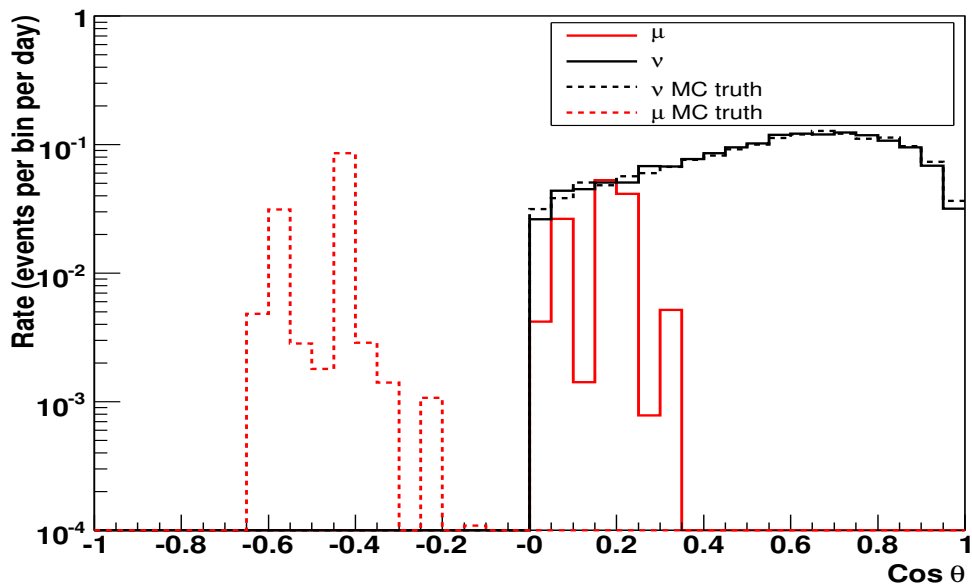


FIG. 5.28 – Cosinus des angles zénithaux des muons (en rouge), des neutrinos (en noir) et de leur angle vrai (vérité MonteCarlo en pointillés) pour les traces montantes reconstruites avec  $\chi^2 < 1.45$

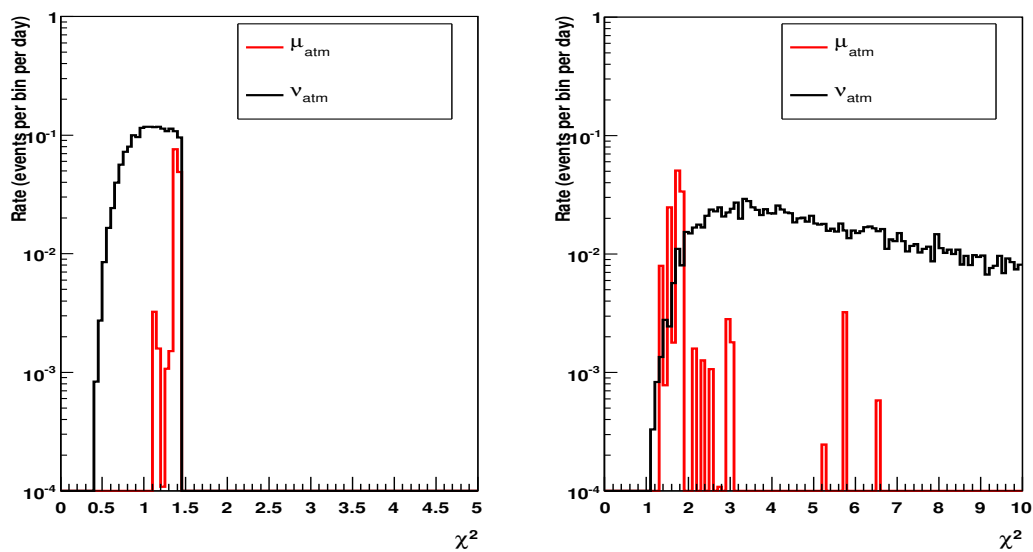


FIG. 5.29 – Facteurs de qualité des ajustements à 5 paramètres (gauche) et ajustements de points lumineux (droite) pour neutrinos (noir) et muons (rouge) pour des traces montantes reconstruites avec  $\chi^2 < 1.45$

### 5.6.5 $\chi^2_{point\ lumineux} > 1.9$

Cette requête se justifie par le fait que  $\chi^2_{point\ lumineux}$  caractérise les gerbes. On s'affranchit des gerbes lorsque l'on requiert  $\chi^2_{point\ lumineux} > 1.9$ . Le taux d'événements restants par jour est alors de 0.013 pour les muons et de 1.59 pour les neutrinos. Ainsi, la coupure sur le  $\chi^2$  de point lumineux a permis de rejeter 90 % des muons atmosphériques restants contre 1.85 % des muons neutriniques.

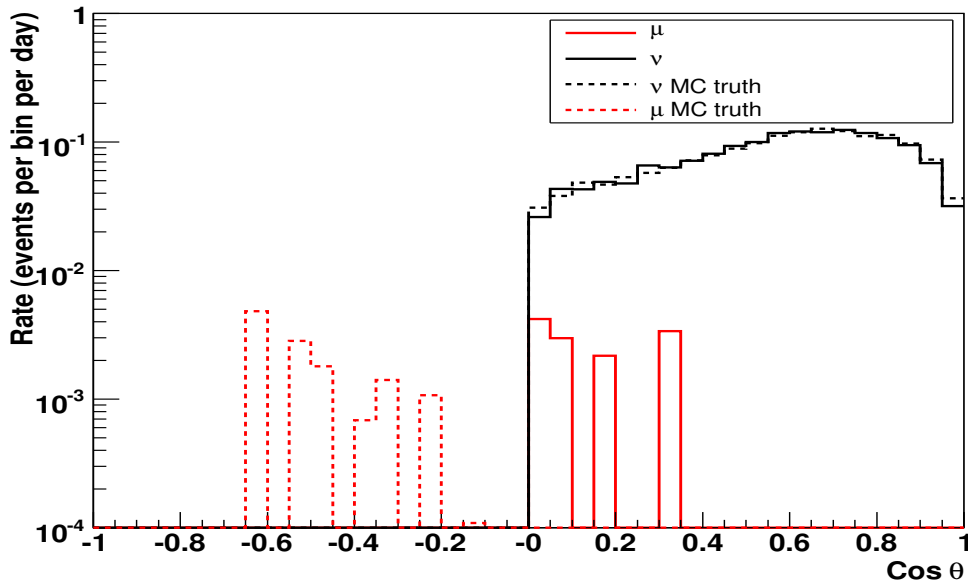


FIG. 5.30 – Cosinus des angles zénithaux des muons (en rouge), des neutrinos (en noir) et de leur angle vrai (vérité MonteCarlo en pointillés) pour les traces montantes reconstruites avec  $\chi^2_{trace} < 1.45$  et  $\chi^2_{point\ lumineux} > 1.9$

### 5.6.6 Résumé

Le choix des coupures a été effectué de manière à sélectionner les muons neutriniques et à rejeter la majorité des muons atmosphériques. Ces coupures sont les suivantes :

- Nombre de lignes  $\geq 2$
- Nombre de hits  $\geq 6$
- $\chi^2_{trace} < 1.45$
- $\chi^2_{point\ lumineux} > 1.9$
- événements montants ( $\cos \theta > 0$ )

La distribution angulaire des traces reconstruites après application de toutes ces coupures est présentée sur la figure 5.30. Cette courbe montre un accord quasi-parfait entre

traces reconstruites et vérité Monte Carlo pour les muons neutriniques alors qu'un nombre négligeable de muons atmosphériques subsiste. La pureté d'un tel échantillon est de 99.2%.

Si l'on applique toutes les coupures exceptée celle requérant uniquement les événements montants, on obtient la distribution angulaire présentée sur la figure 5.31. Un bon accord entre traces reconstruites et angles zénithaux vrais est visible. Quelques événements de type muons atmosphériques mal reconstruits subsistent alors que tous les événements de type muons neutriniques sont reconstruits dans le bon domaine angulaire après ces coupures. Il semble que les muons atmosphériques mal reconstruits soient plutôt des événements horizontaux car le désaccord entre traces reconstruites et angles vrais pour les muons atmosphériques apparaît pour les angles zénithaux compris entre  $90^\circ$  et  $120^\circ$ .

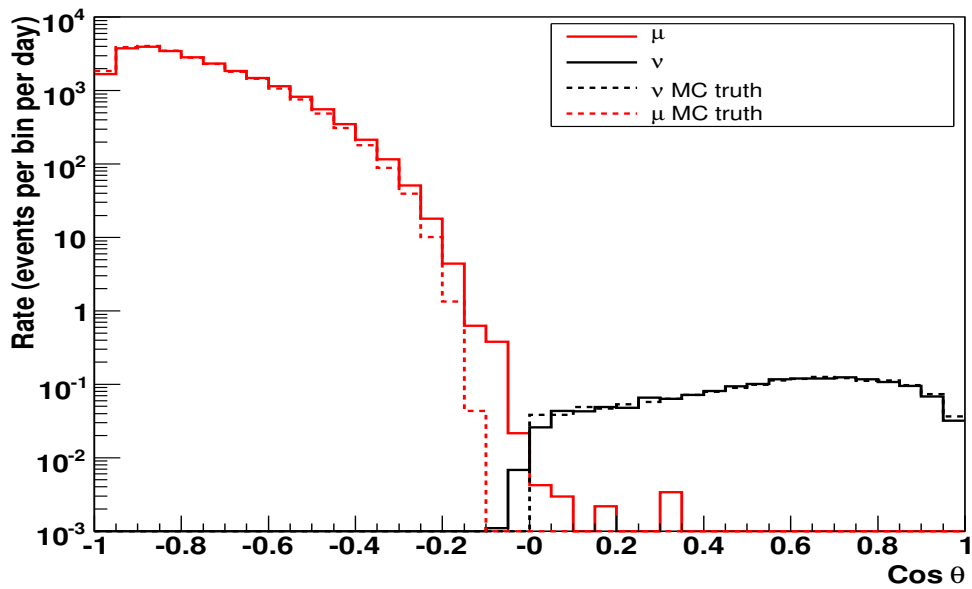


FIG. 5.31 – Cosinus des angles zénithaux des muons (en rouge), des neutrinos (en noir) et de leur angle vrai (vérité MonteCarlo en pointillés) pour les traces montantes ou descendantes reconstruites avec  $\chi^2_{trace} < 1.45$  et  $\chi^2_{point\ lumineux} > 1.9$

Les nombres d'événements de type neutrinos atmosphériques et muons atmosphériques après chaque coupure sont repris dans la table 5.3.

TAB. 5.3 – Taux d'événements de type muons atmosphériques et neutrinos atmosphériques restants par jour après chaque coupure

Coupure	$\mu_{atm}$	$\nu_{atm}$	pureté (%)
$\cos \theta \neq \pm 1$	408320	24.28	$6 * 10^{-3}$
Nombre de lignes $\geq 2$	79789	4.48	$6 * 10^{-2}$
Nombre de hits $\geq 6$	76123	4.25	$6 * 10^{-2}$
$\cos \theta > 0$	1210	4.14	0.3
$\chi^2_{trace} < 1.45$	0.13	1.62	92.6
$\chi^2_{point\ lumineux} > 1.9$	0.013	1.59	99.2

### 5.6.7 Résolution angulaire

Les distributions de différences angulaires pour les neutrinos sont représentées sur la figure 5.32. Ces différences angulaires correspondent aux différences d'angles zénithaux, d'angles azimutaux et d'angles en trois dimensions entre les traces reconstruites et les traces vraies.

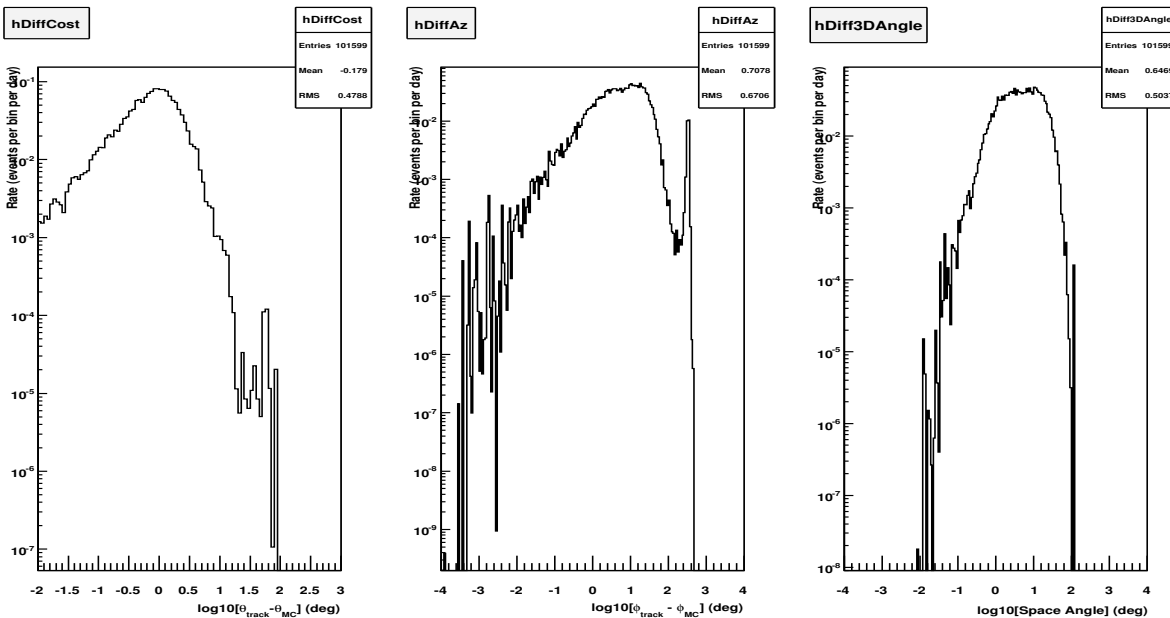


FIG. 5.32 – Différences angulaires à l'échelle logarithmique : zénith à gauche, azimut au centre et 3D à droite pour les muons neutriniques

La résolution sur l'angle zénithal (azimutal) est de  $0.7^\circ$  ( $5.2^\circ$ ) pour les muons neutriniques (figure 5.32) ce qui donne une résolution sur l'angle en trois dimensions de  $4.5^\circ$ .

Ainsi, la moins bonne résolution en angle azimutal ( $5.2^\circ$ ) provoque une nette dégradation sur la résolution angulaire estimée à partir de la différence angulaire en trois dimensions. La résolution angulaire du peu de muons atmosphériques restants est catastrophique (de l'ordre de  $40^\circ$ ).

Si l'on représente la résolution angulaire en fonction de l'énergie du neutrino pour les muons neutrinoïques (figure 5.33), on peut voir que la moyenne de la résolution angulaire, estimée sur la différence des directions (reconstruite et vraie du muon) en 3D, est de  $4.2^\circ$  sur la gamme énergétique allant de 100 GeV à 300 TeV. La différence angulaire en 3D entre la direction reconstruite et la direction du neutrino initial est également présentée sur cette figure. Cette différence angulaire permet d'estimer la part de la résolution angulaire qui provient des effets de cinématique c'est-à-dire de la différence de direction entre le neutrino initial et le muon produit, induite par l'interaction et plus représentative. Une limitation de la reconstruction aux hautes énergies est mise en évidence par la légère dégradation de la résolution au-delà de 300 TeV. A haute énergie, les performances de la méthode de reconstruction dominent la résolution angulaire alors qu'à basse énergie, les effets prépondérants proviennent de la cinématique. Dans la gamme d'énergie qui nous intéresse pour les sursauts gamma (100 GeV-300 TeV), la résolution angulaire varie entre 4 et  $4.5^\circ$ .

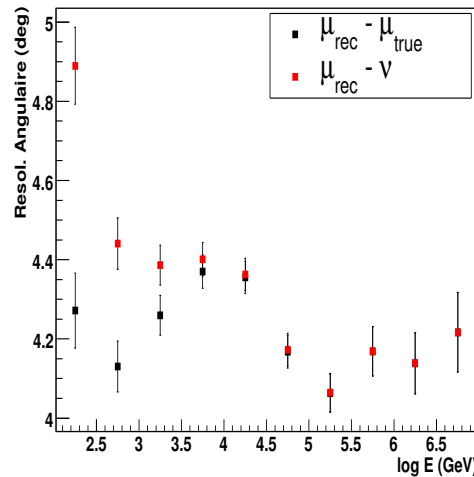


FIG. 5.33 – Résolution angulaire (médian) de la méthode de reconstruction (courbe noire) et effets de cinématique (courbe rouge) en fonction de l'énergie du neutrino

L'origine de la dégradation à très haute énergie est actuellement à l'étude. En effet, nous avons vu précédemment qu'une augmentation du  $\chi^2$  en fonction de l'énergie entraînait un biais de sélection d'où une limitation de la reconstruction à très haute énergie (au PeV). La statistique moindres dans le dernier canal en énergie pourrait être à l'origine de cet effet si un ou quelques mauvais points dominaient la résolution angulaire dans cette gamme énergétique. Les distributions de résolutions angulaires (différences angulaires en

trois dimensions entre la trace reconstruite et la direction vraie sans prise en compte de la cinématique) pour chaque canal en énergie peuvent nous aider à comprendre. Elles sont représentées pour les neutrinos sur la figure 5.34.

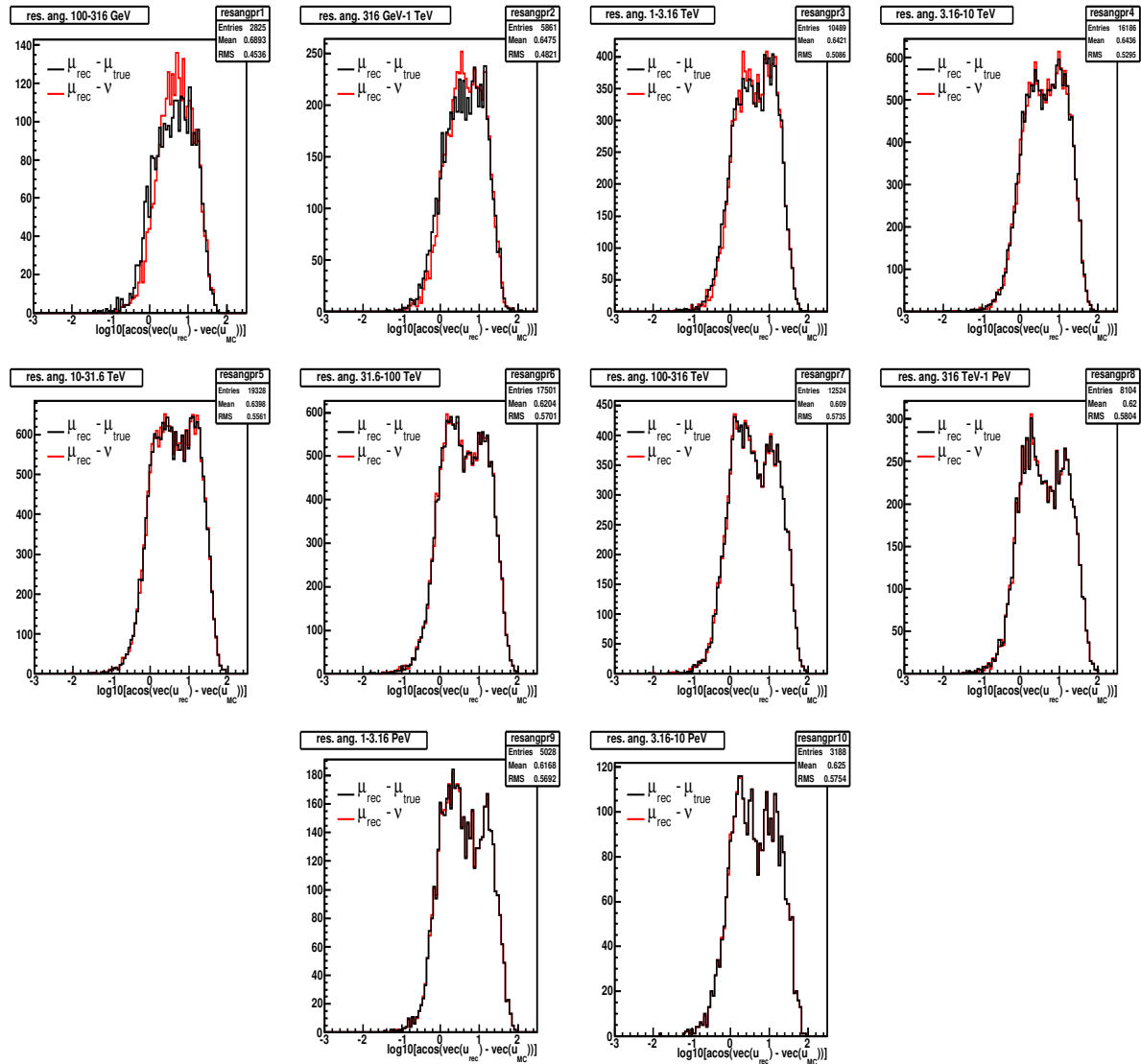


FIG. 5.34 – Différences angulaires (différences angulaires en trois dimensions entre la trace reconstruite et la direction vraie sans prise en compte de la cinématique de l'interaction) pour les neutrinos pour chaque canal en énergie

Ces courbes montrent d'abord une différence de statistiques dans les canaux en énergie. En effet, le spectre de neutrinos atmosphériques est dominé par les neutrinos d'énergie inférieure à 300 TeV (flux atmosphérique en  $E^{-2.7}$ ). Certains canaux montrent une structure double. Ceci provient du fait que, comme la rotation des étages n'est pas considérée

dans cette méthode de reconstruction, un "effet miroir" sur l'azimut subsiste avec deux lignes. C'est ce qui explique la structure à double pic dans la figure 5.34 et le pic à 180° de la différence en azimut sur la figure centrale de 5.32. Cet effet est à l'origine de la dégradation de la résolution angulaire. Une prise en compte de la rotation des étages et du positionnement de ceux-ci est en cours d'implémentation de manière à atteindre une résolution angulaire proche de 1°.

### 5.6.8 Surface effective

La surface effective renseigne sur l'efficacité du détecteur en fonction de l'énergie. Convoluer cette surface effective avec le flux permet de connaître le nombre d'événements attendus pour un flux de neutrinos cosmiques donné dans le cadre de cette procédure. La surface effective est définie comme  $A_{eff} = S_{geom} * \frac{N_{rec}}{N_{gen}}$ . Or, la surface géométrique  $S_{geom}$  correspond à  $S_{geom} = V * \sigma_\nu * P_T * \rho N_{Av}$  avec  $P_T$  la probabilité de survie du neutrino jusqu'au détecteur (voir annexe C),  $\sigma_\nu$  la section efficace d'interaction du neutrino,  $\rho N_{Av}$  le nombre de nucléons cibles dans la roche ou dans l'eau (ou la glace) et  $V$  le volume de la canette qui dépend du libre parcours du muon  $R_\mu$  (voir annexe D). La surface effective, dépendante du nombre d'événements reconstruits  $N_{rec}$  et du nombre d'événements générés dans chaque canal angulaire et chaque canal énergétique, peut être déterminée à la suite des coupures développées précédemment. Elle est présentée sur la figure 5.35 en fonction de l'énergie du neutrino après moyennage sur la gamme angulaire pour chaque canal en énergie.

La surface effective obtenue croît rapidement avec l'énergie pour atteindre 2  $m^2$  à 10 PeV. Comment se compare cette surface effective avec celle estimée pour le détecteur complet ? La comparaison est réalisée dans la table 5.4. Dans cette table, figurent également les surfaces effectives obtenues après application de la même reconstruction sur les événements 3N. Un gain de la méthode développée dans ce document, basée sur l'application de la reconstruction des événements 2 T3, est visible et principalement à basse énergie.

TAB. 5.4 – Comparaison de surface effective de détection des neutrinos (en  $m^2$ ) pour la méthode développée ici (reconstruction par minimisation de  $\chi^2$  pour un détecteur à cinq lignes), la même méthode appliquée aux événements 3N et la méthode standard (reconstruction par maximisation de vraisemblance pour un détecteur à douze lignes [105])

$E_\nu$	100 GeV	1 TeV	10 TeV	100 TeV
cette méthode	$4.5 * 10^{-5}$	$4.1 * 10^{-3}$	$1.5 * 10^{-1}$	0.9
3N + même reconstruction	$4 * 10^{-6}$	$5.0 * 10^{-4}$	$2.1 * 10^{-2}$	0.16
méthode standard (12 lignes)	$7 * 10^{-5}$	$5 * 10^{-3}$	$2 * 10^{-1}$	1.5

Des requêtes plus contraignantes comme la demande des événements sur trois lignes au minimum permettent d'améliorer la résolution angulaire qui atteint alors 2°, ceci au détriment de la surface effective qui perd un ordre de grandeur en moyenne sur la gamme

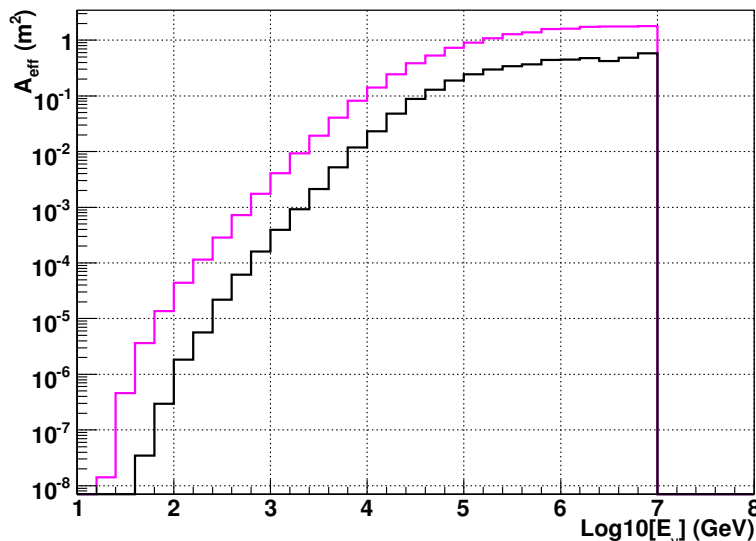


FIG. 5.35 – La surface effective de détection des neutrinos calculée à la suite des coupures définies précédemment est présentée en rose. La courbe noire permet une comparaison de celle-ci en requérant non plus des événements touchant deux lignes mais trois, avec les autres coupures.

énergétique, comme cela apparaît sur la figure 5.35. Une résolution angulaire de quelques degrés est suffisante dans la recherche de corrélation d'éventuels événements avec un sursaut gamma en raison de la connaissance de la position de ce sursaut. La contamination par le bruit de fond atmosphérique est de 1.59 par jour sur le ciel visible par ANTARES soit  $3 \cdot 10^{-5}$  sur deux minutes dans une fenêtre angulaire de  $5^\circ$ . C'est pourquoi l'utilisation des coupures optimisées avec deux lignes demeure raisonnable dans l'optique de maximiser la surface effective.

## 5.7 Comparaison Monte Carlo - données

Les données utilisées pour cette comparaison sont les données standard qui ont été enregistrées après sélection par la logique de déclenchement 3N. En effet, les données spécifiques des sursauts gamma ont été "aveuglées" c'est-à-dire que certaines caractéristiques ne sont pas accessibles sans demande explicite après justification d'une méthode d'analyse robuste. C'est pourquoi la comparaison a été effectuée à partir des données standard. De plus, pendant la période de prise de données à cinq lignes, la logique de déclenchement 2 T3 n'était pas implémentée "online" c'est-à-dire que, dans les données standard, seuls les événements ayant passé les conditions 3N étaient enregistrés pour cette période. Cette différence avec l'analyse présentée dans cette thèse qui fait intervenir la logique de déclenchement 2 T3 (plus efficace que la logique 3N) implique un



nombre d'événements légèrement réduit pour cette comparaison. Les données considérées représente 100.1 jours actifs de prise de données avec un seuil de 3 photoélectrons (seuil permettant de définir les hits d'amplitude supérieure comme des L1).

La comparaison est effectuée par rapport aux simulations Monte Carlo réalisées dans les mêmes conditions, c'est-à-dire après passage par la logique de déclenchement 3N avec un seuil de déclenchement de 3 photoélectrons pour les hits de forte amplitude.

Les deux échantillons, données comme Monte Carlo, ont été traités avec les mêmes coupures :

- Nombre de lignes  $\geq 2$
- Nombre de hits  $\geq 6$
- $\chi_{trace}^2 < 1.45$
- $\chi_{point\ lumineux}^2 > 1.9$

Différents paramètres ont été comparés pour les événements multi-lignes : le cosinus de l'angle zénithal des événements reconstruits, le nombre de hits et l'amplitude utilisés dans l'ajustement et les facteurs de qualité des ajustements. La figure 5.36 présente la comparaison du cosinus de l'angle zénithal des événements reconstruits pour les données et pour les simulations de muons atmosphériques et de neutrinos atmosphériques. Un très bon accord apparaît et plus particulièrement pour la gamme angulaire correspondant aux événements montants (neutrinos atmosphériques). Un léger désaccord intervient pour les muons atmosphériques. Il provient de la difficulté que représente la paramétrisation de l'acceptance angulaire des modules optiques pour les événements descendants.

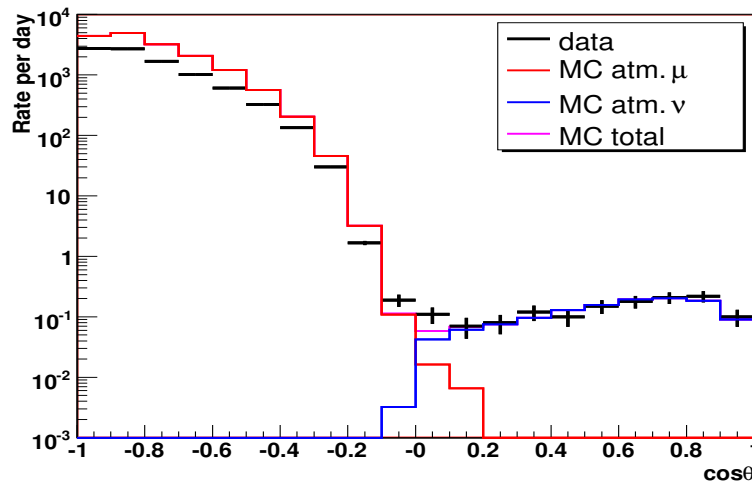
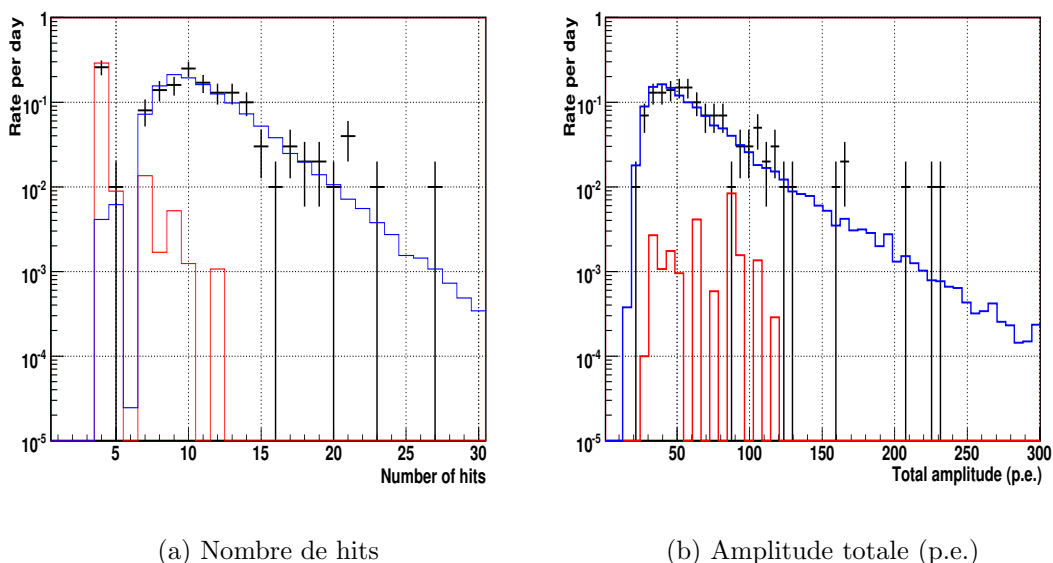


FIG. 5.36 – Comparaison du cosinus de l'angle zénithal des événements multi-lignes entre simulations Monte-Carlo et données traitées avec la logique de déclenchement 3N. Les traces ont été reconstruites avec BBfit et sélectionnées après application de toutes les coupures de qualité.

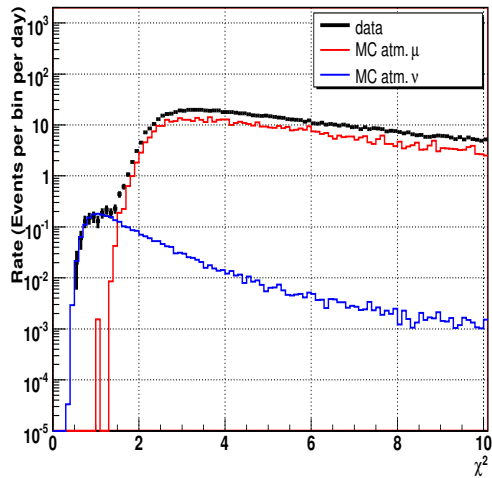
Les comparaisons, pour les événements montants, du nombre de hits et de l'amplitude totale utilisés dans les ajustements figurent en 5.37. La comparaison du nombre de hits a été réalisée après application de toutes les coupures énoncées précédemment exceptée celle portant sur le nombre de hits qui a été relâchée à  $n_{hit} > 3$ . Concernant la comparaison des amplitudes, toutes les coupures ont été appliquées. Les facteurs de qualité des ajustements de trace et de point lumineux sont comparés entre données et simulations dans la figure 5.38 pour les événements montants. Toutes les coupures de qualité ont été prises en compte sauf celle portant sur le facteur de qualité considéré. Un très bon accord entre données et Monte Carlo est apparent sur toutes ces courbes. L'évidente cohérence entre données et Monte Carlo permet de valider une analyse robuste.



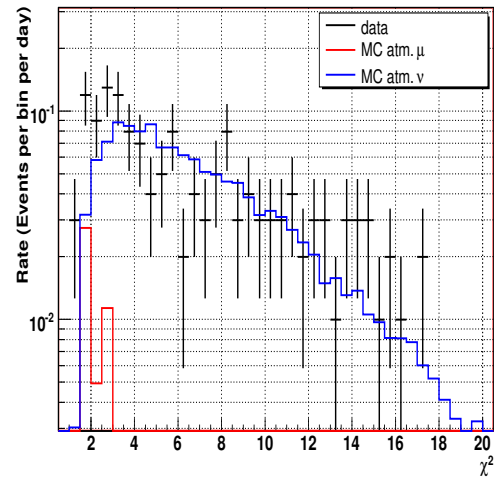
(a) Nombre de hits

(b) Amplitude totale (p.e.)

FIG. 5.37 – Comparaison des nombres de hits et amplitudes utilisés dans l'ajustement entre simulations Monte-Carlo et données traitées avec la logique de déclenchement 3N. Les traces ont été reconstruites avec BBfit et sélectionnées après application de coupures de qualité. S'agissant de la comparaison du nombre de hits, toutes les coupures sauf celle portant sur le nombre de hits ont été prises en compte alors que toutes les coupures sans exception ont été appliquées pour l'amplitude. Les résultats présentés ici concernent les événements multi-lignes montants.



(a) Facteur de qualité de l'ajustement de trace (sans coupure sur  $\chi^2_{trace}$ )



(b) Facteur de qualité de l'ajustement de point lumineux (sans coupure sur  $\chi^2_{point\ lumineuse}$ )

FIG. 5.38 – Comparaison des facteurs de qualité des ajustements entre simulations Monte-Carlo et données traitées avec la logique de déclenchement 3N. Les résultats présentés ici concernent les événements multi-lignes montants. Les traces ont été reconstruites avec BBfit et sélectionnées après application de toutes les coupures de qualité exceptée celle portant sur le facteur de qualité considéré.

## 5.8 Sélection des événements de signal

Les études précédentes ont été réalisées à partir de simulations de neutrinos atmosphériques. Qu'en est-il d'un signal astrophysique? Le signal a été simulé avec un flux en énergie typique qui sera décrit dans le premier paragraphe. Les nouvelles performances obtenues viendront ensuite.

### 5.8.1 Flux en énergie

Des événements provenant d'une direction fixe ont été simulés puis pondérés de façon à suivre un flux en énergie moyen du type Waxman-Bahcall. Ce flux a été introduit dans le chapitre 4. Le spectre redressé en  $E^2$  est présenté sur la figure 5.39. Ses paramètres caractéristiques sont les suivants :

- les pentes du spectre redressé : 1 ; 0 ; -1
- les énergies de coupure : 100 TeV et 10 PeV
- le facteur d'échelle :  $A_\nu = 3.7 * 10^{-5} \text{ GeV.cm}^{-2}.s^{-1}$

Il s'agit d'un spectre moyen pour un sursaut gamma individuel.

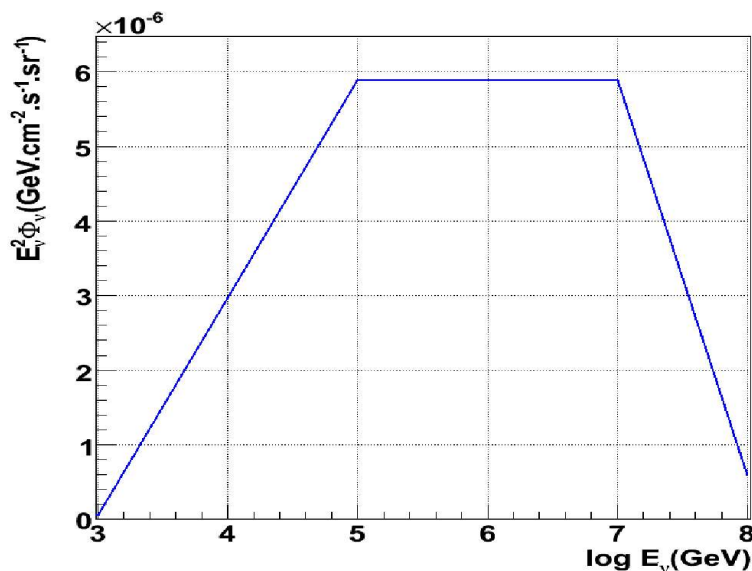


FIG. 5.39 – Spectre moyen de type Waxman-Bahcall redressé en  $E^2$

Si l'on compare les flux de signal et de bruit de fond (neutrinos atmosphériques) respectivement les flux de Waxman-Bahcall et de Bartol [106], le signal devient prépondérant au-delà de 10 TeV. Cette caractéristique est remarquable sur la figure 5.40 qui compare les flux de bruit de fond et de signal. Elle justifie l'utilité d'une sélection haute énergie pour minimiser le bruit de fond.

### 5.8.2 Sélection haute énergie

Les coupures haute énergie sont réalisées au moyen de paramètres tels que l'amplitude totale et le nombre de hits utilisés dans l'ajustement. Soulignons le fait que ces paramètres sont utilisés comme estimateurs d'énergie à des fins de sélection et non de détermination de l'énergie d'un événement.

En outre, ces coupures se justifient du fait de la cohérence entre données et simulations, mise en exergue à la figure 5.37. Lorsque l'on met en regard le nombre de hits en fonction de l'énergie pour le bruit de fond et le signal, comme cela est présenté sur la figure 5.41, une sélection du nombre de hits supérieur à 15 apparaît nettement. La même démarche est appliquée à l'amplitude totale de la trace (figure 5.42) : une sélection des événements dont la trace a été reconstruite avec une amplitude totale supérieure à 70 photoélectrons s'avère utile pour minimiser le bruit de fond tout en conservant les événements haute énergie de signal. Ces deux coupures ont été définies simultanément.

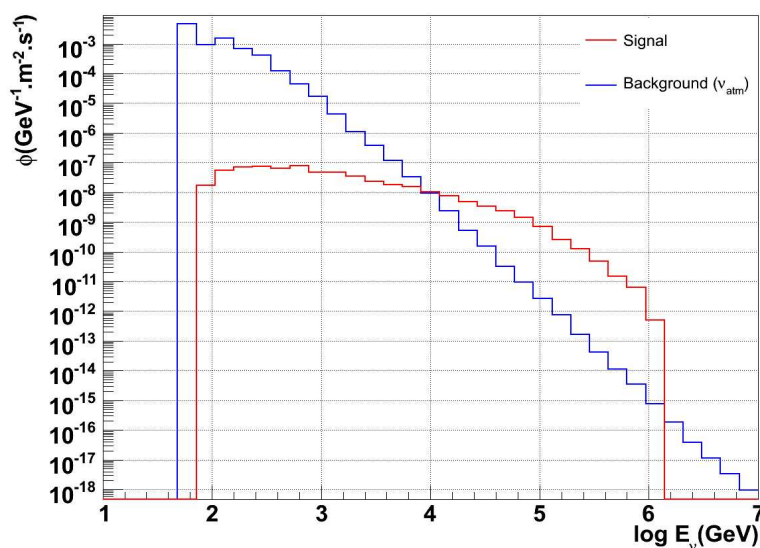


FIG. 5.40 – Flux de Waxman-Bahcall (en rouge) et de Volkova (en bleu)

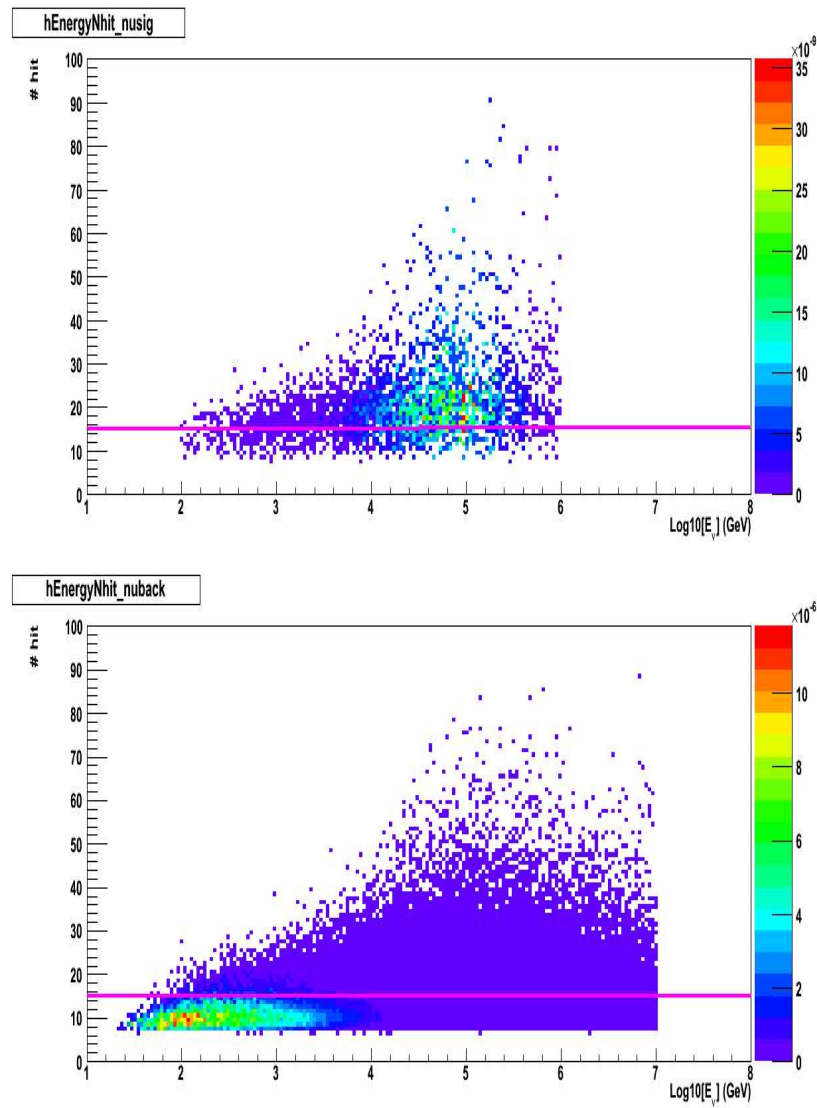


FIG. 5.41 – Coupure en nombre de hits ( $n_{hit} > 15$ ) permettant d'assurer une sélection des événements haute énergie du signal (figure supérieure) tout en écartant du bruit de fond (figure inférieure)

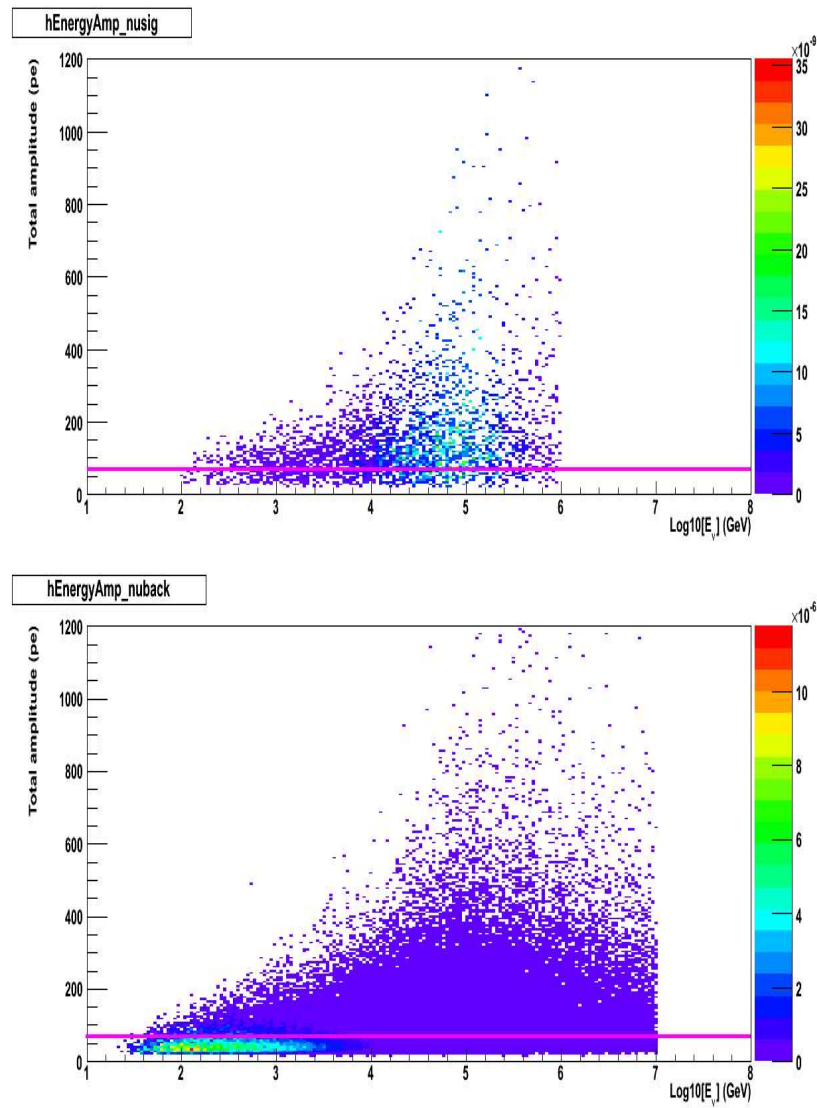


FIG. 5.42 – Coupure en amplitude de la trace ( $amp > 70$ ) permettant d’assurer une sélection des événements haute énergie du signal (figure supérieure) tout en écartant du bruit de fond (figure inférieure)

### 5.8.3 Nouvelles performances

Après application de ces deux nouvelles coupures, la résolution angulaire est améliorée alors que la surface effective diminue. Les comparaisons de la surface effective et de la résolution angulaire avant et après ces deux nouvelles coupures sont respectivement présentées dans les figures 5.43 et 5.44. Dans la première, la surface effective en rose correspond à celle obtenue avant sélection haute énergie alors que la verte témoigne de la diminution induite par cette nouvelle sélection. Cette diminution est légèrement supérieure à un ordre de grandeur à basse énergie alors qu'elle n'est que d'un facteur 2 à haute énergie. La résolution angulaire sans sélection haute énergie est amenée dans la figure 5.44 en rouge alors que celle à laquelle nous parvenons après sélection haute énergie est en bleu. La résolution angulaire a été améliorée d'un facteur supérieure à 1.5 pour atteindre une moyenne de  $2.6^\circ$  sur toute la gamme énergétique considérée.

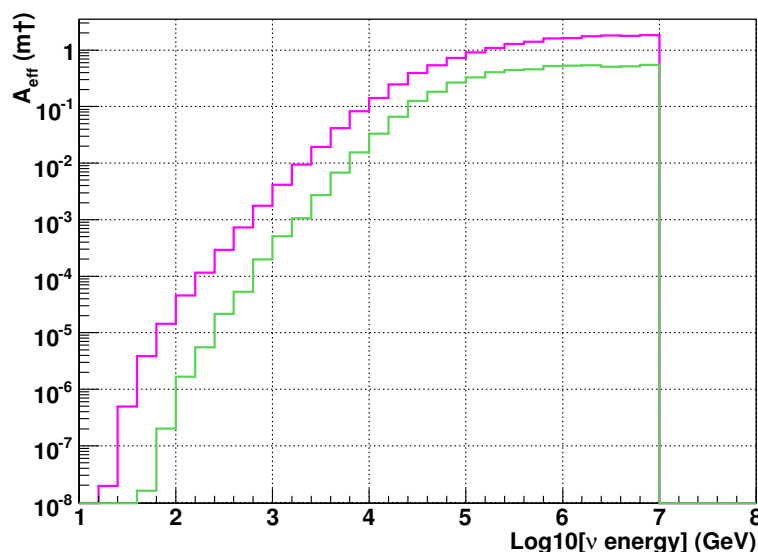


FIG. 5.43 – Comparaison de la surface effective avant (en rose) et après sélection haute énergie (en vert)

Après sélection haute énergie, 0.1 événements par jour de signal subsistent soit  $1 * 10^{-4}$  événements en deux minutes.

Ces coupures en amplitude et nombre de hits peuvent varier quelque peu suivant la direction du sursaut, entraînant une éventuelle modification de la surface effective et de la résolution angulaire. La direction qui a été utilisée dans cette simulation est une direction assez favorable pour le détecteur à cinq lignes. En effet, l'angle azimutal est proche de la direction préférentielle de sélection dans le plan horizontal,  $153^\circ$ , mise en évidence dans la figure 5.14 ; en outre, l'angle zénithal est moyen. Appliquer la même procédure dans une direction transverse mènerait à une moins bonne efficacité.



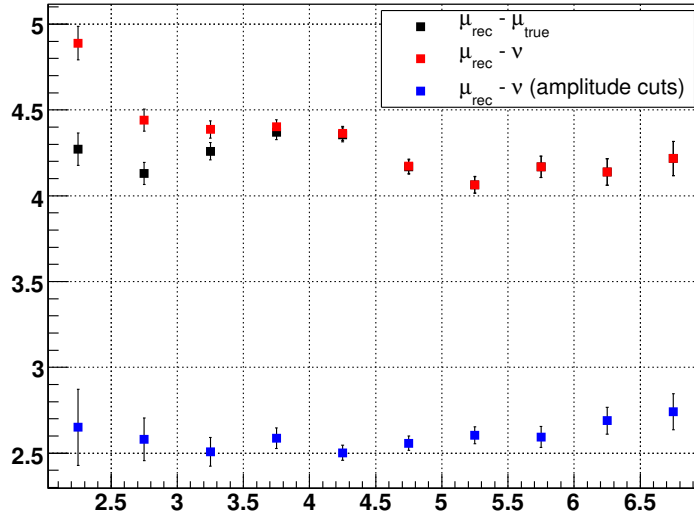


FIG. 5.44 – Comparaison de la résolution angulaire avant (en rouge) et après sélection haute énergie (en bleu). La courbe noire ne prend en compte que les effets de reconstruction sur la résolution angulaire avant sélection haute énergie.

Notons que cette analyse ne requiert pas une très bonne résolution angulaire pour maximiser le rapport signal sur bruit du fait de la restriction temporelle et angulaire de la recherche d'événements.

## 5.9 Optimisation des cônes d'ouverture

Deux paramètres sont fondamentaux dans la recherche de corrélations entre neutrinos et sursauts gamma : la durée de l'intervalle de temps que l'on va utiliser et la coupure angulaire qu'on va effectuer pour définir les régions de recherche. Ces coupures doivent être optimisées pour obtenir la meilleure sensibilité en cherchant le meilleur compromis entre un faible bruit de fond et une maximisation du signal. Dans cette étude, le premier paramètre est au maximum 120 s par définition du temps de prise de données spécifique des sursauts gamma. Il sera choisi égal à sa valeur maximale. Le second paramètre sera nommé par la suite "cône d'ouverture". L'optimisation du cône d'ouverture se fonde sur des études statistiques des simulations Monte Carlo dans la direction du sursaut. Deux démarches peuvent être considérées : une approche simple basée sur une maximisation du signal dans un cas idéal et une approche par facteur de réjection de modèle.

### 5.9.1 Maximisation du rapport signal sur bruit

Une approche intuitive consisterait à déterminer quel cône d'ouverture maximise le rapport signal sur bruit. Malheureusement, l'astronomie neutrino ne faisant intervenir que peu d'événements, une optimisation de la coupure angulaire à partir d'une maximisation du rapport signal sur bruit en est rendue impossible. Le nombre d'événements de signal attendus sur une durée de deux minutes est de l'ordre du dix-millième d'événement car 0.1 neutrinos atmosphériques sont attendus en une journée. De plus, dans un cône d'ouverture faible, le bruit de fond est quasiment inexistant. Ces considérations induisent un rapport signal sur bruit maximal pour des faibles ouvertures angulaires inférieures à la résolution angulaire. Nous ne pouvons pas tirer parti de ce résultat biaisé par la petitesse des nombres considérés pour l'optimisation de la coupure angulaire.

### 5.9.2 Model Rejection Factor

Nous pouvons par contre envisager d'optimiser le cône d'ouverture en minimisant la sensibilité en fonction de l'ouverture angulaire de recherche. La recherche se porte sur un signal de flux  $A\Phi(E)$  avec  $E$ , l'énergie de la particule incidente. Une hypothèse est posée sur la forme de  $\Phi(E)$  alors que l'on cherche à placer une limite sur le facteur d'échelle  $A$  selon cette méthode. Feldman et Cousins ont proposé une méthode [107] permettant de quantifier sans biais la sensibilité d'une expérience en calculant la limite supérieure moyenne qui serait obtenue en l'absence de signal. Cette méthode est particulièrement bien adaptée à des processus poissoniens pour lesquels le nombre d'événements de signal est inférieur ou égal au nombre d'événements de bruit de fond.

#### Description de la méthode

Supposons que le choix des coupures soit effectué.  $\mu_b$  et  $\mu_s$  événements respectivement de bruit de fond et de signal subsistent après application de ces coupures et correspondent donc aux nombres d'événements de bruit de fond et de signal attendus.

Si l'on convolue le flux  $A\Phi(E)$  avec la surface effective du détecteur (après coupures) et si l'on intègre sur la gamme en énergie, nous obtenons le nombre d'événements de signal attendus :  $\mu_s = \int A\Phi(E)A_{eff}(E)dE$ .

Après application de ces mêmes coupures sur les données,  $n_{obs}$  événements sont détectés.

**Probabilité de détection** La probabilité d'observer  $n_{obs}$  événements lorsque  $n = \mu_b + \mu_s$  événements sont attendus (signal et bruit de fond confondus) est donnée par la loi de Poisson :

$$P_{n_{obs}}(n) = P(n_{obs}/\mu_s) = \frac{n^{n_{obs}}}{n_{obs}!} e^{-n} = \frac{(\mu_b + \mu_s)^{n_{obs}}}{n_{obs}!} e^{-(\mu_b + \mu_s)} \quad (5.23)$$

Pour une valeur observée de  $n_{obs}$ , le niveau de confiance  $C_{n_{obs}}(n)$  est défini comme la probabilité d'observer  $n_{obs}$  événements ou plus :

$$C_{n_{obs}}(n) = \sum_{i=n_{obs}}^{\infty} P_i(n) \quad (5.24)$$

Pour rejeter l'hypothèse d'une fluctuation statistique du bruit de fond, on se fixe une valeur limite du niveau de confiance  $C_l$  en-dessous de laquelle on estime que l'effet observé ne provient pas du bruit. Nous cherchons  $n_{obs,lim}$  satisfaisant à cette condition :

$$C_{n_{obs,lim}}(\mu_b) = \sum_{i=n_{obs,lim}}^{\infty} P_i(\mu_b) \leq C_l \quad (5.25)$$

La probabilité de détection d'un signal issu d'un sursaut gamma est donnée par la probabilité d'observer un nombre d'événements supérieur ou égal à  $n_{obs,lim}$  satisfaisant l'équation 5.25 :

$$P(\mu_s) = \sum_{i=n_{obs,lim}}^{\infty} P_i(\mu_b + \mu_s) \quad (5.26)$$

**Calcul de la limite de Feldman-Cousins** Nous procédons selon les étapes suivantes pour calculer des limites à la manière de Feldman et Cousins. Pour un nombre fini de  $n_{obs}$  dans le domaine attendu,

1. – Calculer  $P(n_{obs}/\mu_s)$ 
  - Trouver la valeur  $\mu_s^*$  qui maximise  $P(n_{obs}/\mu_s)$  soit  $\mu_s^* = \max(0, n_{obs} - \mu_b)$  et calculer  $P(n_{obs}/\mu_s^*)$
  - Calculer le rapport de vraisemblance  $R(n_{obs}) = \frac{P(n_{obs}/\mu_s)}{P(n_{obs}/\mu_s^*)}$
2. Sélectionner les valeurs de  $n_{obs}$  dans l'ordre décroissant de  $R(n_{obs})$  jusqu'à ce que  $\sum P(n_{obs}/\mu_s) \geq \alpha$  avec  $\alpha$  le niveau de confiance
3. Relever la plus petite et la plus grande des valeurs de  $n_{obs}$  retenues qui définissent respectivement les limites inférieure et supérieure du nombre d'événements de signal observés soit les nombres d'événements minimum et maximum qui peuvent être exclus suivant un niveau de confiance  $\alpha$

La limite sur le facteur d'échelle  $A$  est alors :

$$A_{lim} = A\mu_{90}(n_{obs}, \mu_b)/\mu_s \quad (5.27)$$

avec  $\mu_{90}(n_{obs}, \mu_b)$ , la limite supérieure de Feldman-Cousins définie comme le maximum d'événements qui peuvent être exclus suivant un niveau de confiance de 90%.

Le paramètre  $\mu_{90}(n_{obs}, \mu_b)/\mu_s$  est appelé "facteur de réjection de modèle" (ou Model Rejection Factor, MRF). L'optimisation de la coupure sur le cône d'ouverture de recherche dérive de ce paramètre et correspond effectivement à l'angle qui permet de minimiser le MRF et ainsi de minimiser  $A_{lim}$ .

### Estimation de la sensibilité de la méthode d'analyse

Cependant, le MRF, comme il a été précédemment décrit, dépend du nombre d'événements observés expérimentalement,  $n_{obs}$ . Avant de considérer les données, l'estimation de la sensibilité de la méthode peut s'effectuer en remplaçant  $\mu_{90}(n_{obs}, \mu_b)/\mu_s$  par sa moyenne sur un nombre fini de  $n_{obs}$ . Dans cette étude,  $n_{obs}$  a été choisi comme variant entre 0 et 30 corrigé de sa probabilité de Poisson soit la probabilité d'observer  $n_{obs}$  événements lorsque  $\mu_b$  événements de bruit de fond sont attendus. Nous disposons alors d'une moyenne au sens de l'espérance mathématique de  $n_{obs}$ , variable discrète. La coupure qui minimise le MRF est celle qui fournirait la limite moyenne la plus basse sur un ensemble de mesures répétées.

La figure 5.45 correspond au tracé du MRF défini maintenant comme :

$$MRF = \bar{\mu}_{90}(n_{obs}, \mu_b)/\mu_s \quad (5.28)$$

en fonction de l'angle de recherche maximal autorisé autour de la direction du sursaut ou "cône d'ouverture". Cette courbe correspond à un cas particulier. En effet, le flux de neutrinos issus du sursaut a été simulé dans une direction fixe :  $\theta = 25^\circ$  et  $\phi = 160^\circ$  en coordonnées locales.

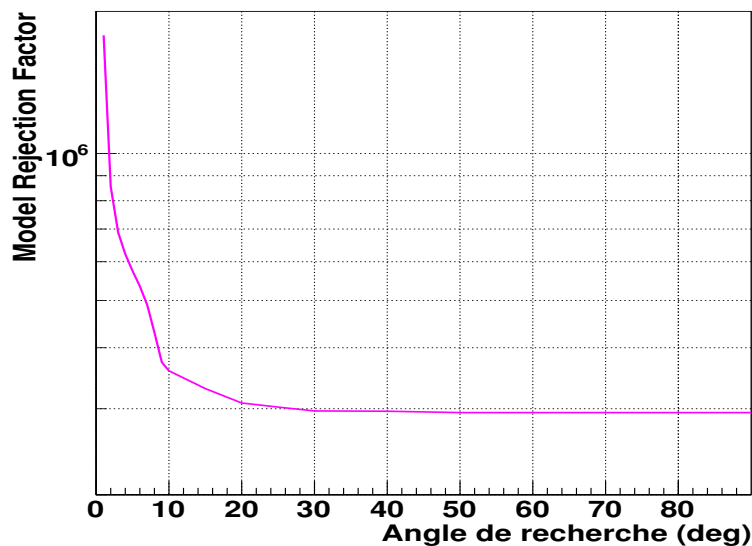


FIG. 5.45 – Model Rejection Factor en fonction du cône d'ouverture. La direction du sursaut simulé est  $\theta = 25^\circ$  et  $\phi = 160^\circ$  en coordonnées locales.

### Limitation de cette méthode

Nous avons vu que 0.1 neutrinos atmosphériques par jour subsistent dans tout le ciel visible par ANTARES, après application des coupures. Si l'on restreint la recherche à une

durée de deux minutes,  $1 * 10^{-4}$  événements restent observables dans tout l'hémisphère. Quelques pourcents de cette valeur correspondent au nombre d'événements visibles pour une recherche bornée à un cône d'ouverture de quelques degrés autour de la direction du sursaut. Ce nombre caractéristique du bruit de fond, approximé à  $\mu_b = 0$ , implique une sensibilité de cette procédure d'analyse égale à 2.44 événements. Rappelons que la limite supérieure moyenne calculée suivant la méthode de Feldman et Cousins qualifie la sensibilité. De plus, le MRF est défini dans la relation 5.28.

La constance de la sensibilité quelque soit le cône d'ouverture considéré induit l'absence de minimum de MRF. En effet, la courbe figurant en 5.45 témoigne plutôt d'une décroissance du MRF dû au fait que le nombre d'événements de signal attendus augmente avec le cône d'ouverture alors que la sensibilité est constante. La valeur quasi-constante du MRF est atteinte pour un angle compris entre  $10^\circ$  et  $20^\circ$ .

Les nombres considérés étant très faibles aussi bien pour le signal que pour le bruit de fond, ceci limite l'optimisation du cône d'ouverture par cette méthode.

### 5.9.3 Approche simple

Remarquons que la distribution de la différence angulaire en trois dimensions entre la trace reconstruite et la direction vraie est quasi-gaussienne. Elle sera considérée comme telle par la suite. Cette caractéristique est visible dans la figure 5.46. La résolution angulaire, notée  $\Delta\alpha$ , a été préalablement définie comme le médian de la distribution à l'échelle logarithmique. Pour une distribution gaussienne, un intervalle de confiance défini par  $1\sigma$  contient 68% des événements. Par conséquent, 50% des événements de signal se trouvent dans un intervalle de confiance de  $0.73\sigma$  ( $=\pm\Delta\alpha$ ). Théoriquement, un intervalle de confiance de  $3\sigma$  doit couvrir 99% du signal.

Suivant cette démarche, le cône d'ouverture peut alors être choisi comme correspondant à  $3\sigma \sim 4 * \Delta\alpha$  de manière à maximiser le signal contenu.

C'est pourquoi nous opterons pour l'approche simple d'optimisation du cône d'ouverture comme fonction de la résolution angulaire. Le cône d'ouverture est alors équivalent à  $4\Delta\alpha$  soit  $10^\circ$ . Remarquons que cet angle est compatible avec la valeur obtenue à partir de la méthode de minimisation du MRF.

Le nombre d'événements couverts dans ce cône est lisible dans la figure 5.47 qui représentent les fractions d'événements de signal et d'événements de bruit de fond contenues dans un cône d'ouverture angulaire figurant en abscisse.

86% du signal est conservé dans  $10^\circ$  d'ouverture soit  $3 * 10^{-6}$  événements contre seulement 6% de contamination soit  $3 * 10^{-6}$  événements de type neutrinos atmosphériques. L'écart de ces proportions avec les valeurs attendues théoriquement provient du fait que la distribution de la différence angulaire en trois dimensions n'est pas parfaitement gaussienne mais possède de longues queues.

Cette analyse va maintenant être appliquée aux premières données spéciales des sursauts gamma enregistrées pendant la période de prise de données à cinq lignes.

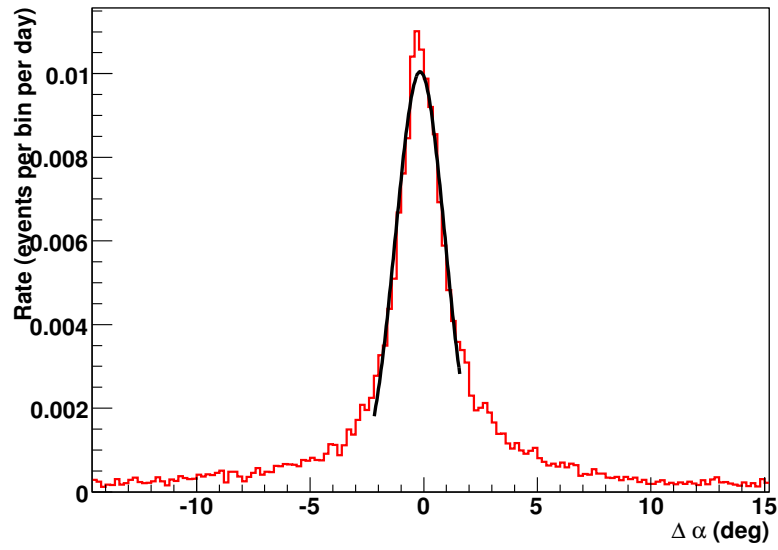


FIG. 5.46 – Différence angulaire après sélection haute énergie. Des poids ont été appliqués de manière à suivre un flux de Waxman-Bahcall.

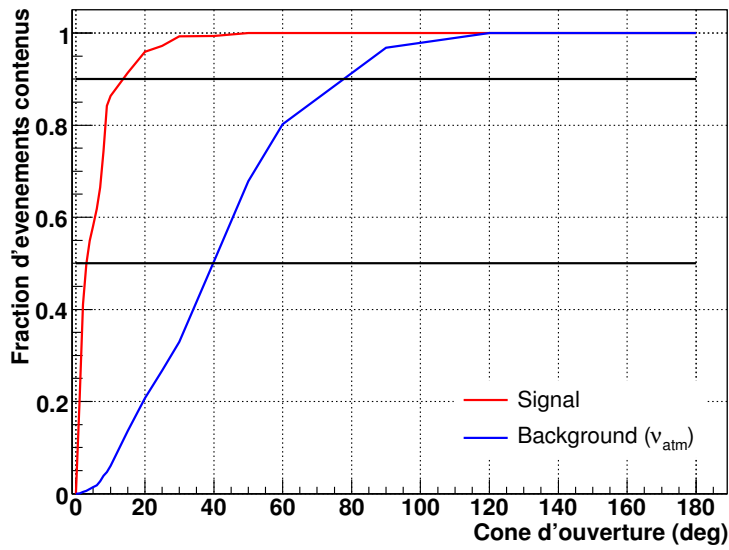


FIG. 5.47 – Fraction d'événements contenue dans le cône d'ouverture angulaire figurant en abscisse

## 5.10 Premières limites de flux

Nous avons explicité la sensibilité de cette méthode dans la section précédente. Celle-ci est constante et égale à 2.44 événements. L'étape suivante consiste en la recherche du flux permettant d'obtenir ce nombre d'événements avec un spectre présumé. Les premières limites de flux obtenues suivant cette méthode dérivent des données. Le premier paragraphe sera consacré aux caractéristiques des données utilisées pour l'obtention d'une limite de flux pour un sursaut gamma. Deux spectres différents feront l'objet de la détermination de limites pour ce sursaut dans le paragraphe suivant. Enfin, l'horizon visible défini sera déterminé pour un sursaut.

### 5.10.1 Données

Dans la collaboration ANTARES, les données spécifiques des sursauts gamma ont été "aveuglées" c'est-à-dire que certaines caractéristiques ne sont pas accessibles sans demande explicite après justification d'une méthode d'analyse robuste. Concrètement, la confirmation d'une alerte n'est pas connue à la première étape. Une demande de mise à disposition des données des quinze premiers jours de prise de données à cinq lignes a été effectuée avec cette analyse comme base. Cette demande a été acceptée par la collaboration le 26 septembre 2008.

Cette période de quinze jours correspond à trois alertes qui se sont toutes avérées être des vrais sursauts gamma et non de fausses alertes ou autres sources transitoires. Les caractéristiques de ces trois sursauts sont reprises dans la table 5.5. Remarquons que seul le sursaut du 8 février 2007, GRB070208, comporte un redshift qui a pu être mesuré à partir de l'observation d'une contrepartie optique. La direction d'arrivée de neutrinos potentiels est également précisée dans cette table. La dernière ligne de la table 5.5 correspond au nombre d'événements observés pour chacun des sursauts soit le nombre d'événements ayant passé toutes les coupures précédentes. Aucun événement n'a été sélectionné donc aucune corrélation neutrino-sursaut n'a pu être identifiée dans ces données d'une durée de 6 minutes. Comme aucun événement n'a été sélectionné, une limite va être posée.

TAB. 5.5 – Caractéristiques des 3 sursauts gamma apparus lors des 15 premiers jours de prise de données à cinq lignes

Nom du sursaut	GRB070129	GRB070208	GRB070209
Fluence $F_\gamma$ ( $10^{-7} \text{ erg.cm}^{-2}$ )	29.8	4.45	0.22
Durée $T_{90}$ (s)	460.6	47.7	0.09
Redshift $z$	-	1.165	-
Indice spectral $\alpha_\gamma$	-2.01	-1.94	-1.0
Luminosité $L_\gamma$ ( $\text{erg.s}^{-1}$ )	-	$8 * 10^{49}$	-
Direction	descendant	descendant	montant
Événements	0	0	0

### 5.10.2 Limites de flux

Deux spectres peuvent être considérés à cette étape : un spectre moyen de type Waxman-Bahcall, qui a été détaillé dans la section précédente, et un spectre individuel dérivé des paramètres électromagnétiques du sursaut comme au chapitre 4. Cette seconde démarche nécessite la connaissance du redshift. Malheureusement, le seul sursaut dont le redshift a été mesuré n'est pas apparu dans le bon hémisphère (les neutrinos sont descendants). Le seul cas pour lequel les neutrinos sont montants est celui du sursaut du 9 février 2007 : GRB070209. Seul ce sursaut peut donner lieu à l'analyse précédemment décrite car celle-ci a été optimisée pour la recherche de signal dans les événements montants. Sa direction est justement très proche de la direction simulée :  $\theta = 20^\circ$  et  $\phi = 200^\circ$ . Les coupures en amplitude définies précédemment seront alors appliquées pour la définition de la limite dans ce cas.

#### Spectre moyen de Waxman-Bahcall

Rappelons les caractéristiques du spectre de Waxman-Bahcall :

- les pentes du spectre redressé : 1 ; 0 ; -1
- les énergies de coupure : 100 TeV et 10 PeV
- le facteur d'échelle :  $A_\nu = 3.7 * 10^{-5} \text{ GeV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$

Une limite est déterminée sur le facteur d'échelle de façon à observer un nombre d'événements égal à la sensibilité de la méthode soit 2.44. Cette limite est la suivante :

$$E^2 \Phi_\nu = 2.8 * 10^{-2} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1} = 17.6 \text{ GeV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1} \quad (5.29)$$

#### Spectre individuel dérivé des paramètres électromagnétiques du sursaut

Si l'on tient compte des caractéristiques mesurées du sursaut gamma GRB070209 présentées dans la table 5.5, son flux de neutrinos peut être dérivé suivant la méthode développée dans le chapitre 4. Néanmoins, la considération de cas limites est nécessaire



du fait de l'absence de mesure de redshift. Le sursaut GRB070209 est un sursaut court. Les redshifts de sursauts courts sont difficilement mesurables. Cependant, certains ont pu l'être. Les valeurs extrêmes actuelles semblent être, au vu des observations : 0.1 et 1. Ces deux cas extrêmes seront considérés. La forme du spectre change peu avec le redshift. Cependant, les énergies de coupures ainsi que le facteur  $f_\pi$  de transfert de l'énergie au pion peuvent être légèrement modifiés. Ce dernier facteur sera pris égal à sa valeur moyenne 0.2. L'indice spectral haute énergie est déduit de l'indice spectral  $\alpha$  ainsi :  $\beta = \alpha - 1 = -2.4$  (voir chapitre 4). Le spectre redressé en  $E^2$  figure en 5.48.

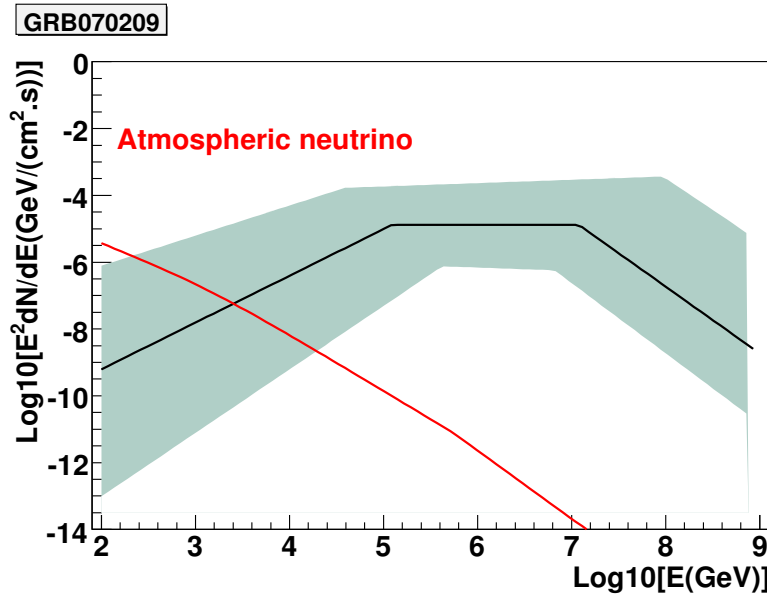


FIG. 5.48 – Flux de neutrinos pour le GRB070209 dérivé de la méthode décrite dans le chapitre 4

Deux luminosités proviennent de la différence de redshift. Dans le cas limite de redshift inférieur, la luminosité est  $9.6 * 10^{48} \text{ erg.s}^{-1}$  alors que dans le cas limite supérieur, elle est de :  $2.02 * 10^{51} \text{ erg.s}^{-1}$ . Ces deux valeurs de luminosité sont à comparer à la moyenne de luminosité des sursauts courts :  $10^{49} \text{ erg.s}^{-1}$ . Le sursaut du 9 février 2007 serait donc proche ou de luminosité supérieure à la moyenne.

De la même manière qu'au paragraphe précédent, deux limites sur le facteur d'échelle sont posées :

$$E^2 \Phi_\nu = 9.6 * 10^{-2} \text{ erg.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} = 60.3 \text{ GeV.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (z = 0.1) \quad (5.30)$$

$$E^2 \Phi_\nu = 4.4 * 10^{-2} \text{ erg.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} = 27.6 \text{ GeV.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (z = 1) \quad (5.31)$$

### 5.10.3 Horizon visible

Ces limites de flux nous permettent de déterminer l'horizon visible par le détecteur ANTARES à cinq lignes. Cet horizon visible est défini comme la distance jusqu'à laquelle

le sursaut est détecté à 90% de niveau de confiance. Il dérive de la distance de luminosité  $d_L$  qui satisfait à l'équation :

$$d_L^2 = \frac{L_\gamma}{4\pi\Phi_\nu} \quad (5.32)$$

La distance de luminosité change avec la luminosité apparente en  $erg.s^{-1}$  qui dépend du redshift.

En considérant les paramètres électromagnétiques caractéristiques du sursaut GRB070209, deux horizons peuvent être donnés 0.91 *Mpc* et 19.5 *Mpc* (figure 5.49) qui correspondent respectivement à un redshift de  $z = 0.00022$  et  $z = 0.0047$ .

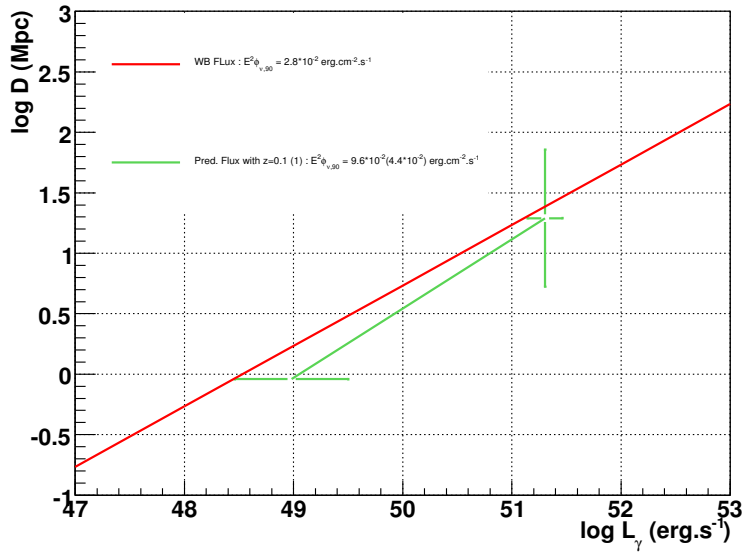


FIG. 5.49 – Horizon visible en fonction de la luminosité pour le GRB070208 si celui-ci suit un spectre de forme Waxman-Bahcall (courbe rouge), ou de sa forme caractéristique (figure 5.48) en vert. Les barres d'erreur sur ces points traduisent les variations des paramètres électromagnétiques. Les sursauts situés en-dessous de la courbe rouge seront visibles par ANTARES s'ils suivent un spectre de type Waxman-Bahcall.

Nous pouvons également représenter l'horizon visible pour un flux de type Waxman-Bahcall en fonction de la luminosité du sursaut représenté en figure 5.49. Cette courbe nous permet également de déterminer l'horizon visible moyen pour les sursauts courts (longs) de luminosité moyenne  $10^{49} erg.s^{-1}$  ( $10^{51} erg.s^{-1}$ ) : 1-5 *Mpc* (20-60 *Mpc*). Précisons également qu'un sursaut très lumineux comme le sursaut apparu le 19 mars 2008 (GRB08 0319B) pourrait être visible dans ANTARES même à de plus grandes distances.

## 5.11 Discussion

Nous avons évoqué précédemment l'importance de deux paramètres dans la recherche d'événements corrélés à des sursauts gamma, la durée de l'intervalle de temps que l'on va utiliser et la coupure angulaire qu'on va effectuer pour définir les régions de recherche. L'optimisation du cône de recherche a été réalisée. Par contre, la durée de l'intervalle de temps a été choisie à sa valeur maximale de manière à maximiser le nombre d'événements de signal. Dans le cas des données spéciales, cette valeur est de 120 s.

Dans cette étude, un paramètre fondamental réside dans le temps de réponse défini comme le délai entre la détection des rayons  $\gamma$  par le satellite et le temps d'enregistrement des premières données non filtrées dans ANTARES pour l'alerte correspondante. La distribution du temps de réponse des alertes apparues pendant la période de prise de données à cinq lignes a été présentée en figure 5.4. Le temps de réponse du sursaut étudié précédemment est de 10 s alors que son émission prompte n'a duré que 0.09 s. Ainsi, les données spéciales enregistrées pour ce sursaut ne contiennent pas la période d'émission prompte. Néanmoins, dans ce cas de figure, un éventuel signal pourrait être corrélé avec l'émission rémanente.

Les sursauts gamma longs, de durée supérieure à deux secondes, représentent un cas plus favorable. En effet, étant plus longs, les chances de chevauchement de prise de données spéciales avec l'émission prompte sont plus grandes. Or, les modèles communément admis prédisent des neutrinos en corrélation temporelle avec l'émission prompte  $\gamma$ . De plus, le temps de mémorisation des données a été augmenté début 2008 à 60 s alors qu'il n'était que de 13 s en moyenne pour la période de prise de données à cinq lignes (voir figure 5.4). Ceci augmente également la probabilité de couvrir l'émission prompte lors de la prise de données spéciales.

## 5.12 Conclusions

Toute cette procédure d'analyse a été développée sur des simulations Monte Carlo des données muons et neutrinos atmosphériques générés dans un détecteur à cinq lignes, déviées par le courant marin ( $9 \text{ cm.s}^{-1}$ ). L'objectif de cette stratégie est de distinguer les neutrinos des muons atmosphériques mal reconstruits. La conservation du plus grand nombre d'événements tout au long de la procédure et une volonté d'application des coupures sélectives entre muons atmosphériques et muons neutriniques uniquement après reconstruction sont les bases de cette stratégie.

La logique de déclenchement a donc été choisie sur un critère de moindre rejet c'est-à-dire avec une grande efficacité de déclenchement mais également sur des critères de dépendances en bruit de fond optique et en la géométrie du détecteur considéré. La logique sélectionnée, basé sur la demande d'un cluster T3 au minimum, requiert un faible nombre de coïncidences locales ce qui assure une efficacité de sélection importante. L'application de cette sélection a pour but d'écarter les hits induits par du bruit de fond optique et donc de retirer les événements qui ne pourront pas être reconstruits (en raison d'un manque de hits) sans véritablement réaliser de sélections contraignantes. La reconstruction des traces des événements ainsi sélectionnés est ensuite appliquée. La méthode choisie est rapide (car initialement développée pour une utilisation online) et basée sur un principe de minimisation de  $\chi^2$  des différents ajustements réalisés. Les événements multi-lignes ne peuvent être reconstruits avec moins de 5 hits. Or, les événements multi-lignes sont indispensables au pointage.

A la suite de la reconstruction, la sélection des muons issus de neutrinos vis-à-vis des muons atmosphériques peut être optimisée. Les coupures portent sur le nombre de lignes (2 requises pour l'ajustement), le nombre de hits (6 au moins utilisés pour l'ajustement) et les facteurs de qualité d'ajustement ( $\chi^2$ ) : un facteur de qualité inférieur à 1.45 et un facteur de qualité supérieur à 1.9 pour les ajustements de trace et de point lumineux. L'application de ces coupures permet d'obtenir un échantillon de neutrinos pur à 99 % avec un taux de 1.59 neutrinos atmosphériques par jour dans un détecteur à cinq lignes.

La résolution angulaire obtenue après cette sélection atteint  $4^\circ$  ce qui est suffisant dans l'étude des sursauts gamma. En effet, la connaissance précise de la position fournie avec l'alerte permet de définir une fenêtre angulaire de recherche de corrélation entre un éventuel événement neutrino et une source de type sursaut gamma. Ceci autorise une résolution angulaire de quelques degrés. En effet, dans cette fenêtre de quelques degrés, la probabilité de présence d'un neutrino atmosphérique pendant la durée du sursaut est très faible, de l'ordre de  $3 * 10^{-5}$ . La surface effective peut atteindre  $2 \text{ m}^2$  à très haute énergie.

Cette procédure n'est applicable que dans le cas unique des sources transitoires telles que les sursauts gamma. En effet, une prise de données sans aucun filtrage et autorisant une analyse *a posteriori* n'a été développée que dans ce seul cas. Une prise de données spécifique est déclenchée dans ANTARES, par une alerte de satellite, en parallèle de la prise de données standard. La procédure d'analyse *a posteriori* de cet échantillon brut est donc complètement libre et a été optimisée pour les données à cinq lignes dans ce travail.

Cette stratégie, jusqu'à maintenant développée sur les simulations, devrait être rapidement appliquée aux données brutes enregistrées dans le cadre de la prise de données spécifique aux sources transitoires. Une première limite a été établie à partir des données spéciales enregistrées lors de la réception de l'alerte correspondant au sursaut GRB070209. Cette limite a pu être posée pour un spectre moyen de type Waxman-Bahcall et également pour un spectre dérivé de ses paramètres électromagnétiques. L'horizon visible de ce sursaut dans ANTARES serait de 0.91 Mpc et de 19.5 Mpc dans deux cas extrêmes de redshift :  $z = 0.1$  et  $z = 1$ . Remarquons toutefois que ce sursaut ne correspondait pas au cas le plus favorable car il s'agissait d'un sursaut court. Or, les sursauts longs, autorisant un éventuel chevauchement des données spéciales de sursauts gamma avec l'émission prompte, devraient permettre d'améliorer cette limite. C'est pourquoi cette stratégie va donner lieu à une recherche de corrélations neutrinos-sursauts gamma pour les 109 alertes exploitables apparues en 2007 durant la période d'opération du détecteur à cinq lignes. Une éventuelle corrélation des événements passant les coupures dans la direction des sursauts sera recherchée. Si aucun événement ne figure dans cette sélection, une limite moyenne pourra être calculée.



# Conclusion

Le récent achèvement de la construction du détecteur ANTARES devrait permettre d'apporter de nombreuses informations sur les mécanismes d'accélération des particules. Construire un tel détecteur à grande profondeur dans le but de détecter des neutrinos d'origine cosmique représente un défi de la physique moderne mais également un défi technique.

Les trajectoires des muons issus des premiers neutrinos atmosphériques sont continuellement reconstruites. Cette reconstruction requiert la connaissance des positions des photomultiplicateurs avec une précision d'une dizaine de centimètres. Ceci est assuré par un système de positionnement acoustique constitué d'un réseau en trois dimensions d'émetteurs-récepteurs, de transpondeurs et de récepteurs. Les premiers résultats du système de positionnement acoustique et la première estimation des incertitudes systématiques ont été obtenus dans le cadre de cette étude. Les résultats dans la configuration acoustique des cinq premières lignes ont permis de valider les requêtes imposées par la précision temporelle de l'ordre de la nanoseconde exigée pour la reconstruction : la précision sur la position des modules acoustiques, estimée comme un résidu en distance, est inférieure à la dizaine de centimètres. Les principales incertitudes systématiques proviennent des variations de vitesse du son ou de la perte d'un émetteur. L'influence de la vitesse du son, utilisée pour convertir les temps de propagation acoustiques en distances, avant triangulation, ainsi que l'influence de la perte d'un émetteur ont été quantifiées sur la précision acoustique. Une forte modification (de  $1 \text{ m.s}^{-1}$ ) de la vitesse du son entraînerait une modification des altitudes pouvant atteindre une différence de 30 cm en haut de ligne. La perte d'un émetteur joue un rôle bien plus important dans le plan horizontal : une différence d'une dizaine de centimètres peut être mesurée si un émetteur extérieur (à une des extrémités du site) est manquant. Cette dernière valeur ne pourra qu'être améliorée dans les configurations suivantes, à dix ou douze lignes, qui permettent une meilleure précision. L'évaluation de l'influence des incertitudes acoustiques sur l'alignement et a fortiori sur la reconstruction des muons ne pourront être évaluées qu'étape par étape.

L'étude des sursauts gamma a donné lieu à deux parties : une partie théorique de prédiction du nombre de neutrinos attendus pour des sursauts gamma individuels détectés par Swift et une partie de développement de stratégie d'analyse dans un détecteur à cinq lignes. La première permet d'estimer le flux de neutrinos à partir du flux de  $\gamma$  observés par les satellites et donc le nombre d'événements que l'on peut espérer observer avec ANTARES. Un très bon rapport signal sur bruit, de l'ordre de  $10^4$ , est mis en évidence dans cette méthode. Même s'il surpasse largement le nombre d'événements dû au bruit de

fond atmosphérique, le nombre d'événements de signal dans ANTARES pour un sursaut individuel demeure faible. Cependant, quelques remarques sont nécessaires : ce calcul a tout d'abord été effectué suivant de nombreuses incertitudes et approximations ce qui limite le résultat à une estimation et non à une contrainte. D'autre part, il a été réalisé dans le cadre du modèle de la boule de feu pour les chocs internes. D'autres modèles devraient fournir de meilleures prédictions notamment par la prise en compte de l'accélération des noyaux et non uniquement des protons. Un seul neutrino détecté en corrélation avec un sursaut gamma serait significatif.

Une stratégie d'analyse des données spéciales a été développée pour augmenter la sensibilité à ces sources dans un détecteur à cinq lignes. La prise de données spécifique repose sur le déclenchement, suite à la détection d'un sursaut par un satellite, d'un enregistrement des données sans filtrage pendant deux minutes autour de la réception de l'alerte. Une analyse *a posteriori* peut être développée en prenant compte le caractère transitoire de ce type de sources et sa position. Cette analyse optimisée et robuste a été développée sur simulations Monte Carlo. Elle permet d'atteindre une bonne surface effective (de l'ordre du  $m^2$ ) et une résolution angulaire de  $4.5^\circ$ , ce qui est tout à fait acceptable. En effet, la position du sursaut étant connue, la recherche d'événements pouvant provenir du sursaut est limitée à un cône d'ouverture angulaire optimisée pour différentes positions et restreinte. Or, dans ce cas, la contamination du bruit de fond atmosphérique est très faible, de l'ordre de  $3 * 10^{-5}$  pour une durée de 120 s et une fenêtre angulaire de  $5^\circ$ . L'analyse des données réelles suivant cette procédure devrait permettre, dans un futur proche, de poser une limite sur le flux de neutrinos issus des sursauts gamma ou de conduire à la découverte de neutrinos cosmiques issus de ces sources encore si énigmatiques.



# Annexe A

## Neutrinos solaires et atmosphériques

### A.1 Les neutrinos solaires

La détection de neutrinos fournit des informations sur les réactions nucléaires et sur les caractéristiques de production des neutrinos (flux, spectre en énergie) intervenant au sein du Soleil, permettant ainsi de valider les modèles. C'est par l'observation du flux de neutrinos que fut mis en évidence le déficit de neutrinos électroniques (Cl, expériences Kamiokande et GALLEX).

Les expériences de détection des neutrinos solaires se divisent en deux catégories :

1. les mesures radiochimiques, qui utilisent la transformation induite par les neutrinos électroniques par décroissance  $\beta$  inverse d'atomes de type connu (Cl ou Ga typiquement) en un élément dont on observe la décroissance radioactive
2. les mesures en temps réel du nombre d'événements produits par interaction des neutrinos dans un milieu

La première expérience qui définit le flux de neutrinos solaires fut celle menée de 1968 à 2002 par Ray Davis et ses collaborateurs dans l'ancienne mine d'or d'Homestake en Dakota du Sud, Etats-Unis. Cette équipe utilisa la réaction de capture des neutrinos électroniques sur le  $^{37}\text{Cl}$  produisant ainsi de l' $^{37}\text{Ar}$ , isotope radioactif, alors condensé dans un compteur proportionnel pour révéler un taux de neutrinos trois fois moins important que celui prédit par le modèle standard solaire.

Les expériences suivantes ont plutôt utilisé le Gallium, qui présente un seuil de capture des neutrinos électroniques plus bas que le Chlore permettant ainsi de visualiser des neutrinos provenant de différentes réactions ayant lieu au coeur du Soleil. SAGE, en Russie, ainsi que GALLEX puis GNO, à Gran Sasso en Italie, utilisaient la réaction :  $(^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge})$  en observant la décroissance radioactive du  $^{71}\text{Ge}$  suivant son extraction puis sa condensation dans des compteurs proportionnels. Un déficit de neutrinos électroniques solaires fut également déduit de ces deux expériences.

Les mesures en temps réel utilisent toutes comme principe de détection l'effet Cherenkov. Deux expériences majeures ont permis jusqu'à ce jour la mise en évidence par ce principe de détection du déficit de neutrinos électroniques originaires du Soleil : Kamio-kande suivie de SuperKamio-kande dans la mine Kamioka au Japon (à 1000 mètres de profondeur) et Sudbury Neutrino Observatory (SNO) à 2000 mètres de profondeur dans la mine de Creighton en Ontario au Canada.

Dans le cas de Kamio-kande, la diffusion élastique des neutrinos électroniques était identifiée par la détection du cône Cherenkov émis par l'électron de recul. Le seuil en énergie étant de 7 MeV, la sensibilité du détecteur ne pouvait atteindre que les neutrinos solaires provenant de la désintégration du  ${}^8B$  ou de la réaction  ${}^3He p$ , dont la contribution est très faible. Par le développement de SuperKamio-kande, le volume effectif passa de 10 ktonnes à 22.5 ktonnes, permettant ainsi d'augmenter considérablement le taux de comptage. La dépendance du flux de neutrinos en temps dans l'année suivant la variation de distance Terre-Soleil a été étudiée ainsi que le couplage du champ magnétique des différentes parties du Soleil traversées (suivant le temps dans l'année) avec un éventuel moment magnétique du neutrino, de façon à confirmer ou infirmer l'hypothèse de son moment magnétique quasi nul. La dépendance du flux de neutrinos en angle zénithal a également été suivie avec, pour objectif, la recherche de l'augmentation des oscillations engendrées par la présence de matière. Toutes ces corrélations n'ont pas été confirmées ; cependant, un déficit en neutrinos électroniques a également été observé. Les différentes modifications du modèle standard solaire n'ont pu expliquer les variations entre l'observation et le modèle contribuant ainsi à la confirmation du phénomène d'oscillations.

La preuve indubitable en fut apportée par SNO. En effet, cette expérience mesure le flux de neutrinos solaires provenant de la désintégration du  ${}^8B$  à travers trois réactions complémentaires, dans un grand volume d'eau lourde ( $D_2O$ ) :

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (\text{courant chargé, seuil en énergie 5 MeV}) \quad (\text{A.1})$$

$$\nu_{e,\mu,\tau} + d \rightarrow p + n + \nu_{e,\mu,\tau} \quad (\text{courant neutre, seuil en énergie 2.2 MeV}) \quad (\text{A.2})$$

$$\nu_{e,\mu,\tau} + e^- \rightarrow \nu_{e,\mu,\tau} + e^- \quad (\text{diffusion élastique, seuil en énergie 5 MeV}) \quad (\text{A.3})$$

La réaction par courant neutre peut être identifiée grâce à la détection de neutrons alors que les flux produits par les réactions de diffusion élastique et par courant chargé sont mesurés grâce à la lumière Cherenkov émise par les électrons. L'observation de neutrons est rendue possible par effet Cherenkov lorsqu'ils sont capturés par les atomes de deutérium de l'eau lourde alors à l'origine de la production de  $\gamma$  de 6.25 MeV. La différenciation entre les flux observés pour les réactions par courant chargé et par courant neutre respectivement sensibles aux neutrinos électroniques et aux neutrinos de toute saveur fournit une preuve claire de l'existence des oscillations de neutrinos, qui fut en effet enterinée par les mesures de la première phase du détecteur. Une seconde phase d'exploitation du détecteur consistait en l'ajout de sel à l'eau lourde permettant une meilleure identification des réactions par courant neutre que dans la première phase car la détection des neutrons est améliorée par capture par le chlore. En effet, le flux total de neutrinos conforte bien les calculs issus du modèle standard solaire associés à la désintégration du  ${}^8B$  alors que

l'observation du flux de neutrinos électroniques révèle un déficit [112]. Les expériences de mesure de flux de neutrinos solaires apportent des informations sur  $\theta_{12}$  car les neutrinos sont plus largement et presque exclusivement produits sous leur saveur électronique au sein du Soleil.

Différentes expériences, mises en place depuis quelques dizaines d'années en aval d'accélérateurs ou de réacteurs nucléaires qui produisent en grand nombre des neutrinos électroniques, ont permis de confirmer l'existence de telles oscillations.

## A.2 Neutrinos observés en aval d'accélérateurs ou de réacteurs

De nombreux détecteurs, tels que NOMAD (CERN), Kamiokande (Japon) puis SuperKamiokande, K2K (Japon), MINOS (Soudan 2, Minnesota), situés juste après la production des flux de neutrinos par des accélérateurs tels que KEK (Japon) ou Fermilab (Chicago), permettant d'identifier les saveurs de neutrinos produits, sont destinés à imposer des limites sur les différents paramètres d'oscillations et notamment sur  $\theta_{13}$ . En effet, associés à des détecteurs situés à des centaines de kilomètres, distances largement supérieures à la longueur d'oscillation, l'étude des oscillations est rendue possible.

L'expérience CHOOZ a d'ores et déjà mis une limite inférieure à  $11^\circ$  pour le paramètre  $\theta_{13}$ . De nouvelles expériences telles qu'OPERA, observant un flux de neutrinos émis au CERN dans la direction du laboratoire de Gran Sasso en Italie ont pour objectif de contraindre ces paramètres plus encore que leurs prédécesseurs en améliorant la sensibilité.

Des expériences telles que Borexino à Gran Sasso ou KamLAND au Japon ont pour objectif la détection des neutrinos issus du  ${}^7\text{Be}$  à travers la réaction de diffusion élastique. Les résultats récents de KamLAND ont apporté la preuve de la disparition des anti-neutrinos électroniques entre le réacteur nucléaire les ayant émis et le détecteur, validant ainsi le fait que la probabilité de disparition des neutrinos et des anti-neutrinos électroniques est la même.

## A.3 Les neutrinos atmosphériques

Les expériences destinées à la détection de neutrinos atmosphériques ont vu le jour dans les projets dont le but premier était de détecter la décroissance du proton dont le temps de vie dépasse  $10^{32}$  ans, les neutrinos atmosphériques étant alors considérés comme la source principale de bruit de fond. Ces neutrinos sont produits par interaction des rayons cosmiques avec les noyaux de la haute atmosphère et présentent un intérêt autre que l'étude du bruit de fond. En effet, ils peuvent être considérés comme un échantillon de neutrinos électroniques et muoniques qui parcourent naturellement des distances allant de la dizaine à plusieurs milliers de kilomètres, permettant ainsi l'étude des oscillations neutriniques.

Deux types de détecteurs ont été développés :

- les détecteurs Cherenkov
- les détecteurs de traces

Dans les détecteurs Cherenkov, il est possible de discerner les électrons résultant de l'interaction des  $\nu_e$  des muons produits par les  $\nu_\mu$ . Un électron produit une gerbe électromagnétique puis les électrons et positrons issus de cette gerbe subissent de nombreuses diffusions alors que le muon se propage quasiment en ligne droite, perdant son énergie par ionisation. Les premiers détecteurs de ce type, IMB (Etats-Unis), qui fonctionna de 1982 à 1991, et Kamiokande (Japon) furent suivis par des détecteurs de seconde génération dont SuperKamiokande. Celui-ci conclut à une oscillation des  $\nu_\mu$  en  $\nu_\tau$  à partir de données cohérentes avec les simulations MonteCarlo dans le cas des  $\nu_e$  mais pas dans celui des  $\nu_\mu$ . Une limite sur  $\theta_{23}$  put en être déduite.

Les détecteurs de trace, tels que Soudan 2 (Minnesota, Etats-Unis) ou ICARUS (Gran Sasso, Italie) constitués de chambres proportionnelles, présentent l'intérêt d'un seuil en énergie plus faible que les détecteurs Cherenkov. Enfin, une expérience comme MINOS (FermiLab) par la mesure du rapport  $\frac{\nu_\mu}{\bar{\nu}_\mu}$  devrait tester la violation CP.

# Annexe B

## Processus radiatifs non thermiques

### B.1 Processus Compton Inverse [113]

Le processus Compton Inverse correspond à la diffusion d'un photon source par un électron relativiste. Le photon acquiert de l'énergie dans ce processus. Les notations choisies sont les suivantes :

- pas d'indice avant diffusion
- indice 1 après diffusion

Dans le référentiel de l'électron au repos, les énergies sont marquées d'un prime : ainsi, le photon incident a une énergie notée  $\epsilon'$ . Les représentations de l'interaction Compton Inverse dans le référentiel de l'observateur et dans le référentiel de l'électron au repos figurent en B.1.

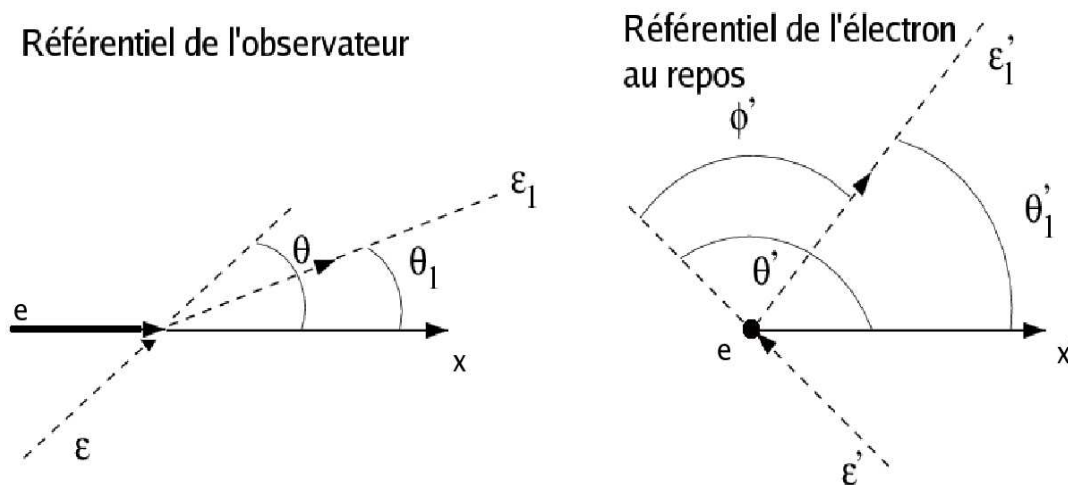


FIG. B.1 – Représentations du processus Compton Inverse dans les référentiels de l'observateur (gauche) et de l'électron au repos (droite)

Considérons un électron très relativiste se propageant dans un champ de photons suivant l'axe  $x$  dans le référentiel de l'observateur (figure B.1-gauche). L'électron subit des diffusions Compton Inverse avec des photons qui se déplacent dans une direction formant un angle  $\theta$  avec l'axe  $x$ . Dans le référentiel de l'électron au repos (figure B.1-droite), l'angle que forme la direction du photon incident avec l'axe  $x$  est défini, après transformation de Lorentz, comme :

$$\tan \theta' = \frac{\sin \theta}{\gamma(\cos \theta - \beta)} \quad (\text{B.1})$$

avec  $\beta c$  la vitesse de l'électron dans le référentiel de l'observateur et  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  le facteur de Lorentz.

Dans le cas où  $\gamma \gg 1$  (électron ultra-relativiste),  $\beta \sim 1 - \frac{1}{2\gamma^2}$ . De plus, l'angle d'arrivée du photon incident (par rapport à l'axe  $x$ ) est très petit. Ainsi, l'électron voit le photon arriver de face depuis une direction située dans un cône d'ouverture très faible ( $\gamma^{-1}$ ) autour de  $x' < 0$ .

Par transformée de Lorentz, l'énergie du photon dans le référentiel de l'électron au repos est :

$$\epsilon' = \gamma\epsilon(1 - \beta \cos \theta) \quad (\text{B.2})$$

qui varie entre les valeurs minimale  $\epsilon/2\gamma$  (pour  $\theta = 0$ ) et maximale  $\epsilon * 2\gamma$  (pour  $\theta = \pi$ ).

L'énergie  $\epsilon'_1$  du photon diffusé suivant l'angle  $\theta'_1$  est donnée, dans ce référentiel, par :

$$\epsilon'_1 = \frac{\epsilon'}{1 + (\epsilon'/mc^2)(1 - \cos \phi')} \quad (\text{B.3})$$

avec  $\phi'$ , l'angle entre les directions du photon incident et du photon diffusé dans le référentiel de l'électron. Par transformée de Lorentz inverse, nous obtenons l'énergie du photon diffusé dans le référentiel de l'observateur :

$$\epsilon_1 = \gamma\epsilon'_1[1 + \beta \cos(\pi - \phi')] \sim \gamma\epsilon'_1(1 - \cos \phi') \quad (\text{B.4})$$

L'énergie maximale du photon diffusé est alors de  $2\gamma\epsilon'_{1,max} \sim 4\gamma^2\epsilon$  pour  $\phi' = \pi$ . Ce maximum correspond à une collision frontale entre électron et photon.

La section efficace différentielle du processus de diffusion est donnée par la formule de Klein-Nishina :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'_1 d\epsilon'_1} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{\epsilon'_1}{\epsilon'}\right)^2 \left(\frac{\epsilon'_1}{\epsilon'} + \frac{\epsilon'}{\epsilon'_1} - \sin^2 \phi'\right) \quad (\text{B.5})$$

avec  $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ , le rayon classique de l'électron.

Deux cas limites se présentent :

- si  $\epsilon' \ll 1$  (limite de Thomson), la diffusion est élastique dans le référentiel de l'électron ( $\epsilon'_1 \simeq \epsilon'$ ). La section efficace est :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'_1 d\epsilon'_1} = \frac{3}{16\pi} \sigma_T (1 + \cos^2 \phi') \quad (\text{B.6})$$

où  $\sigma_T = \frac{8\pi r_e^2}{3} = 6.652 * 10^{-25} \text{cm}^2$ . La section efficace intégrée est égale à  $\sigma_T$  dans ce cas.

- si  $\epsilon' \gg 1$  (limite de Klein-Nishina), les effets quantiques tendent à diminuer la valeur de la section efficace totale qui devient :

$$\sigma_{tot} = \frac{3}{8} \sigma_T \frac{\ln 2\epsilon' + 1/2}{\epsilon'} \quad (\text{B.7})$$

Plaçons-nous dans le cas limite de Thomson. La perte d'énergie de l'électron (correspondante au gain d'énergie du photon) est définie ainsi :

$$-\frac{dE_e}{dt} = \sigma_T c W_\epsilon \quad (\text{B.8})$$

avec  $W_\epsilon$ , la densité d'énergie dans le référentiel de l'observateur. Cette densité d'énergie est définie comme :

$$W_\epsilon = \int (\epsilon')^2 dn / \epsilon = \gamma^2 \int (1 - \beta \cos \theta)^2 \epsilon dn \quad (\text{B.9})$$

Pour une distribution isotropique de photons et  $\beta \sim 1$ , on trouve comme moyenne angulaire  $\langle (1 - \beta \cos \theta)^2 \rangle_{iso} = 4/3$ . D'où :

$$W_\epsilon = \frac{4}{3} \gamma^2 \int \epsilon dn_{iso} = \frac{4}{3} \gamma^2 W_{rad} \quad (\text{B.10})$$

avec  $W_{rad}$  la densité d'énergie du champ de photons incidents.

La perte d'énergie totale ou encore la puissance totale émise sont données par :

$$-\frac{dE_e}{dt} = P_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 W_{rad} \quad (\text{B.11})$$

## B.2 Rayonnement Synchrotron [114]

Le rayonnement synchrotron est le rayonnement électromagnétique produit par une particule chargée relativiste dans un champ magnétique.

Ce processus peut être assimilé à une diffusion Compton sur des photons virtuels du champ magnétique.

La formule de Larmor  $P_{em} = 2q^2 a^2 / 3c^3$  nous donne la puissance émise lors de l'accélération d'une particule de charge  $q$  dans un régime non-relativiste. Dans le cas considéré ici, l'électron, la charge  $q$  est égale à  $e$ .

Considérons simplement, dans un cas relativiste, la relation fondamentale de la dynamique appliquée à la force de Lorentz qui régit le mouvement d'une particule chargée dans un champ électromagnétique. La puissance totale rayonnée par un électron de facteur de Lorentz  $\gamma$  et de masse  $m_e$  se déplaçant suivant un angle  $\theta$  par rapport à la direction du champ magnétique d'intensité  $B$  vaut :

$$P_{sync} = \frac{2e^4}{3m_e^2c^3} B^2 \sin^2 \theta \beta^2 \gamma^2 = 2\sigma_T c \frac{B^2}{8\pi} \sin^2 \theta \beta^2 \gamma^2 \quad (\text{B.12})$$

Si l'on considère une distribution isotrope, la moyenne angulaire de la puissance est alors :

$$P_{sync} = \frac{4}{3} \sigma_T c W_B \beta^2 \gamma^2 \quad (\text{B.13})$$

avec  $W_B = \frac{B^2}{8\pi}$ , la densité d'énergie du champ magnétique.

La géométrie du rayonnement synchrotron pour un électron de vitesse  $\vec{\beta}$  formant un angle  $\theta$  avec le champ magnétique  $\vec{B}$  est présentée sur la figure B.2. Un point important à souligner est que le rayonnement synchrotron d'une particule est elliptiquement polarisé. Si l'observateur voit ce rayonnement lorsque la direction coïncide avec  $\vec{k}$ ,  $\vec{j}$  définit le petit axe de l'ellipse (de polarisation).

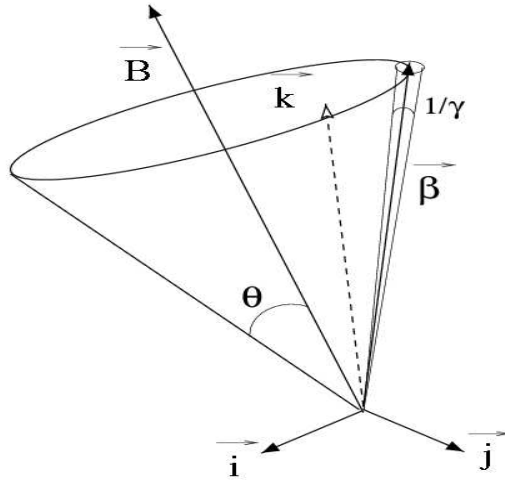


FIG. B.2 – Géométrie du rayonnement synchrotron pour un électron de vitesse  $\vec{\beta}$  formant un angle  $\theta$  avec le champ magnétique  $\vec{B}$

### B.3 Bremsstrahlung

Le rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung sera décrit dans l'annexe D.



# Annexe C

## Absorption des neutrinos dans la Terre

A haute énergie, la Terre devient opaque aux neutrinos. En effet, au vu de la croissance en énergie de la section efficace d'interaction par courant chargé (chapitre 1), les neutrinos sont susceptibles d'être absorbés lors de leur traversée de la Terre. Pour quantifier cette absorption, il est nécessaire de connaître le profil de densité de la Terre. Ceci intervient dans l'estimation du nombre de muons attendus en fonction de la direction d'une source potentielle de neutrinos.

Le profil de densité terrestre utilisé est donné dans [91]. Le modèle fait état de 10 couches concentriques dont la densité dépend de la distance radiale au centre de la Terre  $r$ . Cette densité est représentée sur la figure C.1 en fonction du rayon au centre de la Terre.

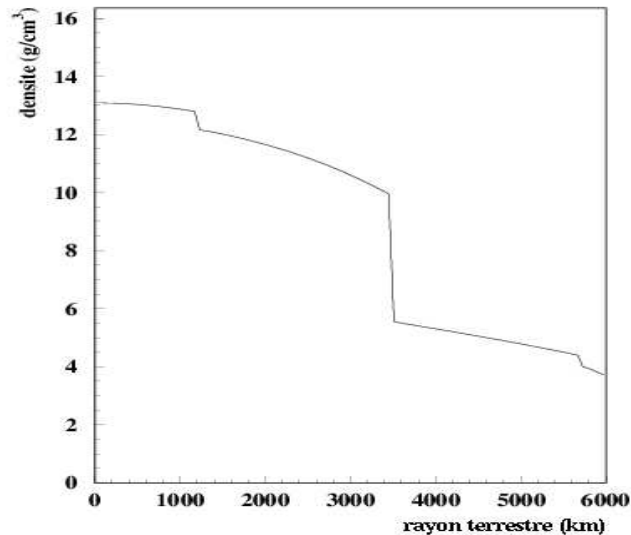


FIG. C.1 – Profil de densité terrestre en fonction de la distance au centre de la Terre

Pour un flux de neutrinos isotrope, le terme d'absorption dans la Terre, pour les particules montantes, s'exprime de la manière suivante :

$$\mathcal{A}(E_\nu) = \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^0 d(\cos \theta) \int d\phi e^{-\frac{\int \rho(\theta) dl}{\mathcal{L}_{int}}} = \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^0 d(\cos \theta) \int d\phi e^{-\mathcal{N} \sigma_{\nu N}^{cc} \int \rho dl} \quad (\text{C.1})$$

avec  $\theta$  et  $\phi$  les angles zénithal et azimutal,  $\mathcal{L}_{int}$  la longueur d'interaction,  $\mathcal{N}$  le nombre d'Avogadro,  $\sigma_{\nu N}^{cc}$  la section efficace d'interaction par courant chargé neutrino-nucléon (chapitre 1) et  $\rho$  la densité du milieu (figure C.1).  $l$  correspond à la distance d'un point au détecteur et peut être exprimée en fonction de  $r$ , la distance radiale au centre de la Terre. Dans un souci de simplification des calculs, le détecteur est supposé se trouver à 3000 m de fond soit à un rayon du centre de la Terre, noté  $R_{det}$ , de 6368 km en considérant le rayon terrestre de 6371 km. Dans ce cas,  $l$  devient :

$$l^2 = r^2 - R_{det}^2 + 2lR_{det} \cos \theta \quad (\text{C.2})$$

$$l = R_{det} \cos \theta \pm \sqrt{r^2 - R_{det}^2 \sin^2 \theta} \quad (\text{C.3})$$

L'épaisseur  $\mathcal{Z}(\theta)$  que doit traverser une particule avant d'arriver au détecteur est définie comme  $\mathcal{Z}(\theta) = \int \rho(\theta) dl$ . Elle est exprimée en mètres équivalent eau et ne dépend que de la densité du milieu traversé le long du parcours. Cette épaisseur est représentée en fonction de l'angle zénithal sur la figure C.2.

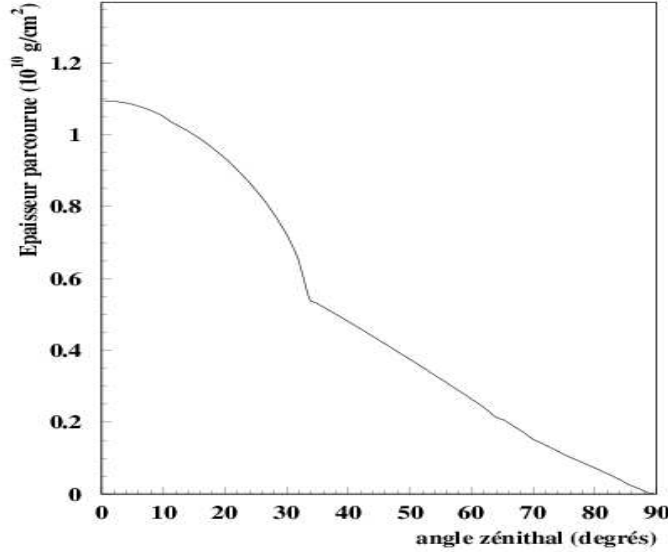
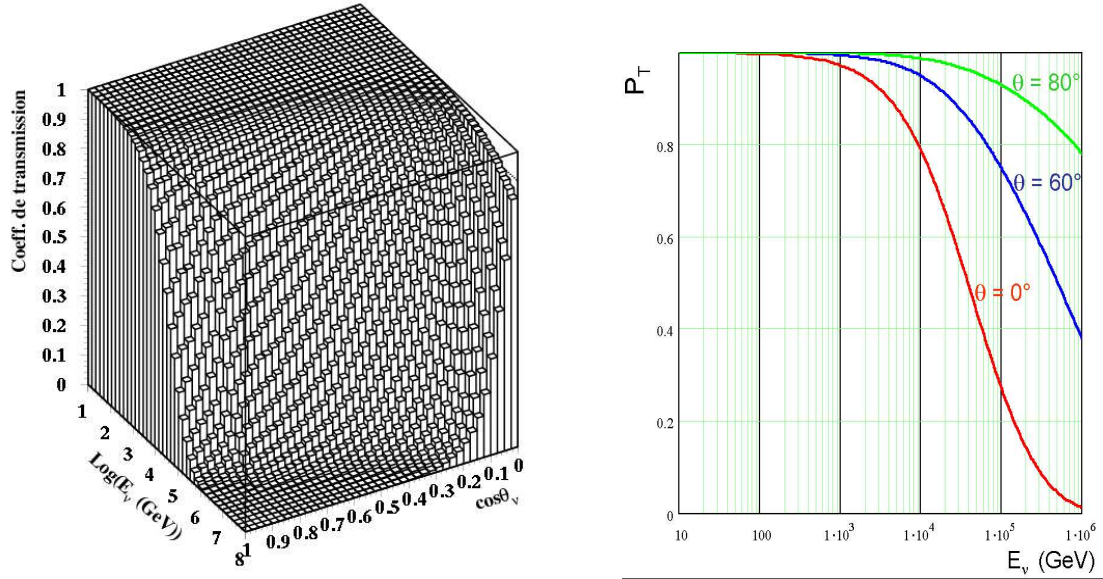


FIG. C.2 – Epaisseur à traverser pour atteindre le détecteur en fonction de l'angle zénithal d'incidence

Le coefficient de transmissibilité dépend à la fois de la direction d'incidence et de l'énergie des particules. Il est représenté en fonction de ces deux variables sur la figure C.3.



(a) Coefficient de transmissibilité de la Terre en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal d'incidence

(b) Coefficient de transmissibilité de la Terre en fonction de l'énergie du neutrino pour différents angles zénithaux

FIG. C.3 – Coefficient de transmissibilité de la Terre en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal d'incidence (gauche) et en fonction de l'énergie du neutrino pour différents angles zénithaux d'incidence (droite)

Evaluer la probabilité  $\mathcal{P}$  qu'un neutrino d'énergie  $E_\nu$  dirigé vers le télescope produise un muon qui atteigne le détecteur avec  $E_\mu > E_{min}$  revient à convoluer la section efficace d'interaction par courant chargé neutrino-nucléon (voir chapitre 1) par le parcours moyen du muon  $\mathcal{R}$  :

$$\mathcal{P}(E_\nu) = \mathcal{N} \sigma_{\nu N}^{cc} \otimes \mathcal{R}(E_\nu, E_{min}) \quad (\text{C.4})$$

Ce parcours moyen est estimé en prenant en compte les interactions possibles du muon avec la matière en annexe D.



# Annexe D

## Propagation du muon dans la matière

Après que le neutrino muonique ait interagi par courant chargé avec un nucléon, le muon produit se propage dans la matière. Il subit alors des pertes d'énergie dont l'origine peut être imputée à divers phénomènes. Deux catégories se distinguent par les caractéristiques des pertes énergétiques qui peuvent être discrètes ou catastrophiques.

**Ionisation** Dans le premier cas, les pertes sont principalement induites par ionisation du milieu. Les muons interagissent par diffusion élastique avec les électrons du cortège des atomes du milieu dans lequel ils se propagent. Ils ionisent ainsi la matière le long de leur trajectoire. Ces pertes en énergie sont données par la formule de Bethe-Bloch :

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

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

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

Cette équation se traduit par :

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

avec  $\Lambda = A(\ln(E/B) + C)$  où  $A, B, C$  sont des constantes. A haute énergie,  $\Lambda(E)$  est assimilé à une constante équivalente à  $2 \text{ MeV}/(\text{g.cm}^{-2})$ .

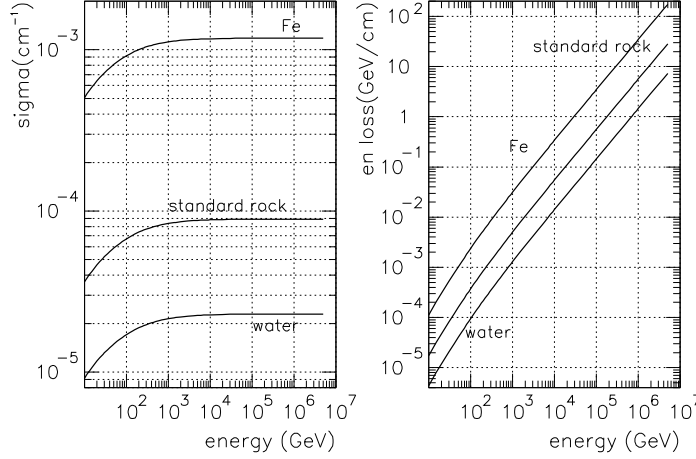


FIG. D.1 – Section efficace (gauche) associée au processus de création de paires et pertes d'énergie (droite) induites dans l'eau, le fer et la roche.

Les processus radiatifs à l'origine de pertes d'énergie catastrophiques deviennent prépondérants à haute énergie. Trois phénomènes interviennent :

1. la création de paires de leptons
2. le rayonnement de freinage
3. les interactions photonucléaires

**Création de paires** Au delà du TeV, la création de paires est le processus le plus important pour la perte d'énergie du muon. Elle s'apparente à des cascades électro-magnétiques composées de particules secondaires : électrons, positrons et gammas. La section efficace de production de paires  $e^-$ ,  $e^+$  est donnée par la formule :

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

avec  $\rho = (E^+ - E^-)/(E^+ + E^-)$  caractéristique de l'asymétrie du processus.  $\phi_e$  et  $\phi_\mu$  correspondent aux différents diagrammes d'électrodynamique quantique.  $v$  représente la fraction d'énergie transmise à la paire. Les pertes d'énergie proviennent de l'intégration de la section efficace :

$$\frac{dE}{dX} = 2E \frac{\mathcal{N}_A}{A} \int_{v_{min}}^{v_{max}} v \int_0^{\rho_{max}} \frac{d^2\sigma}{dv d\rho} d\rho dv \equiv \frac{-E}{\xi_{pair}} \quad (\text{D.5})$$

Les sections efficaces associées aux processus de création de paires ainsi que les pertes d'énergie induites dans différents milieux sont représentées dans la figure D.1.

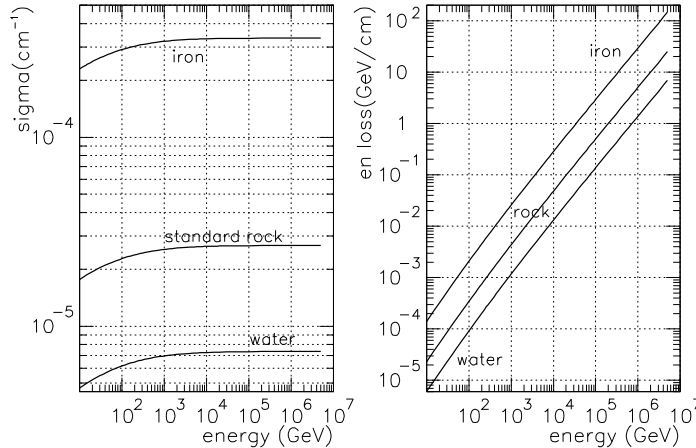


FIG. D.2 – Section efficace (gauche) associée au processus de rayonnement de freinage et pertes d'énergie (droite) induites dans l'eau, le fer et la roche.

**Rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung** Toute particule chargée qui se propage dans la matière et traverse une région de champ électro-magnétique est décélérée et émet un rayonnement de freinage. La section efficace de ce processus est inversement proportionnelle au carré de la masse du projectile. Ainsi, l'effet de Bremsstrahlung devient important pour des particules de type électronique ou muonique de haute énergie. Le milieu intervient par le biais de  $Z^2$  dans la section efficace : un élément lourd produit alors une perte beaucoup plus importante qu'un élément léger par rayonnement de freinage et également plus par rapport aux pertes par ionisation du milieu dont la section efficace dépend de  $Z$ . La section efficace est définie par :

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

avec  $\phi$  une fonction traduisant l'influence du milieu traversé.

Les pertes d'énergie sont déduites de l'intégrale de la section efficace :

$$\frac{dE}{dX} = E \frac{\mathcal{N}_A}{A} \int_{v_{min}}^{v_{max}} v \frac{d\sigma}{dv} dv \equiv \frac{-E}{\xi_{brem}} \quad (\text{D.7})$$

Les sections efficaces associées au processus de rayonnement de freinage ainsi que les pertes d'énergie induites dans différents milieux sont représentées dans la figure D.2.

**Interactions photonucléaires** Le muon peut également interagir avec un nucléon d'un atome composant le milieu par échange d'un photon virtuel : c'est une interaction photonucléaire. Cette interaction, bien que rare, peut devenir importante à partir de quelques TeV. La section efficace est définie par :

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

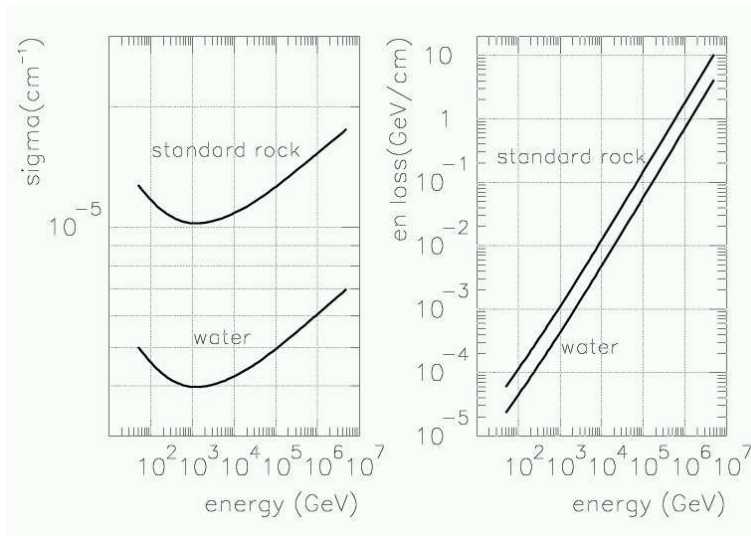


FIG. D.3 – Section efficace (gauche) associée aux interactions photonucléaires et pertes d'énergie (droite) induites dans l'eau, le fer et la roche.

avec  $Q^2$  le quadri-moment de transfert au carré, et  $F_2^p(x, Q^2)$  la fonction de structure du proton. L'intégration de la section efficace permet de connaître les pertes en énergie :

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

Les sections efficaces associées aux interactions photonucléaires ainsi que les pertes d'énergie induites dans différents milieux sont représentées dans la figure D.3.

**Pertes totales d'énergie** La perte d'énergie totale d'un muon au cours de sa propagation dans le milieu est exprimée ainsi :

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

avec  $\xi^{-1} = \xi_{pair}^{-1} + \xi_{brem}^{-1} + \xi_{pn}^{-1}$ . Elle est représentée sur la figure D.4 dans l'eau (figure de gauche) et dans la roche (figure de droite). Dans cette figure sont également représentées les pertes d'énergie dues aux processus d'ionisation (ion), de création de paires (p), de rayonnement de freinage (b) et aux interactions photonucléaires (pn).

L'équation D.10 traduit l'existence d'un seuil  $\epsilon \equiv \Lambda \xi$  (situé autour du TeV) à partir duquel les pertes catastrophiques dominent les pertes d'ionisation. Dans cette deuxième partie, la perte moyenne est proportionnelle à l'énergie. Toutefois, les écarts à cette moyenne peuvent être importants comme dans le cas de processus catastrophiques tels que des cascades électromagnétiques. En effet, celles-ci engendrent soudainement beaucoup de lumière, ce qui détériore la résolution en énergie estimée à partir de la charge déposée dans les photomultiplicateurs.



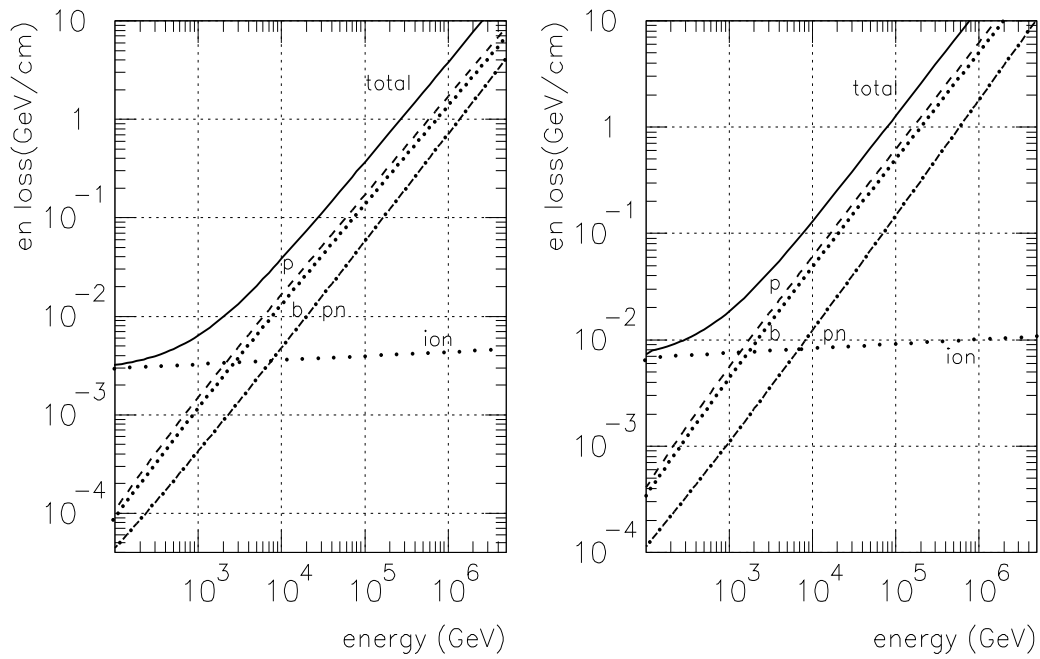


FIG. D.4 – Pertes d'énergie totale (en trait plein) pour un muon se propageant dans l'eau (gauche) ou dans la roche (droite). Les pertes d'énergie induites par les processus d'ionisation (ion), de création de paires (p), de rayonnement de freinage (b) et par les interactions photonucléaires (pn) sont représentées en traits pointillés.

L'énergie moyenne d'un muon d'énergie initiale  $E_0$  ayant parcouru une distance  $X$  est donnée par :

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

Résoudre  $\langle E(x) \rangle = 0$  permet de déterminer l'énergie minimale que doit avoir le muon en surface pour atteindre la profondeur  $X$  :

$$E_0^{min} = \epsilon(e^{X/\xi} - 1) \quad (\text{D.12})$$

La perte d'énergie moyenne du muon permet d'estimer le parcours moyen  $\mathcal{R}$ , utile à la détermination du nombre d'événements attendus dans le détecteur :

$$\mathcal{R}(E_\mu, E_{min}) = \xi \ln \frac{\Lambda + E_\mu/\xi}{\Lambda + E_{min}/\xi} \quad (\text{D.13})$$

Ce parcours moyen est représenté en fonction de l'énergie du neutrino initial sur la figure D.5.

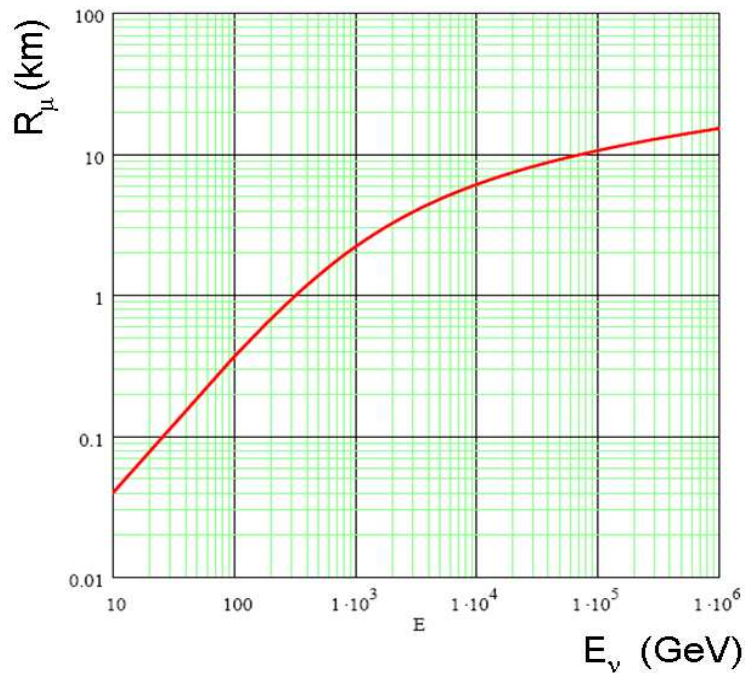


FIG. D.5 – Parcours moyen du muon en fonction de l'énergie du neutrino initial

# Annexe E

## Filtrage acoustique

TAB. E.1 – Différents filtrages appliqués aux modules acoustiques de la ligne 1 et résolutions estimées à partir des sigmas des ajustements gaussiens avant et après filtrage(s)

Rx 11	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	4.09	17.52	4.18	23.03	5.73	5.99	45.41
filt 1	15	50	15	60	15	15	50
filt 2	10	35	10	35	15	15	50
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	3.41	12.45	3.68	13.56	4.9	5.11	26.51
Rx 12	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	1.63	2.23	2.89	3.23	2.0	2.56	13.06
filt 1	5	5	10	10	5	5	30
filt 2	5	5	10	10	10	10	25
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	1.54	1.82	2.86	3.11	1.81	2.06	9.1
Rx 13	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	20.01	7.01	4.24	6.44	7.13	4.66	45.6
filt 1	30	15	12	15	15	12	80
filt 2	15	15	12	15	15	15	60
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	5.97	4.99	3.88	5.24	5.11	4.26	26.54
Rx 14	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	flat	5.22	3.85	5.45	2.83	4.09	38.59
filt 1	50	10	10	15	10	10	80
filt 2	10	10	10	15	10	10	30
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	5.21	3.48	3.39	4.93	2.82	3.5	9.75
Rx 15	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	-	14.43	10.89	23.41	5.05	12.06	34.66
filt 1	50	30	25	60	10	30	80
filt 2	40	15	15	35	10	20	50
filt 3	40	15	15	25	10	15	40
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	-	5.47	5.16	9.89	2.78	5.57	16.73

TAB. E.2 – Différents filtrages appliqués aux modules acoustiques de la ligne 2 et résolutions estimées à partir des sigmas des ajustements gaussiens avant et après filtrage(s)

Rx 21	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	46.63	1.65	19.73	5.07	85.59	6.33	flat
filt 1	80	10	50	15	80	20	100
filt 2	50	10	35	15	50	20	50
filt 3	25	10	25	15	50	20	50
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	9.45	1.58	9.37	4.74	18.65	6.0	22.65
Rx 22	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	4.89	5.78	4.13	2.77	4.85	3.11	10.61
filt 1	12	15	20	10	12	8	25
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	4.19	5.26	4.17	2.8	4.46	2.9	8.92
Rx 23	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	83.59	-	78.53	42.48	118.98	21.42	102.01
filt 1	100	-	100	80	100	50	120
filt 2	60	-	60	50	100	30	60
filt 3	40	-	40	30	100	30	60
filt 4	40	-	40	20	100	30	60
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	17.13	-	16.49	7.61	49.52	10.65	27.62
Rx 24	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	-	6.79	2.16	1.61	2.74	1.91	5.56
filt 1	10	20	10	10	10	15	30
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	1.73	5.29	2.22	1.66	2.78	1.96	5.65
Rx 25	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	4.16	14.72	2.67	3.08	3.17	3.45	7.89
filt 1	10	35	15	15	15	15	20
filt 2	10	25	10	10	10	10	20
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	2.64	9.09	2.66	2.88	3.07	3.11	6.77

TAB. E.3 – Différents filtrages appliqués aux modules acoustiques de la ligne 3 et résolutions estimées à partir des sigmas des ajustements gaussiens avant et après filtrage(s)

Rx 31	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	4.9	2.63	0.84	2.16	2.86	5.07	3.97
filt 1	12	10	5	10	10	15	15
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	4.35	2.63	0.84	2.17	2.83	4.9	3.89
Rx 32	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	2.53	2.5	0.96	3.35	3.63	3.38	8.46
filt 1	10	10	5	10	10	10	20
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	2.6	2.55	1.0	3.26	3.41	3.24	6.92
Rx 33	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	3.55	3.03	1.02	2.02	1.93	6.13	3.71
filt 1	10	10	5	10	10	15	10
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	3.39	3.02	1.06	2.12	2.03	5.41	3.38
Rx 34	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	1.98	2.15	1.25	1.96	1.92	3.3	6.95
filt 1	10	10	5	10	10	10	20
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	2.06	2.25	1.28	2.01	1.97	3.22	6.72
Rx 35	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	1.87	2.29	1.17	1.76	1.7	3.13	6.0
filt 1	10	10	5	10	10	10	15
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	1.93	2.34	1.2	1.81	1.75	3.14	5.41

TAB. E.4 – Différents filtrages appliqués aux modules acoustiques de la ligne 4 et résolutions estimées à partir des sigmas des ajustements gaussiens avant et après filtrage(s)

Rx 41	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	4.58	2.0	2.87	0.84	4.2	3.46	3.35
filt 1	15	8	8	5	15	10	10
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	4.55	2.01	2.71	0.84	4.2	3.34	3.29
Rx 42	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	2.25	1.71	2.03	1.2	3.06	2.49	4.15
filt 1	8	10	8	5	10	10	15
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	2.29	1.76	2.07	1.24	3.06	2.53	4.28
Rx 43	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	2.44	1.76	1.81	1.39	2.68	2.74	5.03
filt 1	10	10	10	10	10	10	15
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	2.5	1.82	1.86	1.42	2.72	2.76	4.95
Rx 44	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	2.28	1.54	1.64	1.07	2.63	2.8	3.41
filt 1	10	10	5	5	10	10	10
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	2.33	1.59	1.64	1.11	2.66	2.83	3.28
Rx 45	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	2.05	1.4	1.44	1.4	2.27	2.32	3.15
filt 1	8	8	8	8	10	10	10
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	2.1	1.45	1.49	1.44	2.31	2.34	3.15

TAB. E.5 – Différents filtrages appliqués aux modules acoustiques de la ligne 5 et résolutions estimées à partir des sigmas des ajustements gaussiens avant et après filtrage(s)

Rx 51	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	3.52	5.35	3.97	6.04	0.84	3.89	7.09
filt 1	10	15	10	15	5	15	15
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	3.31	5.06	3.62	5.44	0.84	3.96	5.71
Rx 52	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	2.25	2.96	1.84	2.7	0.92	3.66	4.82
filt 1	8	10	8	10	5	10	10
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	2.3	2.96	1.9	2.75	0.97	3.48	3.81
Rx 53	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	2.14	2.94	1.82	2.85	1.0	3.25	6.26
filt 1	8	10	10	10	5	10	15
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	2.17	2.92	1.86	2.85	1.04	3.15	5.49
Rx 54	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	2.04	2.86	1.58	2.5	1.16	3.21	6.33
filt 1	8	10	8	8	5	10	15
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	2.06	2.85	1.62	2.48	1.2	3.17	5.59
Rx 55	Cyc 1	Cyc 2	Cyc 3	Cyc 4	Cyc 5	Cyc 6	Cyc 7
$\sigma_{init}$ ( $\mu s$ )	1.73	2.85	1.71	3.02	1.11	2.83	5.25
filt 1	10	10	10	10	5	10	15
$\sigma_{fin}$ ( $\mu s$ )	1.76	2.86	1.76	2.99	1.14	2.85	5.01



# Annexe F

## Paramètres moyens des Sursauts Gamma

TAB. F.1 – Paramètres moyens des Sursauts Gamma observés par Swift [86]

Paramètre	Symbole	Unité	Valeur
Fluence $\gamma$	$F_\gamma$	$erg.cm^{-2}$	$10^{-5}$
Redshift	$z$	-	2
Distance de luminosité	$d_L$	Gpc	15
Energie $\gamma$	$\varepsilon_\gamma$	keV	10 – 300
Energie $\nu$	$\varepsilon_\nu$	GeV	$10^3 - 10^7$
Fractions d'équipartition	$\xi_B$	-	0.1
	$\xi_e$	-	0.1
Energie transférée au $\pi$	$f_\pi$	-	0.2
Luminosité	$L_\gamma$	$erg.s^{-1}$	$10^{52}$
Facteur de Lorentz	$\Gamma$	-	300
Indices spectraux (Spectre en $\varepsilon_\nu^2 \frac{dN_\nu}{d\varepsilon_\nu}$ )	$\alpha_\nu = -(\beta_\gamma + 1)$	-	1
	$\beta_\nu = -(\alpha_\gamma + 1)$	-	0
Energie de coupure $\gamma$	$\varepsilon_\gamma^b$	MeV	1
Energies de coupure $\nu$	$\varepsilon_\nu^b$	GeV	$10^5$
	$\varepsilon_\nu^s$	GeV	$10^7$
Variabilité en temps	$\Delta t$	ms	10
Durée caractéristique	$T_{90}$	s	40



# Bibliographie

- [1] <http://universe.nasa.gov/press/images/EGRET/gamma-glow.gif>
- [2] C. Winkler et al., *The INTEGRAL Mission*, *Astron. Astrophys.* 411 (2003) 1  
S. Mereghetti et al., *The INTEGRAL Burst Alert System*, *Astron. Astrophys.* 411 (2003) 291
- [3] N. Gehrels et al., *The Swift Gamma-Ray Burst Mission*, *Astrophys. J.* 611 (2004) 1005  
<http://swift.gsfc.nasa.gov/>
- [4] N. Gehrels, P. Michelson, *GLAST : the next generation high energy gamma-ray astronomy mission*, *Astropart. Phys.* 11 (1999) 277
- [5] F. Aharonian et al., *The Crab Nebula and Pulsar between 500 GeV and 80 TeV : Observations with the HEGRA stereoscopic air Cherenkov telescope*, *Astrophys. J.* 614 (2004) 897
- [6] T.K. Gaisser, *Cosmic rays and Particle Physics*
- [7] R. U. Abbasi et al. [the HiRes collaboration], *Observation of the GZK cutoff by the HiRes experiment*, *Phys. Lett. B* 619 (2007) 271
- [8] <http://www.auger.org>
- [9] T. Yamamoto for the Auger Collaboration, *The UHECR spectrum measured at the Pierre Auger Observatory and its astrophysical implications*, 30th International Cosmic Ray Conference (2007) Merida, Mexico, astro-ph/0707.2638
- [10] The Auger Collaboration, *Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above  $4 * 10^{19}$  eV*, *Phys. Rev. Lett.* 101 (2008) 061101
- [11] M. Unger for the Auger Collaboration, *Study of the Cosmic Ray composition above 0.4 EeV using the longitudinal profiles of showers observed at the Pierre Auger Observatory*, 30th International Cosmic Ray Conference (2007) Merida, Mexico, astro-ph/0706.1495
- [12] The Auger Collaboration, *Upper limit on the cosmic-ray photon flux above  $10^{19}$  eV using the surface detector of the Pierre Auger Observatory*, astro-ph/0712.1147
- [13] The Auger Collaboration, *Correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic objects*, *Science* 318 (2007) 939
- [14] R. Gandhi, C. Quigg, M.H. Reno, I. Sarcevic, *Neutrino Interactions at Ultrahigh Energies*, *Phys. Rev. D* 58 (1998) 093009

- [15] W.-M. Yao et al. (Particle Data Group), Review of Particle Physics, Journal of Physics G 33, 1 (2006)
- [16] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. 28, 870 (1962)
- [17] L. Wolfenstein, *Neutrino oscillations in matter*, Phys. Rev. D17 (1978) 2369
- [18] S.P. Mikheyev, A.Yu. Smirnov, *Resonance amplification of neutrino oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy*, Nuovo Cimento 9C (1986) 17
- [19] S. Fukuda et al., *Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande-I data*, Phys. Lett. B 539 (2002) 179
- [20] A.B. MacDonald, C. Spiering, S. Schonert, E.T. Kearns, T. Kajita, *Astrophysical Neutrino Telescopes*, Review of Scientific Instruments 75 (2004) 293
- [21] C. D. Dermer, *On Gamma Ray Burst and Blazar AGN Origins of the Ultra-High Energy Cosmic Rays in Light of First Results from Auger*, astro-ph/0711.2804
- [22] M. Walter, *Design and initial performance of the IceCube detector*, 10th Topical Seminar on Innovative Particle and Radiation detectors, Siena (2006)
- [23] F. Aharonian et al., *H.E.S.S. observations of the supernova remnant RX J0852.0-4622*, astro-ph/0709.4621
- [24] B. A. P. van Rens, *The software trigger in ANTARES*, 2004, ANTARES Internal Note ANTARES-Soft/2004-001
- [25] J.F. Beacom, N.F. Bell, D. Hooper, S. Pakvasa, T.J. Weiler, *Measuring Flavor Ratios of High-Energy Astrophysical Neutrinos*, Phys. Rev. D 68 (2003) 093005
- [26] J.G. Learned, S. Pakvasa, *Detecting  $\nu_\tau$  oscillations at PeV Energies*, Astroparticle Physics 3 267 (1995)
- [27] The Baikal Collaboration, *The Baikal neutrino telescope : selected physics results*, 30th International Cosmic Ray Conference (2007) Merida, Mexico, astro-ph/0710.3064
- [28] A. Achterberg et al. [the IceCube Collaboration], *Five years of searches for point sources of astrophysical neutrinos with the AMANDA-II neutrino telescope*, Phys. Rev. D 75 (2007) 102001
- [29] The IceCube Collaboration, *Search for Ultra High-Energy Neutrinos in AMANDA II*, astro-ph/0711.3022
- [30] The IceCube Collaboration, *First Year Performance of the IceCube neutrino telescope*, Astroparticle Physics 26 (2006) 155
- [31] V. Niess, V. Bertin, *Underwater acoustic detection of ultra high-energy neutrinos*, Astroparticle Physics 26 (2006) 243
- [32] C. Naumann : *Development of sensors for the acoustic detection of ultra high energy neutrinos in the deep sea*, PhD thesis (2007), Erlangen, Allemagne
- [33] I. Kravchenko et al., *Recent results from the RICE Experiment at the South Pole*, astro-ph/0306408

- [34] Gorham et al., *Ultrahigh-energy neutrino fluxes and their constraints*, Phys. Rev. D 66 (2002) 063004
- [35] A. Kappes, J. Hinton, C. Stegmann, F.A. Aharonian, *Potential neutrino signals from Galactic  $\gamma$ -ray sources*, Astrophys. J. 656 (2007) 870
- [36] D. Guetta, E. Amato, *Neutrino flux predictions for galactic plerions*, Astropart. Phys. 19 (2003) 403
- [37] The Pierre Auger Collaboration, *Upper limit on the diffuse flux of UHE tau neutrinos from the Pierre Auger Observatory*, astro-ph/0712.1909
- [38] The ANTARES Collaboration, *First results of the Instrumentation Line for the deep sea ANTARES neutrino telescope*, Astroparticle Physics 26 (2006) 314-324
- [39] The ANTARES Collaboration, *Study of large hemispherical photomultiplier tubes for the ANTARES neutrino telescope*, Nucl. Instr. Meth. A555 (2005) pp 132-141
- [40] D. Lachartre, *Analogous Ring Sampler*, Manuel Utilisateur, ANTARES Internal Note ANTARES-Elec/1999-007
- [41] J.-S. Ricol : *Etude de la détection de monopôles magnétiques au sein du futur télescope à neutrinos ANTARES et caractérisation des performances du traitement des impulsions des photomultiplicateurs*, PhD thesis (2002), Marseille
- [42] The ANTARES Collaboration, *The data acquisition system for the ANTARES neutrino telescope*, Nucl. Instr. Meth. A570 (2007) 107-116
- [43] M.C. Bouwhuis : *Detection of Neutrinos from Gamma Ray Bursts*, Ph.D. thesis (2005), Amsterdam, Pays-Bas
- [44] C. Colnard, *The ARS TVC Calibration*, ANTARES Internal Note ANTARES-Cali/2005-003
- [45] M.-D. Melissas : *Reconstruction des muons atmosphériques avec ANTARES*, PhD thesis (2007), Marseille
- [46] M. Canals et al., *Flushing submarine canyons*, Nature (2006) 444
- [47] P. Juhel, *Histoire de l'acoustique sous-marine*, Editions Vuibert
- [48] G. Lelaizant, *Geometric constants synthesis for the MILOM and the Line 1*, ANTARES Internal Note ANTARES-Cali/2006-002
- [49] Chen and Millero, *Speed of sound in sea water at high pressures*, J.Acoust. soc. Am., Vol. 62, No. 5, 1129-1135, Nov 1977
- [50] V. Bertin, P. Keller, *Tests and calibrations of the Acoustic Positioning System*, ANTARES Collaboration Meeting at CERN, February 2002
- [51] V. Niess, *GENISEA Acoustic Positioning : description and database storage*, ANTARES Internal Note ANTARES-Cali/2007-006
- [52] G. Lelaizant, *Acoustic Positioning*, ANTARES Internal Note ANTARES-Slow/2007-001
- [53] R. Klebesadel, I. Strong and R. Olson, *Observations of gamma-ray bursts of cosmic origin*, Astrophys. J. 182 (1973) L85

- [54] N. Gehrels et al., *The Compton Gamma Ray Observatory*, *Scient. Am.* 269 (1993) 68
- [55] E. Costa et al., *Discovery of the X-ray afterglow of the Gamma-Ray Burst of February 28 1997*, *Nature* 387 (1997) 783
- [56] K.Z. Stanek et al., *Spectroscopic discovery of the Supernova 2003dh associated with GRB030329*, *Astrophys. J.* 591 (2003) L17
- [57] J.P. Norris, J.T. Bonnell, *Short Gamma-Ray Bursts with extended emission*, *Astrophys. J.* 643 (2006) L266
- [58] Z.-B. Zhang, C.-S. Choi, *An analysis of the durations of Swift Gamma-Ray Bursts*, 2007, astro-ph/0708.4049
- [59] P. Mészáros, *Gamma-Ray Bursts*, *Reports on Progress in Physics* 69 (2006) 2259
- [60] E. Nakar, *Short-Hard Gamma-Ray Bursts*, *Phys. Rev.* 442 (2007) 166
- [61] C. Kouveliotou et al., *Identification of two classes of gamma-ray bursts*, *Astrophys. J.* 413 (1993) L101
- [62] E. Nakar, *Short-Hard Gamma-Ray Bursts*, *Phys. Reports* 442 (2007) 166
- [63] J. A. Nousek et al., *Evidence for a Canonical Gamma-Ray Burst Afterglow Light Curve in the Swift XRT Data*, *Astrophys. J.* 642 (2006) 389
- [64] Y.-Z. Fan, T. Piran, *A canonical high energy afterglow emission light curve ?*, 2007, astro-ph/0706.0010
- [65] P. Jakobsson et al., *A mean redshift of 2.8 for Swift gamma-ray bursts*, *Astron. & Astrophys.* 447 (2006) 897
- [66] B. Zhang, P. Mészáros, *Gamma-Ray Bursts : Progress, Problems and Prospects*, *Int. J. Mod. Phys. A* 19 (2004) 2385
- [67] E. Waxman, J. Bahcall, *High energy neutrinos from cosmological Gamma-Ray Burst fireballs*, *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997) 2292
- [68] J. E. Rhoads, *How to tell a jet from a balloon : a proposed test for beaming in Gamma-Ray Bursts*, *Astrophys. J.* 487 (1997) L1
- [69] M. J. Rees, P. Mészáros, *Unsteady outflow models for cosmological gamma-ray bursts*, *Astrophys. J.* 430 (1994) L93
- [70] C. Akerlof et al., *Observation of contemporaneous optical radiation from a gamma-ray burst*, *Nature* 398 (1999) 400
- [71] P. Mészáros, *Theories of gamma-ray bursts*, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 40 (2002) 137
- [72] S. Ferry : *Etude de la production de neutrinos associés aux sursauts gamma dans le modèle du Boulet de Canon. Possibilité d'observation de ces neutrinos par le détecteur ANTARES, et étude du bruit de fond optique enregistré par le prototype d'un secteur de ligne.*, PhD thesis (2004), Strasbourg
- [73] S. Dado, A. Dar, A. De Rújula, *On the optical and X-ray afterglows of gamma ray bursts*, *Astron. & Astrophys.*, 388 (2002) 1079

- [74] A. Mücke, J.P. Rachen, R. Engel, R.J. Protheroe, T. Stanev, *Photohadronic Processes in Astrophysical Environments*, Astron. Soc. Aust., 16 (1999) 160
- [75] E. Waxman, J. Bahcall, *High energy neutrinos from astrophysical sources : an upper bound*, Phys. Rev. Lett. D59 (1999) 23002
- [76] E. Waxman, *Astrophysical sources of high energy neutrinos*, Nuc. Phys. B Proc. Supp. 118 (2003) 353
- [77] A. Achterberg et al. [the IceCube Collaboration], *Search for neutrino-induced cascades from gamma-ray bursts with AMANDA*, Phys. Rev. D 76 (2007) 042008
- [78] A. Achterberg et al. [the IceCube Collaboration], *The Search for Muon Neutrinos from Northern Hemisphere Gamma-Ray Bursts with AMANDA*, ApJ 674 (2008) 357
- [79] S. Razzaque, P. Meszaros, E. Waxman, *Neutrino signatures of the supernova-gamma ray burst relationship*, Phys. Rev. D 69 (2004) 23001
- [80] S. Razzaque, P. Meszaros, E. Waxman, *Neutrino Tomography of Gamma Ray Bursts and Massive Stellar Collapses*, Phys. Rev. D 68 (2003) 83001
- [81] D. Guetta et al., *Neutrinos From Individual Gamma-Ray Bursts in the BATSE Catalog*, Astropart. Phys. 20 (2004) 429
- [82] I. Taboada, M. V. D'Agostino, *Correlating prompt GRB photons with neutrinos*, astro-ph/0711.2277
- [83] J.K. Becker, M. Stamatikos, F. Halzen, W. Rhode, *Coincident GRB neutrino flux predictions : Implications for experimental UHE neutrino physics*, Astropart. Phys. 25 (2006) 118
- [84] D. Band et al., *BATSE Observations of Gamma-Ray Burst Spectra. I. Spectral diversity*, Astrophys. J., 413 (1993) 281
- [85] T. Piran, *The Physics of Gamma-Ray Bursts*, Reviews of Modern Physics 76 (2004) 1143
- [86] J. K. Becker, *High energy neutrinos in the context of multimessenger astrophysics*, astro-ph/0710.1557
- [87] D. Dornic, G. Lelaizant, *Individual GRB sensitivity of a cubic-kilometer deep-sea neutrino telescope KM3NeT*, proceedings VLV $\nu$ T 2008, arXiv :astro-ph/0810.1452
- [88] M. Naumann-Godó : *Sensitivity of the ANTARES neutrino telescope to Gamma-Ray Bursts*, PhD Thesis, Erlangen-Nürnberg University
- [89] L. V. Volkova, *Energy spectra and angular distributions of atmospheric neutrinos*, Sov. J. Nucl. Phys. 31 (1980) 1510
- [90] D. Bailey, *Genhen v5r1 : Software Documentation*, ANTARES Internal Note ANTARES-Software/2002-004
- [91] R. Gandhi, C. Quigg, M. H. Reno, I. Sarcevic, *Ultrahigh-Energy Neutrino Interactions*, Astropart. Phys. 5 (1996) 81

- [92] G. Ingelman, A. Edin, J. Rathsman, *LEPTO6.5*, Comput. Phys. Commun. 101 (1997) 108
- [93] 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
- [94] I. A. Sokalski, E. V. Bugaev, S. I. Klimushin, *MUM : flexible precise Monte Carlo algorithm for muon propagation through thick layers of matter*, Phys. Rev. D64 (2001) 074015
- [95] P. Lipari, T. Stanev, *Propagation of multi-TeV muons*, Phys. Rev. D44 (1991) 3543
- [96] S. Navas, L. Thomson, *KM3 User Guide and Reference Manual*, ANTARES Internal Note ANTARES-SOFT/1999-011
- [97] H. Lafoux, A. Cade, *Latest Gamelle Results*, ANTARES Internal Note ANTARES-OPMO/1998-002
- [98] G. R. Ricker et al., *The High Energy Transient Explorer (HETE) : Mission and Science Overview*, AIP Conference Proc. 662 (2003) 3
- [99] S. Basa, D. Dornic, A. Mazure, J. Busto, G. Lelaizant, *Alert systems for Gamma Ray Bursts*, proceedings VLV $\nu$ T 2008, arXiv :astro-ph/0810.1394
- [100] V. Cocco et al., *The Science of AGILE : part I and II*, Nucl. Phys. B 113 (2002) 231
- [101] the MAGIC Collaboration, *Observation of the GRBs by the MAGIC Telescope, Status and Outlook*, 30th International Cosmic Ray Conference (2007) Merida, Mexico, astro-ph/0709.1380
- [102] M. de Jong, *The ANTARES Trigger Software*, ANTARES Internal Note ANTARES-SOFT/2005-005
- [103] J. Carr, S. Escoffier, D. Zaborov, *Proposition for an alternative trigger based on the T3 cluster trigger*, ANTARES Internal Note ANTARES-SOFT/2007-016
- [104] F. James, [http ://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html](http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html), CERN, 1998
- [105] A. J. Heijboer :Track reconstruction and point source searches with ANTARES, Ph.D. thesis (2004), Amsterdam, Pays-Bas
- [106] G. Barr, T. K. Gaisser, T. Stanev, *Flux of atmospheric neutrinos*, Phys. Rev. D 39 (1989) 3532
- [107] G. J. Feldman, R. D. Cousins, *Unified approach to the classical statistical analysis of small signals*, Phys. Rev. D 57 (1998) 3873
- [108]
- [109] F. Halzen, *High-energy Neutrino Astronomy*, ACTA PHYS. POLON. B 36 (2005) 481
- [110] J. Alvarez-Muniz and F. Halzen, *Possible high-energy neutrinos from the cosmic accelerator RXJ1713.7-3946*, Astrophys. J. 576 (2002) L33



- [111] W. Bednarek, G.F. Burgio, T. Montaruli, *Galactic discrete sources of high energy neutrinos*, astro-ph/0404534
- [112] The SNO Collaboration, *Electron Energy Spectra, Fluxes and Day-Night Asymmetries of  $^8\text{B}$  Solar Neutrinos from the 391-Day Salt Phase SNO Data Set*, nucl-ex/0502021
- [113] G. R. Blumenthal, R.J. Gould, *Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases*, Rev. Mod. Phys. 42 (1970) 237
- [114] N. Renaud : Modélisation des Jets relativistes et de l'Emission Haute Energie des Blazars et des Microquasars Galactiques", Phd thesis (1999), Grenoble



Ces travaux s'inscrivent dans le domaine des astroparticules et plus particulièrement au sein de l'expérience ANTARES, un télescope sous-marin destiné à la détection de neutrinos de très haute énergie. Ce télescope est déployé dans son intégralité dans la mer Méditerranée, au large des côtes varoises, à 2475 m de profondeur.

Le détecteur ANTARES est consacré à la détection de lumière cohérente produite dans l'eau par effet Cherenkov, par les muons issus de l'interaction de neutrinos avec la matière. Cette lumière est détectée par un réseau de 900 photomultiplicateurs répartis sur 12 lignes. La reconstruction des trajectoires des premiers neutrinos par le détecteur complet est possible depuis mai 2008.

La reconstruction de la trajectoire d'un muon et donc de la direction d'origine du neutrino incident nécessite une précision de l'ordre de la nanoseconde sur les mesures des temps d'arrivée des photons Cherenkov sur les photomultiplicateurs. Elle requiert en outre un positionnement relatif de ces capteurs avec une précision de l'ordre de quelques centimètres. Cette précision est assurée par un système acoustique, constitué d'un réseau d'hydrophones situés sur chaque ligne et de transpondeurs ancrés au fond de l'eau. Les temps de propagation entre deux hydrophones permettent de connaître les distances séparant ces deux modules. Connaissant au moins trois distances caractéristiques de différents couples d'hydrophones, il est possible de trianguler les positions des modules acoustiques et donc de connaître, en association avec les données d'inclinomètres, la déformation et le mouvement des lignes.

Avec une surface de  $0.1 \text{ km}^2$ , le télescope à neutrinos ANTARES permet l'étude des neutrinos cosmiques d'énergie comprise entre 10 GeV et 1 PeV. Ces neutrinos de grande énergie sont émis lors de phénomènes cataclysmiques très lointains, comme les Sursauts Gamma. Les modèles théoriques prévoient dans ce cadre l'émission simultanée de photons et de neutrinos de très haute énergie. Les détections effectuées par les satellites gamma permettent une mesure temporelle et spatiale très précise de la source à partir de laquelle une méthode de prise de données et d'analyse spécifique a été développée, entraînant une augmentation de la sensibilité d'ANTARES à ce type de source. Les critères de sélection des événements qui pourraient être produits par les sursauts gamma dans un détecteur à cinq lignes ont été développés et optimisés sur des simulations autorisant ensuite leur recherche dans les données réelles.