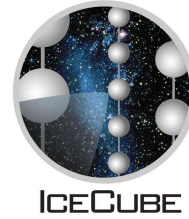


UNIVERSITÉ LIBRE DE BRUXELLES - FACULTÉ DES SCIENCES



Recherche d'un flux diffus de neutrinos tauiques d'origine cosmique dans le détecteur IceCube

THÈSE DE DOCTORAT

présentée par

Sabrina Bechet

en vue de l'obtention du grade de
Docteur en Sciences

Jury

Pr. Daniel Bertrand	Promoteur	Pr. Pierre Marage	Président du jury
Pr. Kael Hanson	Co-promoteur	Pr. Michel Tytgat	Secrétaire du jury
		Dr. Bruny Baret	Membre du jury

Travail financé par une bourse FRIA (Fonds pour la formation à la Recherche dans l'Industrie et dans l'Agriculture) et une bourse Van Buuren.

Remerciements

Au moment où s'achève cette longue aventure que fut ma thèse, il me semble important de prendre le temps de remercier tous ceux qui ont, de près ou de loin, ajouté leur petite pierre à l'édifice.

Merci à mon promoteur, Daniel Bertrand qui, il y a cinq ans, m'a accueillie avec enthousiasme au sein de l'IIHE et grâce à qui j'ai eu l'opportunité d'effectuer ce travail de recherche. Je le remercie pour sa précieuse aide lors de la phase de rédaction.

Merci à Kael Hanson, mon co-promoteur, pour sa disponibilité, ses encouragements et ses ingénieuses idées. Son aide fut essentielle pour mener à terme mon projet de recherche. C'est également grâce lui que j'ai eu la chance de participer au programme de déploiement et d'acquisition du détecteur ICECUBE au Pôle Sud géographique, ce qui fut une expérience inoubliable.

Merci aux membres de comité d'accompagnement : Michel Tytgat, qui avait déjà participé à l'aventure du mémoire, pour ses encouragements et à Pierre Marage pour ses conseils avisés.

Merci aux membres de l'IIHE : aux anciens avec qui j'ai partagé les joies du début de thèse et aux nouveaux avec qui j'ai partagé le stress et les doutes de la fin de thèse. Un remerciement tout particulier à mes collègues de bureau qui, en plus de m'avoir supportée du matin au soir, m'ont de nombreuses fois aidée et encouragée : Vincent, Aflio, Jan et Mathieu. Merci à Mathieu pour son aide dans plusieurs domaines : les explications en statistiques ; les inestimables corrections apportées à mon manuscrit et les bonnes idées qu'il parvient toujours à trouver pour solutionner les problèmes désespérés.

Merci aux membres de l'IIHE de façon générale pour les discussions passionnantes, aussi bien de physique que de sujets les plus improbables, autour d'un café, d'une tarte ou au détour d'un couloir. J'ai apprécié travailler dans un service où l'ambiance est chaleureuse et les relations humaines enrichissantes.

Merci aux ICECUBER's pour leur aide éclairée. La collaboration IceCube regorge de gens talentueux et je leur souhaite une découverte physique dans les années à venir. Merci

Remerciements

aux membres du groupe des Taus, en particulier à Doug Cowen, Pat Toale et Seon-Hee pour m'avoir suivie et guidée tout au long de ma thèse via les meetings de collaboration et les nombreux *phone-calls*.

Merci aux amis, proches ou lointains pour leur encouragement et leur capacité à me changer les idées. Merci à Jean-Claude qui me soutient depuis ma candi en Physique. Un merci tout particulier à Fu-Sin et Michael pour les pauses philosophiques et ressourçantes ainsi qu'à Ann pour ses transmissions d'énergie et de bonnes idées.

Merci à Claude pour ses encouragements et les précieux moments passés ensemble loin de la thèse, qui m'ont permis de garder les pieds sur terre et la tête sur les épaules.

Merci à mes parents pour tout ce qu'ils m'ont appris, m'apprennent encore, leur rassurante présence et leur soutien infailible, je leur dédie ce travail.

Table des matières

Remerciements		3
Introduction		i
1 Production de neutrinos		1
1.1 Signal : neutrinos tauiques d'origine astrophysique		1
1.1.1 Accélérateurs cosmiques		2
1.1.2 Production de neutrinos muoniques et électroniques		7
1.1.3 Oscillation des neutrinos lors de leur propagation dans l'univers		8
1.1.4 Sources potentielles de neutrinos et flux attendus		9
1.2 Bruit de fond : muons et neutrinos atmosphériques		14
1.2.1 Interaction des rayons cosmiques primaires avec l'atmosphère		14
1.2.2 Muons atmosphériques		15
1.2.3 Neutrinos atmosphériques		16
2 Principe de détection de ν_τ via l'identification de $\tau \rightarrow \mu$		17
2.1 Interactions de ν_τ avec la matière et production de τ		17
2.2 Désintégration muonique du lepton tau		19
2.3 Propagation dans la matière des muons et des taus		19
2.3.1 Bremsstrahlung et création de paire e^+e^-		21
2.3.2 Effet photonucléaire		21
2.4 Production de photons		22
2.4.1 Photons Čerenkov		22
2.4.2 Lumière Čerenkov produite par les cascades électromagnétiques et hadroniques		23
2.5 Signature de la désintégration d'un tau en muon		25
2.6 Signature des autres canaux de désintégration		26
3 Le détecteur ICECUBE		29
3.1 Dispositif expérimental		29
3.2 Les modules optiques digitaux (DOM)		32
3.3 Système d'acquisition des données		32
3.3.1 Chaîne d'acquisition		33

3.3.2	Numérisation du signal	33
3.3.3	Logique de déclenchement	33
3.3.4	Algorithme de filtrage	34
3.4	Propriétés de la glace antarctique	35
3.4.1	Modélisation de la glace antarctique	36
4	Méthodes générales de simulation et de reconstruction	39
4.1	Méthodes de simulation	39
4.1.1	Génération d'événements	39
4.1.2	Propagation des leptons chargés et de leurs particules secondaires	40
4.1.3	Réponse du détecteur	40
4.1.4	Échantillons utilisés	41
4.2	Méthodes de reconstruction	43
4.2.1	Algorithme de première estimation	43
4.2.2	Algorithmes basés sur un maximum de vraisemblance	44
5	Reconstruction de paramètres physiques liés à l'identification de $\tau \rightarrow \mu$	49
5.1	Temps résiduel et distance perpendiculaire entre la trace et le DOM	51
5.2	Estimation de la perte d'énergie le long d'une trace	52
5.2.1	Estimation de la charge reçue par DOM à partir de la perte d'énergie via les tables photoniques	53
5.2.2	Estimation de la perte d'énergie	53
5.2.3	Résultats	55
5.3	Médiane de la perte d'énergie	56
5.3.1	Motivation	56
5.3.2	Médiane de la perte d'énergie pour des muons	57
5.3.3	Médiane de la perte d'énergie pour des taus se désintégrant en muon	57
5.3.4	Optimisation	58
5.4	Rapport des médianes des pertes d'énergie	60
5.4.1	Méthode du rapport maximum des médianes	62
5.4.2	Résultats	62
5.5	Homogénéité de la distribution des hits le long de la trace	66
6	Sélection d'événements	69
6.1	Nombre d'événements attendus	69
6.1.1	Échantillon de signal simulé	70
6.1.2	Échantillons de bruit de fond simulé	71
6.1.3	<i>Échantillon-test</i> de données réelles	71
6.2	Coupures développées pour sélectionner les taus se désintégrant en muon	72
6.2.1	Coupure sur le zénith	72
6.2.2	Coupure sur le nombre de hits directs et sur le nombre de photo-électrons	74
6.2.3	Coupure sur le rapport maximum et l'énergie reconstruite	77

6.2.4	Coupure sur le paramètre de sortie de l'arbre de décision	78
6.2.5	Résultats	82
7	Résultats	87
7.1	Limites supérieures	87
7.2	Erreurs systématiques	89
7.2.1	Flux de neutrinos atmosphériques	89
7.2.2	Efficacité des DOMs	90
7.2.3	Modélisation de la glace antarctique	91
7.2.4	Erreur systématique totale	91
7.3	Conclusion et discussion	92
	Conclusion et perspectives	95
A	Charge enregistrée multipliée par la distance perpendiculaire entre le DOM et la trace	97
A.1	Charge enregistrée par DOM Q_{tot}	97
A.1.1	Distance perpendiculaire entre un DOM et la trace D_{\perp} et la distribution $Q_{tot} \cdot D_{\perp}$	99
B	Méthode d'identification basée sur l'ajustement à une fonction sigmoïde	101
B.0.2	Fonction sigmoïde	101
B.0.3	Ajustement de la distribution de NPE le long de la trace à une sigmoïde pour des tau2mu	102
B.0.4	Résultats	104

Introduction

Le sujet de cette thèse est au croisement de deux branches de la physique : la physique des particules, qui s'intéresse à l'infiniment petit et l'astrophysique, qui s'intéresse à l'infiniment grand.

La physique des particules a pour objet les constituants ultimes de la matière. L'idée que la matière se compose de particules indivisibles date d'il y a plus de 2000 ans, mais ce n'est qu'à partir du 20^{ème} siècle que la physique nucléaire et la mécanique quantique permettent de décrire ces constituants et que les avancées technologiques permettent de les observer expérimentalement. Un nombre important de particules fut alors postulé et découvert des années 1930 aux années 1970. C'est dans ce contexte que l'hypothèse de l'existence du neutrino fut émise en 1930 par Pauli afin d'expliquer le spectre en énergie de la désintégration beta. Vingt ans plus tard, Reines et Cowan observèrent expérimentalement le premier neutrino auprès d'un réacteur nucléaire. Il s'agissait d'un neutrino électronique associé à l'électron. En 1962, le neutrino muonique associé au muon fut à son tour découvert à Brookhaven. En 1990, le LEP au CERN démontra qu'il n'existe que trois familles de neutrinos légers et le troisième neutrino, le neutrino tauique (t pour third), fut mis en évidence expérimentalement en 2000 dans l'expérience DONUT.

L'astrophysique elle aussi fascine les hommes depuis la nuit des temps. Depuis toujours l'homme a scruté le ciel, d'abord à l'oeil nu puis à l'aide de technologies de plus en plus avancées. La première révolution eu lieu aux alentours de 1600 avec l'invention du télescope. Pendant des siècles les observations astronomiques furent alors effectuées dans le domaine de la lumière visible. En 1912 Victor Hess découvrit qu'un flux isotrope de particules bombarde l'atmosphère terrestre, les rayons cosmiques, et ouvrit ainsi une nouvelle fenêtre sur l'univers. La nature et la localisation des sources de production de ces rayons cosmiques demeure mystérieuse à ce jour. Les découvertes de signaux radio d'origine cosmique au début des années 30 et du rayonnement gamma à la fin des années 60 permirent aux astrophysiciens d'élargir leurs observations du ciel en utilisant une fenêtre étendue du spectre électromagnétique. Cependant, l'astronomie à rayons gamma ne peut à elle seule résoudre l'énigme concernant les sources des rayons cosmiques. En plus des rayons cosmiques et des rayons gamma, les observations astronomiques font dorénavant usage d'un autre messenger pour résoudre les mystères de notre univers : il s'agit du neutrino.

Le mariage entre l'astrophysique et la physique du neutrino n'est pas récent. Il a commencé dans les années 60 avec l'observation des neutrinos solaires et s'est poursuivi avec l'observation de neutrinos issus de la supernova SN1987A le 23 février 1987. Durant les années 90 les neutrinos astrophysiques de haute énergie devinrent un nouveau champ de recherche. L'observation de ces neutrinos permettrait de comprendre les processus qui produisent les rayons cosmiques et de localiser les sources émettrices. Les flux attendus de neutrinos d'origine astrophysique sont faibles et jusqu'à présent ces derniers n'ont jamais été observés.

Le sujet de ce travail est la détection de neutrinos tauiques d'origine astrophysique au sein du télescope ICECUBE situé au Pôle Sud géographique en Antarctique. Les différentes étapes de ce travail sont synthétisées sur la figure 1. Le premier chapitre se concentre sur les thèmes liés à l'astronomie du neutrino : les mécanismes hypothétiques de sa production dans des sources astrophysiques et la présence d'un bruit de fond sur Terre issu de l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère. Le second chapitre a pour objet la détection des neutrinos tauiques via l'identification de la désintégration muonique du lepton tau. Cette dernière produit une signature caractéristique dans le détecteur ICECUBE sur laquelle nous basons notre travail de sélection. Le troisième chapitre présente le détecteur ICECUBE : d'abord l'instrumentation déployée dans la glace puis les propriétés optiques de la glace antarctique. Le quatrième chapitre couvre les méthodes générales de simulation et de reconstruction utilisées au sein de la collaboration ICECUBE. Dans le cinquième chapitre nous expliquons les méthodes de reconstruction que nous avons développées pour estimer les paramètres propres aux taus se désintégrant en muon. L'application d'une série de coupures afin de sélectionner les taus se désintégrant en muon est présentée dans le sixième chapitre. En plus de sélectionner les taus se désintégrant en muon et de rejeter efficacement le bruit de fond, nos coupures permettent de garder une proportion non-négligeable de neutrinos tauiques produisant un tau dont le canal de désintégration n'est pas le muon ou interagissant par courant neutre. Ces neutrinos tauiques constituent également notre signal et sont pris en compte lors de l'estimation du nombre détectable de signal. Enfin, le septième chapitre concerne la limite supérieure sur le flux diffus de neutrinos tauiques calculée suite à l'application de nos coupures à un échantillon de données réelles enregistrées lors de la saison 2009/2010. Nous y détaillons également le calcul d'erreurs systématiques pris en compte lors de l'estimation de la limite supérieure.

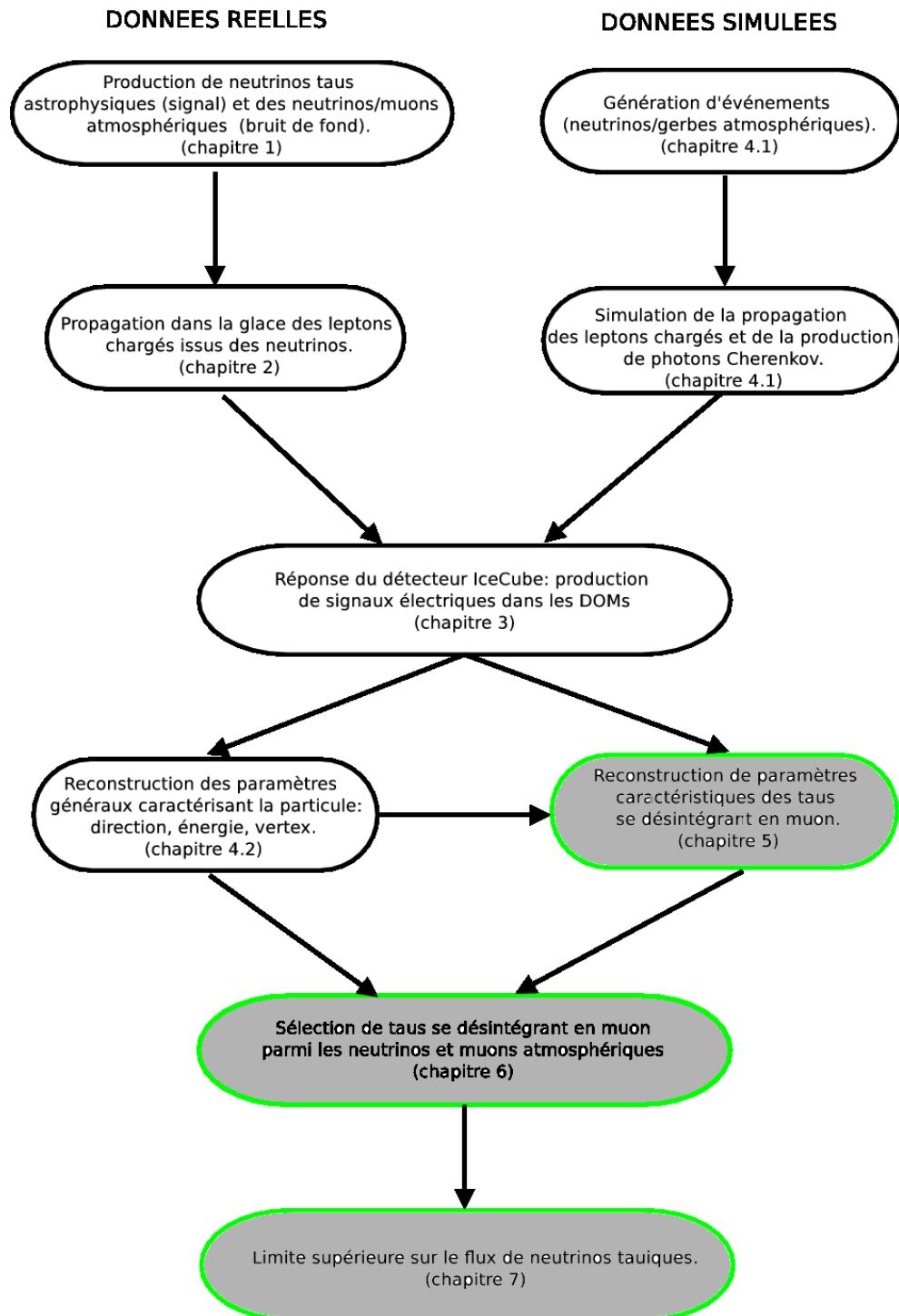


FIGURE 1 – Synoptique des différentes étapes de notre analyse. Les parties coloriées en gris représentent les contributions originales de ce travail.

Chapitre 1

Production de neutrinos

Cette thèse a pour objet l'identification de neutrinos tauiques d'origine astrophysique parmi un bruit fond de plusieurs ordres de magnitude supérieurs constitué de muons et de neutrinos atmosphériques. Dans la première section de ce chapitre nous présentons de façon détaillée la production de neutrinos tauiques d'origine astrophysique et donnons une estimation du flux attendu. Dans la seconde section nous expliquons la production de muons et de neutrinos dans l'atmosphère et donnons là aussi une estimation du flux attendu.

1.1 Signal : neutrinos tauiques d'origine astrophysique

Les différentes étapes de production de neutrinos tauiques sont expliquées dans cette section et illustrées sur la figure 1.1. La première étape est l'accélération de particules de très haute énergie dans des sites astrophysiques. Le modèle d'accélération de Fermi du premier ordre (sec. 1.1.1) a été développé pour expliquer la présence de rayons cosmiques de très grande énergie et le spectre en loi de puissance de ceux-ci. Les particules accélérées interagissent ensuite avec leur milieu environnant (sec. 1.1.2) et produisent des neutrinos électroniques et muoniques. La production de neutrinos tauiques à cette étape du processus est quasiment nulle. Nous montrons également qu'en plus des neutrinos, on s'attend à une production de rayons gamma. Une fois produits, les neutrinos s'échappent de leur source de production et se propagent sur des distances astrophysiques avant d'éventuellement arriver sur Terre. Lors de leur propagation sur de grandes distances, les neutrinos muoniques oscillent en neutrinos tauiques et on s'attend à observer sur Terre autant de neutrinos tauiques d'origine astrophysique que des neutrinos des autres saveurs. Enfin, nous présentons quelques sources potentielles d'émission de neutrinos ainsi que leur flux attendu (sec. 1.1.4).

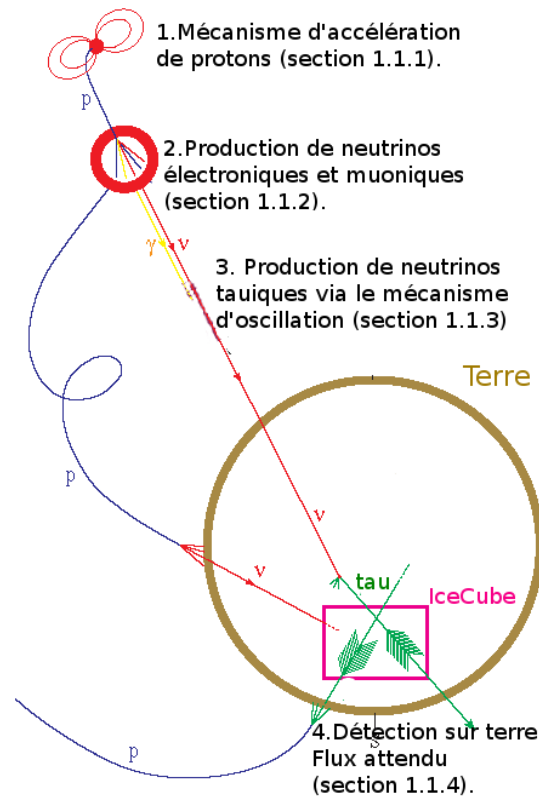


FIGURE 1.1 – Schéma représentant les différentes étapes de production de neutrinos tauïques. Les trajectoires des protons et des gammas associés à la production de neutrinos sont également représentées. Les protons arrivant sur Terre ne pointent plus vers leur direction d'origine car ils ont été défléchis par les champs magnétiques présents dans l'univers. Les rayons gamma pointent vers leur lieu de production mais sont absorbés par la matière interstellaire. Seul le neutrino peut donc sonder l'intérieur d'objets lointains tout en permettant de localiser ces derniers.

1.1.1 Accélérateurs cosmiques

Observation des rayons cosmiques

L'atmosphère terrestre est constamment bombardée par un flux isotropique de particules, principalement des protons et des noyaux lourds, qu'on appelle rayons cosmiques primaires. Une caractéristique remarquable du rayonnement cosmique est son spectre en loi de puissance, s'étendant sur au moins 12 ordres de grandeurs en énergie (fig. 1.2 à droite) :

$$\frac{dN_{RC}}{dE_{RC}} \propto E_{RC}^{-\alpha} \quad (1.1)$$

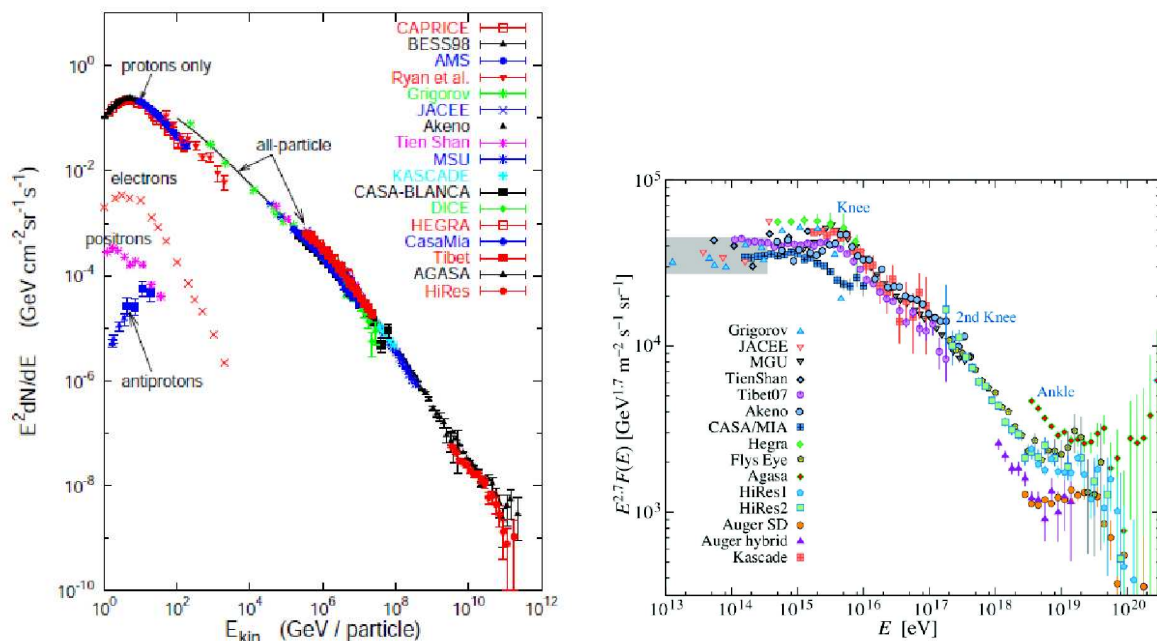


FIGURE 1.2 – Gauche : Vue globale du spectre des rayons cosmiques [27]. Droite : Spectre en énergie mesuré par des observations directes par ballons ou satellites ainsi que par des observations indirectes pour des énergies comprises entre 10 TeV et 100 EeV.

Ce spectre présente deux changements de pente (voire trois) (fig. 1.2 à gauche) [2] :

$$\alpha \approx \begin{cases} 2.67 & E < 2.51 \text{ PeV} \\ 3.10 & 2.51 \text{ PeV} < E < 3.18 \text{ EeV} \\ 2.75 & E > 3.18 \text{ EeV} \end{cases} \quad (1.2)$$

La première transition, appelée *le genou*, se produit aux alentours de 3 PeV où l'indice spectral passe de 2.67 à 3.10. La seconde transition, *la cheville*, se situe aux alentours de 3 EeV où l'indice spectral diminue jusqu'à 2.75. L'explication couramment admise concernant la variation du *genou* est un changement de source émettant les rayons cosmiques à ces énergies. En effet, l'énergie acquise par une particule E_{max} est limitée par la taille de l'accélérateur R et l'intensité des champs magnétiques B selon

$$E_{max}[\text{GeV}] \simeq Z 10^{12} B[G] R [pc] \quad (1.3)$$

où Z est la charge des noyaux. La forme de la distribution après le genou est déterminée par les différentes coupures en énergie pour les différents éléments, ce qui est proportionnel à Z . La présence d'un "second genou" aux alentours de 500 PeV appuie cette théorie car elle peut résulter d'une coupure en énergie des éléments les plus lourds. A partir de la relation (1.3), on peut estimer les caractéristiques d'une source (taille et champ magnétique) capable d'accélérer les particules aux énergies les plus hautes (fig.1.3). A partir de

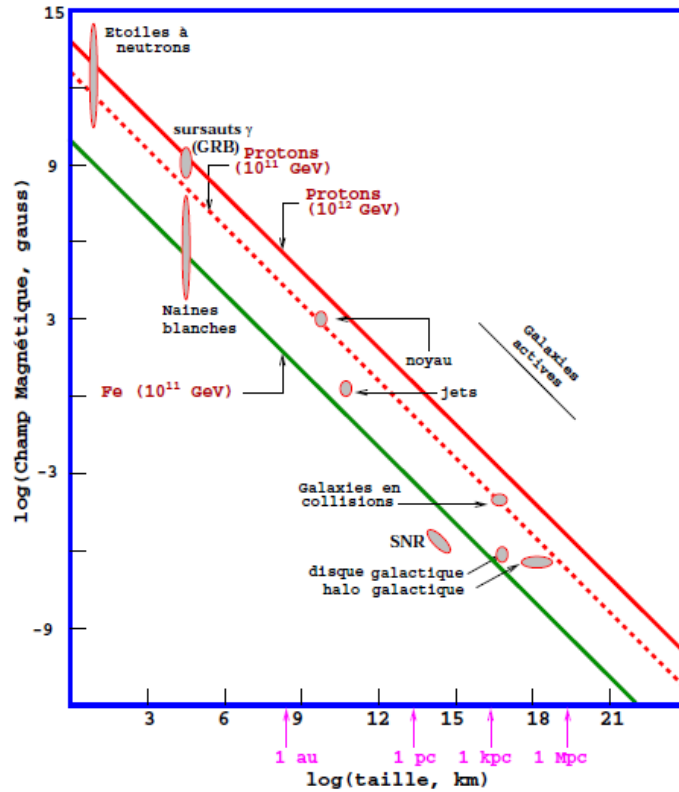


FIGURE 1.3 – Diagramme de Hillas montrant les sources susceptibles d’accélérer des particules jusqu’à une énergie donnée. Les droites correspondent aux conditions nécessaires à l’accélération de protons de 10^{11} GeV et 10^{12} GeV ainsi que des noyaux de Fer à 10^{11} GeV. Les objets situés en dessous de ces droites ne sont pas susceptibles d’accélérer les particules jusqu’à l’énergie correspondante.

la *cheville*, une population d’émetteurs extragalactiques devient dominantes car ceux-ci sont capables d’accélérer les particules à de très grande énergie et ce jusqu’à 10^{11} GeV. Enfin la coupure observée dans le flux de rayons cosmiques pour des énergies supérieures à 50 EeV est due à l’interaction des protons avec les photons du fond diffus fossile. Ce mécanisme est appelé GZK (sec. 1.1.4).

Accélération de Fermi

Le mécanisme d’accélération capable d’expliquer un spectre en énergie suivant une loi de puissance est le mécanisme de Fermi du premier ordre. Il décrit l’accélération de particules chargées par les passages successifs de celles-ci dans des fronts d’ondes relativistes se déplaçant dans des plasmas turbulents. Cette théorie mène à un spectre en loi de puissance d’indice 2.

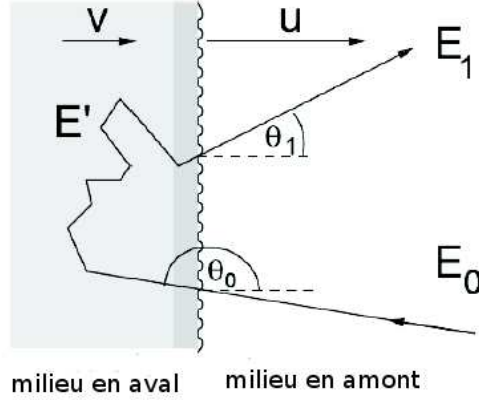


FIGURE 1.4 – Illustration du mécanisme d'accélération de Fermi du premier ordre. Le front d'onde de choc approche à une vitesse u et le milieu en aval à une vitesse $\Delta v = u - v$. Une particule traverse l'onde de choc (d'amont à aval) avec une énergie E_0 , subit de multiples diffusions et retransverse l'onde de choc (d'aval à amont) avec une énergie E_1 . (cf. texte pour détails).

Si on se place dans le référentiel en amont (fig. 1.4), le front d'onde de choc approche à une vitesse u et le milieu en aval approche à une vitesse $\Delta v = u - v$. Les particules traversant le front d'onde de choc de l'amont vers l'aval perçoivent donc un "mur magnétique" (entraînant avec lui des inhomogénéités magnétiques) se déplaçant à une vitesse v . Ayant traversé le front d'onde de choc, les particules interagissent avec les ondes plasma du milieu aval et leurs directions deviennent isotropiques dans ce milieu. Elles retransversent ensuite le front d'onde de choc vers le milieu amont.

Lors d'une traversée amont-aval, la particule d'énergie E_0 dans le référentiel en amont se voit attribuer une énergie E'_0 :

$$E'_0 = \gamma E_0 (1 - \beta \cos \theta_0) \quad (1.4)$$

où θ_0 est l'angle avec lequel la particule passe dans le milieu en aval.

Ensuite la particule diffuse dans le milieu aval en conservant son énergie E et repasse dans le milieu amont. Le changement de référentiel la fait passer de l'énergie $E'_1 = E'_0$ à l'énergie E_1 :

$$E_1 = \gamma E'_1 (1 + \beta \cos \theta_1) \quad (1.5)$$

où $\beta = \Delta v/c$.

Le bilan énergétique s'écrit

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\beta(\cos \theta_1 - \cos \theta_0) + \beta^2(1 - \cos \theta_0 \cos \theta_1)}{1 - \beta^2} \quad (1.6)$$

Par hypothèse, la distribution angulaire des particules en amont est isotrope. La probabilité qu'une particule atteigne l'onde de choc est donnée par

$$\frac{dn}{d \cos \theta} = 2 \cos \theta \quad (1.7)$$

On trouve donc que $\langle \cos \theta_0 \rangle = \int \cos \theta_0 dn = 2/3$ et de façon similaire $\langle \cos \theta_1 \rangle = -2/3$.

Le gain d'énergie s'exprime comme

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\frac{4\beta}{3} + \frac{13\beta^2}{9}}{1 - \beta^2} \quad (1.8)$$

et au premier ordre :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4\beta}{3} \quad (1.9)$$

Une particule effectue un cycle complet lorsqu'elle passe d'amont à aval puis revient dans le milieu en amont. Après chaque cycle, les particules ont gagné une énergie $\Delta E = \frac{4\beta}{3} E$. Si les particules sont injectées dans le processus à l'énergie E_0 , leur énergie après n cycles sera :

$$E_n = (1 + k)^n E_0 \quad (1.10)$$

Il faut tenir compte du fait que seule une fraction des particules revient en amont et complète chaque cycle et qu'il y a donc de moins en moins de particules qui ont une énergie de plus en plus élevée. Le nombre de particules d'énergie E vaut

$$N(E) = (x - 1) \frac{N_0}{E_0} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-x} \quad \text{où } x = \frac{r + 2}{r - 1} \quad (1.11)$$

où r est le facteur de compression et vaut $r = 4$ pour des gaz ionisés. On retrouve un spectre en loi de puissance en E^{-2} à la production. En tenant compte des propriétés de transport non-diffusif, l'indice augmente jusqu'à 2.7 [26].

Différents objets astrophysiques présentent un environnement favorable à une accélération de Fermi. Nous présentons ceux-ci dans la section 1.1.4 et dérivons le flux attendu de neutrinos pour les différentes sources considérées.

1.1.2 Production de neutrinos muoniques et électroniques

Une fois accélérés, les protons vont interagir avec la matière et la radiation présentes dans le site d'accélération via :

$$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \begin{cases} \pi^+ + n \\ \pi^0 + p^+ \end{cases} \quad (1.12)$$

$$p + p \rightarrow \begin{cases} \pi^0 + p + n \\ \pi^- + p + p \end{cases} \quad (1.13)$$

Les neutrinos sont issus des désintégrations des pions, c'est à dire :

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ &\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ &\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu \end{aligned} \quad (1.14)$$

La production de neutrinos tauiques via la désintégration de particules charmées :

$$\begin{aligned} p + \gamma &\rightarrow D_s^+ \Lambda^0 \bar{D}^0 \\ &D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau \end{aligned} \quad (1.15)$$

est de l'ordre de 10^{-5} fois plus petite que celle des neutrinos muoniques et électroniques ce qui la rend négligeable par rapport à ces derniers [30]. Le rapport des différentes saveurs produites, en faisant l'hypothèse que les milieux astrophysiques sont peu denses et que la longueur d'interaction est beaucoup plus grande que la longueur de désintégration, vaut

$$\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 2 : \sim 0 \quad (1.16)$$

Notons que les pions neutres issus de l'interaction des protons suivant les équations (1.12) et (1.13) produisent des gammas selon

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \quad (1.17)$$

Ces rayons gamma peuvent eux aussi être détectés sur Terre. Plusieurs centaines de sources émettant des rayons gamma de haute énergie ($E > 100$ MeV) ont été observées jusqu'à présent (Fermi : [24], EGRET : [39]). Une dizaine de sources identifiées produisent des rayons gamma dont l'énergie est de l'ordre du TeV. Cependant, la détection de sources de rayons gamma de haute énergie ne prouve pas que des hadrons y ont été accélérés et qu'un flux de neutrinos leur est associé. En effet les rayons gamma de haute énergie peuvent être produits par d'autres mécanismes comme l'effet Compton inverse et la radiation synchrotron, on parle alors de production leptonique par opposition à la production hadronique via la désintégration des pions neutres.

1.1.3 Oscillation des neutrinos lors de leur propagation dans l'univers

Si les neutrinos sont massifs, les états propres de saveur $\alpha = (e, \mu, \tau)$ peuvent être exprimés comme une combinaison linéaire d'états propres de masse $i = (1, 2, 3)$:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (1.18)$$

où U est la matrice unitaire de Maki-Nakagawa-Sakata (MNS). Après une distance L (ou, de façon équivalente puisque les neutrinos sont ici supposés relativistes, un temps t), l'état d'un neutrino originellement produit avec une saveur α s'écrit

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i(t)\rangle. \quad (1.19)$$

La probabilité d'une oscillation d'une saveur α à une saveur β lors de la propagation du neutrino est donnée par

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle|^2 = \left| \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 U_{\alpha i}^* U_{\beta j} \langle \nu_i | \nu_j \rangle \right|^2 \quad (1.20)$$

En faisant l'approximation que $|\nu\rangle$ est décrit par une onde plane $|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle$ et que les neutrinos sont relativistes d'impulsion $p_i \simeq p_i \equiv p \simeq E$, on a la relation

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \simeq p + \frac{m_i^2}{2E} \quad (1.21)$$

où E_i et m_i sont respectivement l'énergie et la masse du neutrino d'état propre de masse i . Enfin, en utilisant la relation (1.21), on peut réécrire la probabilité de transition suivant

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i < j}^3 \text{Re}[U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}] \sin^2 X_{ij} \quad (1.22)$$

$$+ 2 \sum_{i < j}^3 \text{Im}[U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}] \sin 2X_{ij} \quad (1.23)$$

où

$$X_{ij} = \frac{(m_i^2 - m_j^2)L}{4E} = 1.27 \frac{\Delta m_{ij}^2}{eV^2} \frac{L/E}{m/MeV} \quad (1.24)$$

et L représente la distance entre le point de production de ν_α et le point de détection de ν_β . La probabilité de transition a un caractère oscillatoire avec une longueur d'oscillation de

$$L_{osc} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{ij}^2} \quad (1.25)$$

et une amplitude proportionnelle aux éléments de la matrice de mélange.

Si l'on considère l'oscillation entre deux saveurs de neutrinos, pour simplification, on peut réécrire l'équation (1.22) comme

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (1.26)$$

Si le rapport $E/L \gg \Delta m_{ij}^2$, ce qui revient à $L \ll L_{osc}$, la phase d'oscillation a un effet négligeable. Si au contraire on a $L \gg L_{osc}$, plusieurs oscillations se produisent avant la détection des neutrinos et on a en moyenne $\langle P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \rangle = 1/2$ pour un angle de mélange maximal. Les neutrinos qui nous intéressent se propagent sur des distances astrophysiques avant d'être détectés sur Terre et arrivent donc complètement mélangés. Nous avons vu que le rapport des saveurs de neutrinos à leur production est de

$$\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 2 : \sim 0. \quad (1.27)$$

Après leur propagation dans l'univers, ils arrivent complètement mélangés sur Terre, c'est-à-dire dans un rapport

$$\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 1 : 1. \quad (1.28)$$

et on s'attend à détecter sur Terre le même flux de neutrinos tauiques que de neutrinos des deux autres saveurs.

1.1.4 Sources potentielles de neutrinos et flux attendus

Nous faisons ici l'hypothèse que les neutrinos sont produits par les mêmes sources astrophysiques que les rayons cosmiques. Les particules d'énergie inférieure à 3 PeV sont, selon les modèles couramment admis, issus de sources galactiques (sec. 1.1.1). Nous nous intéressons dans le cadre de ce travail aux énergies supérieures au PeV et présentons dans cette section les sources potentielles de production de neutrinos d'origine extra-galactique ainsi que les flux prédits par différents modèles (fig. 1.7).

Les deux principales sources potentielles d'accélération et de production de neutrinos sont les noyaux actifs de galaxie (AGN) et les sursauts gamma (GRB). Ces deux modèles sont expliqués dans les deux premières parties. Nous présentons ensuite le calcul d'une limite supérieure sur le flux diffus de neutrinos associés à la production des rayons cosmiques observés. Enfin la dernière partie a pour objet les neutrinos de très haute énergie produits par l'interaction des rayons cosmiques avec le fond diffus cosmologique.

Neutrinos issus de noyaux actifs de galaxie (AGN)

Un noyau actif de galaxie (Active Galactic Nuclei, AGN) est constitué d'un trou noir super-massif entouré d'un disque d'accrétion (fig. 1.5) étant la source principale de luminosité. A peu près 10% des AGNs identifiés présentent un ou deux jets qui commencent

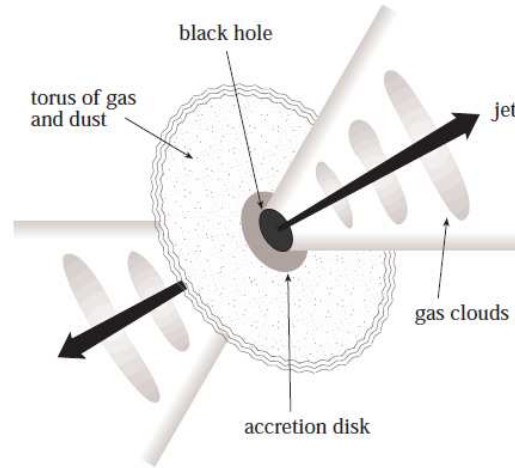


FIGURE 1.5 – Noyau de galaxie active avec un disque d’accrétion et une paire de jets [31]. Au centre du noyau se trouve un trou noir super-massif. Les particules, accélérées dans les chocs au sein du disque ou des jets, interagissent avec le rayonnement ambiant ($\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$)

dans le voisinage du trou noir et s’étendent sur des grandes distances pouvant atteindre 100 Kpc [49]. Les jets sont constitués de plasma se déplaçant à une vitesse relativiste et présentant un champ magnétique intense.

Les deux sources possibles de neutrinos sont la région centrale proche du trou noir et les jets. Les flux de neutrinos attendus, dans le cas où ceux-ci sont produits dans la région centrale ou dans les jets, ont été respectivement développés dans [50] et dans [36]. Ces deux régions peuvent accélérer les protons selon le mécanisme de Fermi (sec. 1.1.1). Ces protons interagissent principalement avec la radiation et produisent des neutrinos via les réactions (1.12). Les neutrinos ainsi produits auraient des énergies comprises entre 10^{16} eV et 10^{18} eV . Notons que les photons produits en association aux neutrinos dans la région près du trou noir interagissent avec la radiation ambiante, tandis que les photons créés dans les jets peuvent s’échapper et éventuellement être détectés sur Terre. Plusieurs AGNs ont été détectés dans le domaine gamma (de l’ordre du GeV) par l’expérience EGRET [39] et récemment par le télescope Fermi [9]. Ces AGNs pour lesquels un des deux jets pointe vers la Terre, sont appelés blazars.

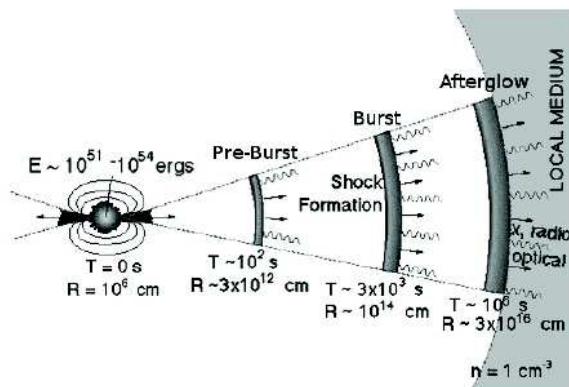


FIGURE 1.6 – Schéma d'un GRB selon le modèle de "boule de feu". Selon les modèles les plus populaires, le GRB possède trois phases d'émission non-thermique : la phase préliminaire (*Pre-Burst*), le sursaut proprement dit (*Burst*) et la phase de rémanence (*Afterglow*).

Neutrinos issus de sursauts gamma (GRB)

Les sursauts gamma (Gamma Ray Burst, GRB) sont des émissions de rayons gamma de très grande intensité et de courte durée (de 10^{-3} s à 10^3 s). On observe de tels phénomènes environ une fois par jour et ce de façon isotropique dans le ciel. L'énergie libérée en quelques secondes par les sursauts gamma ($\sim 10^{52}$ erg) est comparable à l'énergie que la Voie Lactée entière libère en plusieurs années. Les mécanismes astrophysiques à l'origine de ces sursauts ne sont pas totalement compris. Les modèles les plus populaires les associent à l'explosion d'étoiles massives ou à la fusion de deux objets compacts. L'énergie libérée dans les rayons gamma est alors issue de la libération d'énergie gravitationnelle. Ce mécanisme (fig. 1.6) est décrit par le modèle de "boule de feu" [37]. Les sursauts gamma ont trois phases d'émission non-thermique : la phase préliminaire, avant le sursaut proprement dit, la phase d'émission et enfin une phase de rémanence [2].

Plusieurs modélisations d'émission de neutrinos au sein de GRBs existent dans la littérature. Le modèle de Razzaque [48] prévoit l'émission de neutrinos durant la phase préliminaire du GRB à partir des protons accélérés dans les chocs des jets (trait vert sur la fig. 1.7). Waxman a également modélisé la production de neutrinos au sein de GRBs [54] (trait bleu sur la fig. 1.7). La production se ferait durant la phase d'émission, par interactions des protons accélérés avec les rayons gamma du sursaut.

Neutrinos associés aux rayons cosmiques : Limite supérieure sur un flux diffus

Dans notre travail, nous ne considérons pas le flux produit par un type de source en particulier mais au flux produit par l'ensemble des sources dans l'univers. Waxman et Bahcall ont calculé la limite supérieure sur un tel flux (trait noir sur fig. 1.7) en se basant sur l'hypothèse que les mêmes processus produisant les rayons cosmiques sont à l'origine des neutrinos cosmiques [55].

La densité d'énergie nécessaire à la production de rayons cosmiques, en faisant l'hypothèse d'un spectre en E^{-2} à la production pour des énergies comprises entre 10^{19} eV et 10^{21} eV, vaut $\rho_E \sim 10^{44}$ erg Mpc $^{-3}$ an $^{-1}$. On peut relier le flux émis à la densité d'énergie produite au sein de la source par

$$\int dE_\nu \frac{dN}{dE_\nu} = \frac{c\rho_E}{4\pi} \quad (1.29)$$

Le flux de neutrinos associés à la production de rayons cosmiques en est déduit :

$$E_\nu^2 \frac{dN}{dE_\nu} = 1.5 \cdot 10^{-8} \zeta_Z \epsilon \text{ GeVs}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{cm}^{-2} \quad (1.30)$$

où le paramètre ζ_Z , permettant de tenir compte du redshift moyen des sources, est estimé à 3 [54] et le paramètre ϵ représente la fraction d'énergie que pourraient perdre les protons de haute énergie avant de s'échapper de la source. En tenant compte de l'évolution des sources et de l'oscillation de neutrinos, le flux de neutrinos d'une saveur donnée sur Terre pour $\epsilon = 1$ est de

$$\phi_{WB} = \frac{dN}{dE_\nu} = 2.25 \cdot 10^{-8} E_\nu^{-2} \text{ GeVs}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{cm}^{-2} \quad (1.31)$$

Il est important de noter que le calcul de limite repose sur le flux de rayons cosmiques observés, en supposant la source transparente pour les protons. Si les neutrinos sont produits au sein de sources dont la profondeur optique pour les protons est supérieure à l'unité, les neutrinos peuvent s'échapper de la source contrairement aux rayons cosmiques. Dans ce cas, le flux de neutrinos détectables sera supérieur à la limite de Waxman-Bahcall. Certains modèles de production de neutrinos au coeur des AGNs (et non dans les jets) [50] présentent cette caractéristique. Dans cette thèse, nous faisons l'hypothèse que les sources sont transparentes et prenons la limite de Waxman-Bahcall comme flux de référence.

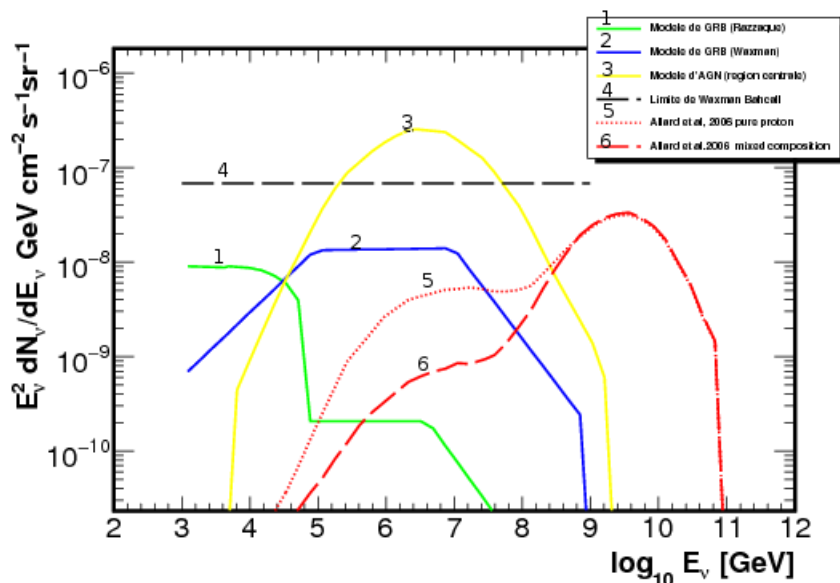


FIGURE 1.7 – Prédiction de flux diffus de neutrinos extragalactiques selon différents modèles astrophysiques. Le modèle pour les noyaux actifs de galaxie est issu des prédictions de Stecker [50]. Les modélisations pour les sursauts gamma sont décrits par Waxman et Bahcall dans [54] et par Razzaque et Meszaros dans [48]. Les modèles pour les neutrinos GZK du flux de rayons cosmiques sont décrits dans [7]. La limite de Waxman-Bahcall est aussi représentée. Nous reprendrons cette figure à la fin de notre analyse (chapitre 7) pour comparer notre limite supérieure sur le flux de neutrinos tauiques aux prédictions des modèles théoriques.

Neutrinos cosmogéniques

Les rayons cosmiques de très haute énergie ($> 5 \cdot 10^{19}$ eV) se propageant dans l'univers pourraient interagir avec le fond diffus cosmologique et produire des neutrinos via

$$p + \gamma_{CMB} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^+ + n \quad (1.32)$$

Cette hypothèse est supportée par la coupure GZK (Greisen, Zatsepin, Kuz'min) du spectre des rayons cosmiques observée à ces énergies [33]. L'estimation du flux de neutrinos dépend des hypothèses faites sur la composition des rayons cosmiques, sur l'énergie maximum que peuvent atteindre les accélérateurs cosmiques et l'évolution cosmologique des sources. Certaines prédictions du flux de neutrinos cosmogéniques font l'hypothèse de sources produisant uniquement des protons (en pointillés rouges sur la fig. 1.7), d'autre tiennent également compte d'éléments plus lourds (Fer, Helium, Oxygène)(en tirets rouges sur la fig.1.7)

1.2 Bruit de fond : muons et neutrinos atmosphériques

Dans cette section nous présentons le bruit de fond de notre analyse, à savoir les muons et les neutrinos créés dans l'atmosphère terrestre.

1.2.1 Interaction des rayons cosmiques primaires avec l'atmosphère

Les rayons cosmiques primaires sont constitués d'un ensemble de particules stables pénétrant dans l'atmosphère terrestre. Les interactions des rayons cosmiques primaires dans l'atmosphère terrestre vont générer des particules secondaires, tertiaires, etc, sous forme de cascades de particules (fig. 1.8). Exception faite des protons et électrons présents au sommet de l'atmosphère, toutes les particules sont issues des interactions des rayons cosmiques primaires avec l'atmosphère. Les muons et les neutrinos sont principalement issus des désintégrations des mésons chargés tandis que les électrons et les photons proviennent des mésons neutres.

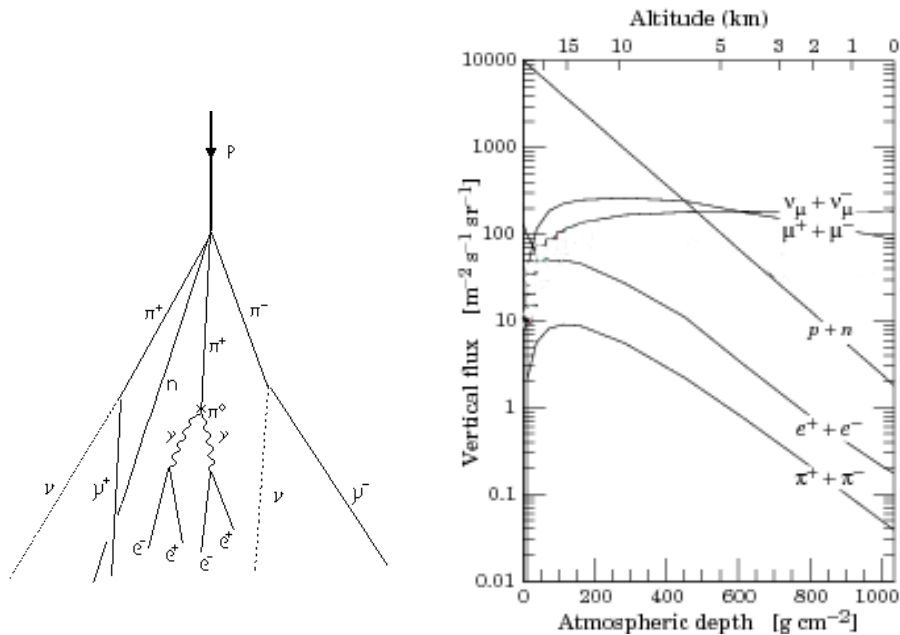


FIGURE 1.8 – Gauche : Illustration de la production d'une gerbe atmosphérique. Droite : Flux des différents composants des rayons cosmiques en fonction de l'altitude [15].

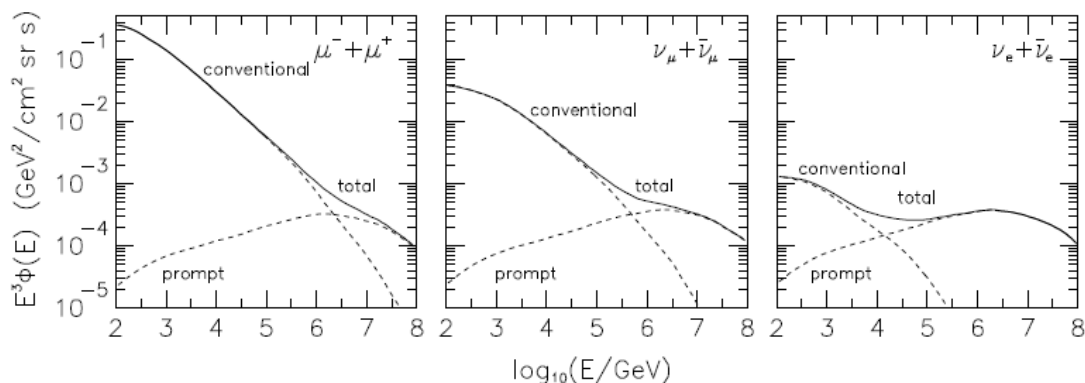


FIGURE 1.9 – Flux de muons atmosphériques (droite), de neutrinos muoniques atmosphériques (milieu) et de neutrinos électroniques atmosphériques (gauche) [52]. Dans chacun des cas, les flux conventionnel et prompt sont indiqués (cf. texte pour détail) ainsi que le flux total. Le flux prompt domine pour des énergies supérieures à ~ 1 PeV pour les muons ainsi que pour les neutrinos muoniques et pour des énergies supérieures à ~ 10 TeV pour les neutrinos électroniques.

1.2.2 Muons atmosphériques

Les muons sont les particules les plus nombreuses au niveau de la mer (fig. 1.8 à droite, flux de rayons cosmiques en fonction de l'altitude). Leurs distributions énergétiques et angulaires reflètent la convolution du spectre de production, de la perte d'énergie dans l'atmosphère et de la désintégration. La distribution angulaire générale des muons au niveau du sol est en $\cos^2 \theta$.

Les muons sont principalement produits par la désintégration des pions chargés mais aussi par des kaons chargés et, à haute énergie, des mésons charmés. Tant que l'énergie des particules secondaires est en dessous d'une énergie critique E_c , la désintégration domine sur l'interaction. Au-delà de cette énergie critique (table 1.1), c'est l'interaction qui domine. La désintégration des pions et des kaons domine jusqu'au TeV et constitue le flux conventionnel de muons (fig. 1.9 à gauche). Le spectre en énergie des muons suit alors celui des rayons cosmiques à savoir en $E^{-2.7}$. A partir d'environ 10 PeV, les muons sont majoritairement produits par la désintégration de mésons charmés ce qui constitue le flux prompt (car le temps de vie des mésons charmés est très court) de spectre en $E^{-3.7}$ (fig. 1.9 à gauche).

Particules	π^\pm	K^\pm	D^\pm	D_s
E_{crit} [GeV]	115	850	$3.74 \cdot 10^7$	$9.33 \cdot 10^7$

TABLE 1.1 – Les énergies critiques de différentes particules produites dans les gerbes atmosphériques.

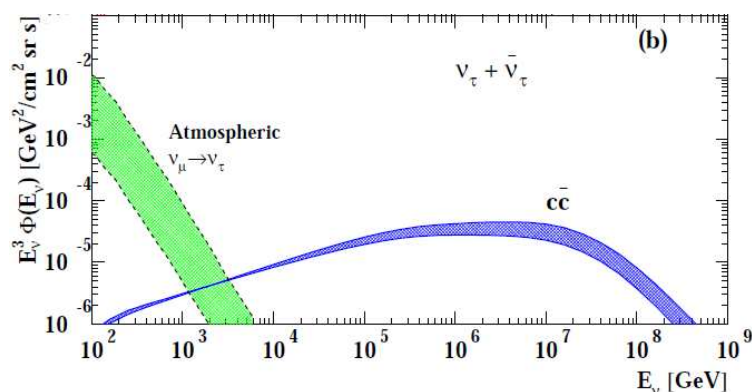


FIGURE 1.10 – Flux de neutrinos tauïques atmosphériques issus de la désintégration des mésons charmés et la contribution provenant de l’oscillation des neutrinos muoniques [1]. Pour des énergies supérieures à 100 GeV, la longueur d’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ est supérieure au diamètre de la Terre et le flux de neutrinos tauïques de haute énergie ainsi produits est négligeable. La largeur des bandes représente l’incertitude sur la prédiction du flux.

1.2.3 Neutrinos atmosphériques

Les désintégrations des pions chargés, des kaons chargés ainsi que des hadrons charmés produisent également un flux de neutrinos. La désintégration des pions et kaons chargés produit le flux conventionnel et la désintégration de hadrons charmés produit le flux prompt. Le flux conventionnel ne contient que des neutrinos électroniques et muoniques (fig. 1.9 au milieu et à droite) tandis que le flux prompt produit également des neutrinos tauïque (fig. 1.10) via la désintégration de D_s , à savoir :

$$D_s \rightarrow \tau \nu_\tau \quad (1.33)$$

mais ce flux reste négligeable par rapport au flux attendu de neutrinos tauïques astrophysiques (de l’ordre de 10^{-3} à 10^{-2} événements tau d’énergie supérieure à 1 PeV par an dans un détecteur d’1 km^{-3} [51]).

Chapitre 2

Principe de détection de ν_τ via l'identification de $\tau \rightarrow \mu$

Nous présentons dans ce chapitre notre stratégie d'identification des neutrinos tauiques. Ceux-ci produisent, via interaction par courant chargé avec la matière, un lepton tau. Nous nous intéressons dans le cadre de ce travail au canal de désintégration muonique de ce dernier et montrons, à partir des propriétés physiques du tau et du muon, qu'un tau se désintégrant en muon possède une caractéristique unique.

2.1 Interactions de ν_τ avec la matière et production de τ

Lors de leur propagation dans la glace ou la terre, les neutrinos tauiques interagissent suivant les canaux à courant chargé et neutre :

$$\nu_\tau + N \rightarrow \tau + X \text{ courant chargé} \quad (2.1)$$

$$\nu_\tau + N \rightarrow \nu_\tau + X \text{ courant neutre} \quad (2.2)$$

où le N représente un noyau du milieu de propagation et X l'état hadronique final. Nous nous intéressons dans le cadre de notre travail aux interactions par courant chargé (fig.2.1 à gauche). La section efficace de diffusion profondément inélastique (DIS) par courant chargé d'un neutrino avec un nucléon (fig.2.1 à droite) vaut

$$\frac{d^2\sigma_\nu^{cc}}{dx dy} = \frac{2G_F^2 m_N E_\nu}{\pi} \left(\frac{m_W^2}{m_W^2 + Q^2} \right)^2 \left[\left(1 - y - \frac{m_N xy}{2E_\nu}\right) F^2 + y^2 x F^1 \pm y \left(1 - \frac{y}{2}\right) x F^3 \right] \quad (2.3)$$

où $-Q^2$ est l'opposé du carré du quadrivecteur énergie impulsion transféré du neutrino au lepton, m_N et m_W sont les masses du nucléon et du boson W et G_F est la constante de Fermi. Les F^i représentent les fonctions de structure qui caractérisent la distribution des partons dans le nucléon. Enfin le signe devant le dernier terme est positif pour un neutrino et négatif pour un antineutrino.

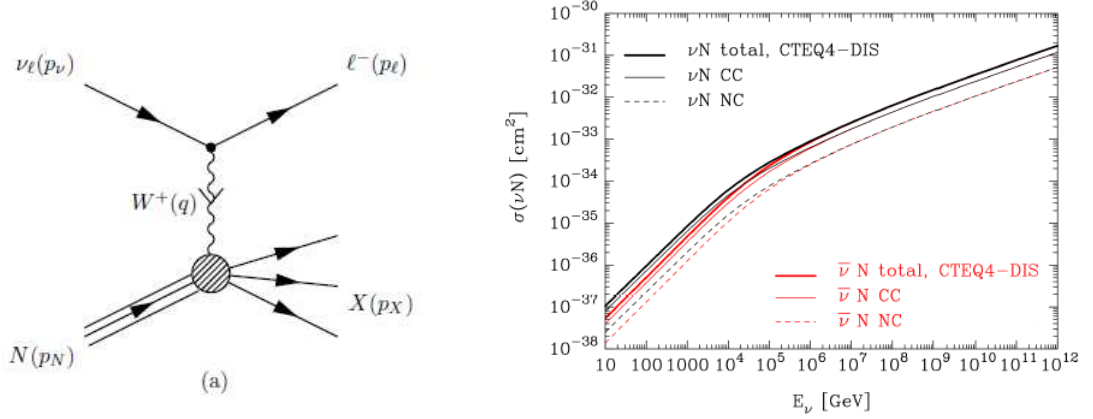


FIGURE 2.1 – Gauche : Diagramme de Feynman de l'interaction par courant chargé neutrino-nucléon via l'échange d'un boson W^+ . Droite : sections efficaces de la diffusion profondément inélastique par courant chargé (trait continu) et courant neutre (pointillé) des neutrinos (trait noir) et des anti-neutrinos (trait rouge) en fonction de leur énergie [42].

Les variables x et y , dans le référentiel au repos des nucléons, sont données par

$$x = \frac{Q^2}{2m_N(E_\nu - E_l)} \text{ et } y = 1 - \frac{E_l}{E_\nu} \quad (2.4)$$

où E_l et E_ν sont les énergies du lepton et du neutrino.

Le libre parcours moyen du neutrino est donné par

$$L_{int} = \frac{1}{N_A \sigma \rho} \quad (2.5)$$

où N_A est le nombre d'Avogadro et ρ la densité du milieu. La section efficace σ_ν augmente avec l'énergie (fig. 2.1) et par conséquent le libre parcours moyen diminue en fonction de celle-ci. A partir de 50 TeV, la terre devient opaque aux neutrinos, exception faite des neutrinos tauiques qui sont encore détectables à très haute énergie. En effet, ils produisent par courant chargé un lepton tau dont le temps de vie est court. La perte d'énergie lors de la propagation de ce dernier est alors négligeable et une grande fraction de l'énergie est retransférée au neutrino tauique secondaire issu de la désintégration du tau. Comme l'énergie transférée au neutrino secondaire est plus petite, le libre parcours moyen augmente. Ce mécanisme spécifique aux neutrinos tauiques est appelé la *régénération* et permet de détecter des particules de très haute énergie provenant de l'hémisphère nord.

2.2 Désintégration muonique du lepton tau

Le temps de vie du lepton tau dans son référentiel au repos est court ($\tau_\tau = 2.8 \cdot 10^{-13}$ s) et ce dernier décroît donc au bout de distances relativement faibles. Cependant, plus l'énergie du tau E_τ est grande, plus sa longueur de propagation observée L_{obs} augmente, du fait de la dilatation du temps par rapport au référentiel au repos, selon :

$$L_{obs} = \gamma c \tau_\tau \beta \sim 50 \left(\frac{E_\tau}{\text{PeV}} \right) \text{ m} \quad (2.6)$$

Les principaux canaux de désintégration du tau sont la désintégration en hadrons, la désintégration électronique et muonique (table 2.1). Chaque canal de désintégration produit une signature différente dans le détecteur IceCube. Nous nous intéressons dans le cadre de ce travail à la désintégration muonique du tau et renvoyons le lecteur à la référence [46] pour plus d'informations sur les particularités des autres canaux de désintégration.

2.3 Propagation dans la matière des muons et des taus

Les différences de masse du tau ($m_\tau = 1776.82 \text{ MeV}/c^2$) et de muon ($m_\mu = 105.67 \text{ MeV}/c^2$) mènent à des différences essentielles quant à leurs processus de pertes d'énergie lors de leur propagation dans la matière.

De façon générale, la perte d'énergie de particules chargées dans la matière s'écrit

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = a(E) + b(E)E \quad (2.7)$$

où $a(E)$ est le terme qui décrit la perte d'énergie par ionisation et $b(E) = b_{brem}(E) + b_{ee}(E) + b_{photonucl}(E)$ est celui qui reprend la somme des processus radiatifs à savoir le bremsstrahlung, la création de paire électron-positron et l'effet photonucléaire. L'énergie critique $E_c = a/b$ est l'énergie au-delà de laquelle les processus radiatifs dominent sur l'ionisation. Dans le cadre de notre analyse, nous considérons les particules d'énergie supérieure au PeV, bien au-delà des énergies critiques du muon. Dans la section suivante nous nous limiterons donc aux processus radiatifs et négligerons l'ionisation.

canal	taux de branchement
$\tau \rightarrow \mu + \nu_\mu + \nu_\tau$	17.39%
$\tau \rightarrow e + \nu_e + \nu_\tau$	17.83%
$\tau \rightarrow \text{hadrons} + \nu_\tau$	64.79%

TABLE 2.1 – Les principaux canaux de désintégration du lepton tau et les taux de branchements associés [15].

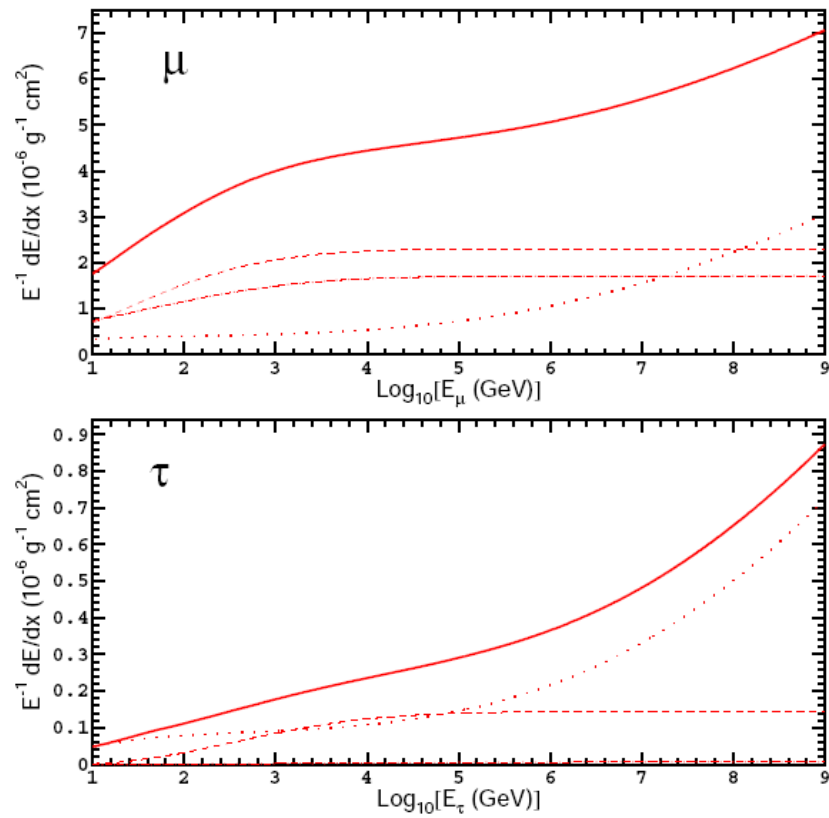


FIGURE 2.2 – Pertes d'énergie du muon (haut) et du tau (bas) dans de la roche : création de paire e^+e^- (tiret), bremsstrahlung (pointillés-tiret), effet photonucléaire (pointillés) et somme de tous ces processus (trait continu) [47].

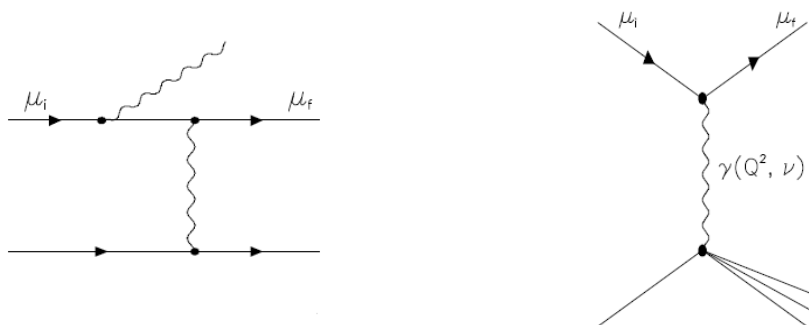


FIGURE 2.3 – Diagramme de Feynman du processus de bremsstrahlung (gauche) et photonucléaire (droite).

2.3.1 Bremsstrahlung et création de paire e^+e^-

Le processus de bremsstrahlung (2.3 à gauche) consiste en la radiation émise par une particule chargée lors de son passage dans le champ électrique des noyaux d'un milieu donné. En effet, le champ électrique provoque une décélération de la particule chargée qui émet alors un photon d'énergie E_γ . Si l'énergie du photon est supérieure à deux masses d'électron $E_\gamma > 2m_e$, une paire électron-positron pourra être créée. La section efficace du bremsstrahlung et de la création de paires e^+e^- est proportionnelle à l'inverse de la masse au carré du lepton $\sigma \propto 1/m_l^2$ (pour plus de détails lire la référence [44]). Ces processus sont donc relativement favorisés pour le muon, pour lequel ils constituent la principale source de pertes d'énergie (en tiret-pointillés sur la fig. 2.2).

2.3.2 Effet photonucléaire

L'effet photonucléaire (2.3 à droite) est un processus d'interaction entre un lepton se propageant à vitesse relativiste et un nucléon du milieu de propagation. Ce processus se réalise principalement via l'échange d'un photon virtuel γ^* pour lequel $Q^2 = -q^2$ où q peut être reconstruit comme la différence entre le quadri-vecteur énergie-impulsion du lepton avant interaction et après interaction.

Aux grandes valeurs de Q^2 ($Q^2 \gg (1/R)^2$ où R est la taille du nucléon), l'interaction est dominée par les diffusions profondément inélastiques. Dans ce cas, le photon virtuel interagit avec les partons du nucléon (qui possèdent une fraction x de l'énergie du nucléon) menant à un processus d'hadronisation et donc création d'un état hadronique final. La section efficace de ce processus n'est pas expérimentalement connue à petit x et est extrapolée. La paramétrisation des fonction de structure du nucléon utilisée dans ce travail est détaillée dans [3]. Le processus photonucléaire constitue la principale source de perte d'énergie pour le tau (en pointillés sur la fig. 2.2).

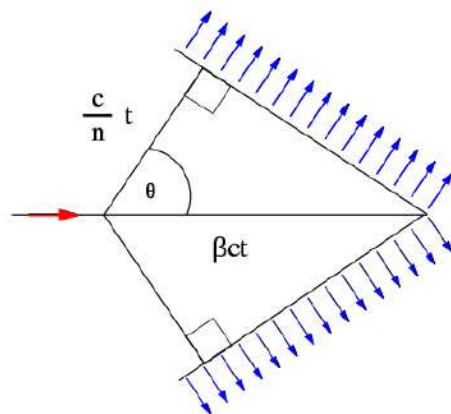


FIGURE 2.4 – Illustration de la formation d'un cône de photons Čerenkov produit par le passage d'une particule chargée dans un milieu.

2.4 Production de photons

Lorsqu'une particule chargée se déplace à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu traversé, elle émet des photons via l'effet Čerenkov. La détection de ces photons Čerenkov est le principe sur lequel repose les détecteurs à neutrinos.

2.4.1 Photons Čerenkov

Une particule chargée se propageant dans un milieu à une vitesse v supérieure à celle de la vitesse de la lumière dans ce milieu produit de la lumière Čerenkov. La particule en mouvement polarise les atomes ou molécules du milieu qui retournent à leur état fondamental en émettant des photons. Si la particule se propage plus vite que la lumière dans le milieu, les photons Čerenkov forment un front d'onde cohérent avec un angle θ_c par rapport à la trajectoire de la particule incidente (fig.2.4). L'angle d'émission est donné par

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} \quad (2.8)$$

où $\beta = v/c_n$ est le rapport entre la vitesse de la particule et celle de la lumière dans le milieu d'indice de réfraction n . L'angle Čerenkov est non nul lorsque $\beta n > 1$.

Aux énergies qui nous intéressent dans cette analyse ($E > \text{PeV}$), on peut supposer que la particule se déplace à la même vitesse que la lumière dans le milieu ($\beta = 1$) et en tenant compte que l'indice de réfraction pour la glace est de $n = 1.32$ dans le domaine de sensibilité d'ICECUBE ($\lambda 400 \text{ nm}$), on en déduit un angle Čerenkov de $\theta_c = 41$ degrés.

Le nombre de photons produits par unité de longueur de trace parcourue par une particule de charge ze est donné par [15] :

$$\frac{dN^2}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\lambda)^2}\right) \quad (2.9)$$

où $\alpha \sim 1/137$ est la constante de structure fine et λ est la longueur d'onde des photons. Pour un indice de réfraction constant, le nombre de photons émis par unité de longueur est inversement proportionnel à leur longueur d'onde élevée au carré et par conséquent les photons Čerenkov sont majoritairement dans la région ultra-violet. En intégrant l'équation (2.9) sur λ pour des longueurs d'onde comprises entre 300 nm et 500 nm (domaine de sensibilité des modules optiques du détecteur), on obtient le nombre de photons émis par longueur de trace, de l'ordre de 200 photons par cm [56].

2.4.2 Lumière Čerenkov produite par les cascades électromagnétiques et hadroniques

Les processus de bremsstrahlung, de création de paire e^+e^- et d'effet photonucléaire décrits précédemment mènent aux développements de cascades électromagnétiques dans les deux premiers cas et de cascades hadroniques dans le dernier cas. Les particules secondaires créées au sein de ces cascades vont elles-aussi émettre des photons Čerenkov.

Une cascade électromagnétique est produite suite à la propagation des électrons et positrons. Au delà de quelques MeV, leurs principales sources de pertes d'énergie est le bremsstrahlung. Les photons créent à leur tour des paires e^+e^- , qui interagissent de la même manière et ainsi de suite menant au développement d'une cascade électromagnétique.

Une cascade hadronique est initiée par des jets de hadrons issus de l'interaction photonucléaire. Ceux-ci interagissent avec les noyaux du milieu de propagation et produisent un jet de hadrons secondaires qui re-interagissent et génèrent une cascade hadronique. Ces dernières présentent d'importantes fluctuations car elles ne sont pas constituées que de deux types de particules, comme dans le cas des cascades électromagnétiques, mais d'un grand nombre de particules présentes en différentes proportions selon l'énergie de la cascade. Ceci a pour conséquence une plus grande dispersion transversale pour les cascades hadroniques que pour les cascades électromagnétiques. De plus, les cascades hadroniques contiennent une composante électromagnétique. Cela est principalement dû à deux effets. Premièrement les pions neutres générés vont immédiatement se désintégrer en rayons gamma ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) et produire une cascade électromagnétique. Deuxièmement, les pions et hadrons chargés se désintègrent en muons. Les processus de perte d'énergie de ceux-ci produisent également des cascades électromagnétiques.

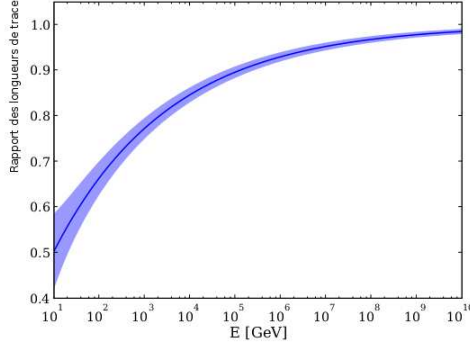


FIGURE 2.5 – Rapport des longueurs de trace totales intégrées des cascades hadroniques et électromagnétiques en fonction de l'énergie. La largeur de la bande représente l'erreur. [53].

On peut caractériser la luminosité d'une cascade par le nombre de photons Čerenkov produits par unité de longueur. Pour cela, on définit une longueur de trace totale intégrée donnée par

$$L = \sum_{\text{segment traces}} l_i$$

où l_i représente un segment de trace d'une branche de la cascade. Le nombre de photons produits est alors $L[\text{cm}] * 200$ car on a vu dans la section précédente qu'on s'attend à ~ 200 photons Čerenkov émis par cm. A partir de simulation de photons Čerenkov émis par les processus radiatifs, il a été établi [19] que la longueur de trace intégrée L peut être paramétrée selon

$$L[\text{cm}] = E[\text{GeV}] \times \begin{cases} 481.4 \text{ cm GeV}^{-1} & \text{pour cascades EM} \\ F \times 481.4 \text{ cm GeV}^{-1} & \text{pour cascades hadro} \end{cases} \quad (2.10)$$

où F est le rapport des longueurs de trace totale intégrée des cascades hadroniques et électromagnétiques $F = \frac{L_{\text{hadron}}}{L_{\text{em}}}$ (fig. 2.5). On peut reformuler la relation (2.10) en disant qu'on a approximativement $9.6 \cdot 10^6$ photons Čerenkov par GeV pour une cascade électromagnétique. Le paramètre F est toujours inférieur à l'unité ce qui traduit le fait que les cascades hadroniques produisent moins de photons Čerenkov que les cascades électromagnétiques. Ceci s'explique d'une part par le fait qu'une grande partie de l'énergie visible est réduite par les grandes pertes d'énergie impliquées dans les énergies de liaison des processus hadroniques et d'autre part par la production importante de particules non chargées comme des neutrons. De plus, le seuil d'énergie pour la radiation Čerenkov est plus grande pour les hadrons chargés que pour les électrons et positrons. Notons que la composante électromagnétique de la cascade hadronique augmente avec l'énergie et par conséquent le rapport des longueurs est proche de l'unité à de très grandes énergies (fig. 2.5).

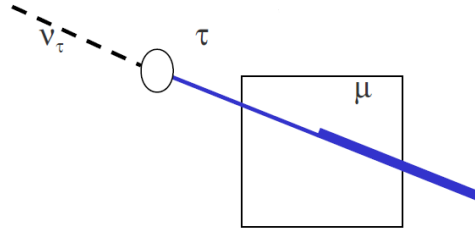


FIGURE 2.6 – Illustration de la signature d'un tau de haute énergie ($> \text{PeV}$) se désintégrant en muon dans un détecteur à neutrino.

2.5 Signature de la désintégration d'un tau en muon

Comme développé dans les sections précédentes, du fait de leur grande différence de masse, le tau et le muon présentent des comportements très différents lors de leur propagation dans la matière. En reprenant ci-dessous leurs différences, nous explicitions ce qui caractérise la signature d'un tau se désintégrant en muon.

Selon la figure 2.2, il vient que les pertes d'énergie du muons sont environ 10 fois plus grandes que celles du tau. Dans la section 2.3 il fut établi que le muon perd principalement son énergie via bremsstrahlung et création de paire e^+e^- tandis que le processus dominant pour les taus est l'effet photonucléaire. Dans la section 2.4, on a expliqué que les processus de bremsstrahlung et de créations de paires e^+e^- mènent aux développements de cascades électromagnétiques tandis que les processus photonucléaires produisent des cascades hadroniques. De plus, le nombre de photons Čerenkov émis est plus petit au sein de cascades hadroniques qu'au sein de cascades électromagnétiques pour une même perte d'énergie.

Si l'on considère tous ces effets, on s'attend à ce que la trace du muon produise plus de photons que celle du tau. Un tau se désintégrant en muon se caractérise donc par une augmentation du nombre de photons émis après la désintégration (fig.2.6).

2.6 Signature des autres canaux de désintégration

Une des caractéristiques des neutrinos tauiques est la variété de leur signature dans le détecteur. Ces dernières dépendent de l'énergie du tau et de son canal de désintégration. Dans cette section nous passons en revue les principales signatures synthétisées sur la figure 2.7.

Si l'énergie du tau est supérieure à quelques PeV, la longueur de la trace est assez longue (quelques centaines de mètre, eq. (2.6)) pour que la trace soit correctement estimée par les algorithmes de reconstruction. On distingue différentes signatures selon les canaux de désintégration du tau :

Désintégration en électron ou en hadrons (rapport de branchement de 82%) : la trace est suivie respectivement d'une cascade électromagnétique ou hadronique (**signature "lollipop"**). Une telle signature pourrait également caractériser plusieurs muons traversant le détecteur dans un même intervalle de temps.

- Si la cascade hadronique produite par l'interaction par courant chargé des neutrinos tauiques avec la glace est également contenue dans le détecteur, on observe deux cascades reliées par la trace du tau (**signature "Double-Bang"**). Cette signature caractérise de façon univoque un tau.

Désintégration en muon (rapport de branchement de 18%) : la trace du tau est prolongée par la trace du muon (**signature "sugardady"**). Ce canal est celui qui nous intéresse plus particulièrement dans ce travail et ses caractéristiques uniques sont synthétisées dans la section 2.5.

Si l'énergie du tau est inférieure au PeV, on ne distingue pas clairement la trace du tau d'une cascade. Les signatures selon les canaux de désintégration :

Désintégration en électron ou en hadrons et cascade hadronique issue de l'interaction par courant chargée contenue dans le détecteur : deux cascades très proches. Les signaux enregistrés par les DOMS seraient alors constitués de deux pics séparés par un petit intervalle de temps (20 ns) (**signature "Double-Pulse"**). Une telle signature pourrait être représentative de muons présentant deux bremsstrahlung successifs.

Désintégration en muon : la cascade constituée par le tau est suivie de la trace du muon (**signature "Tautsie pop"**). Cette signature se distingue d'une cascade hadronique suivie d'une trace de muon par le fait que le rapport des énergies de la cascade du tau et de la trace du muon $E_{\text{tau}}/E_{\text{muon}}$ est deux à trois supérieur à celui des énergies de la cascade hadroniques et de la trace du muon $E_{\text{hadro}}/E_{\text{muon}}$ du fait de la production de deux neutrinos lors de la désintégration du tau en muon.

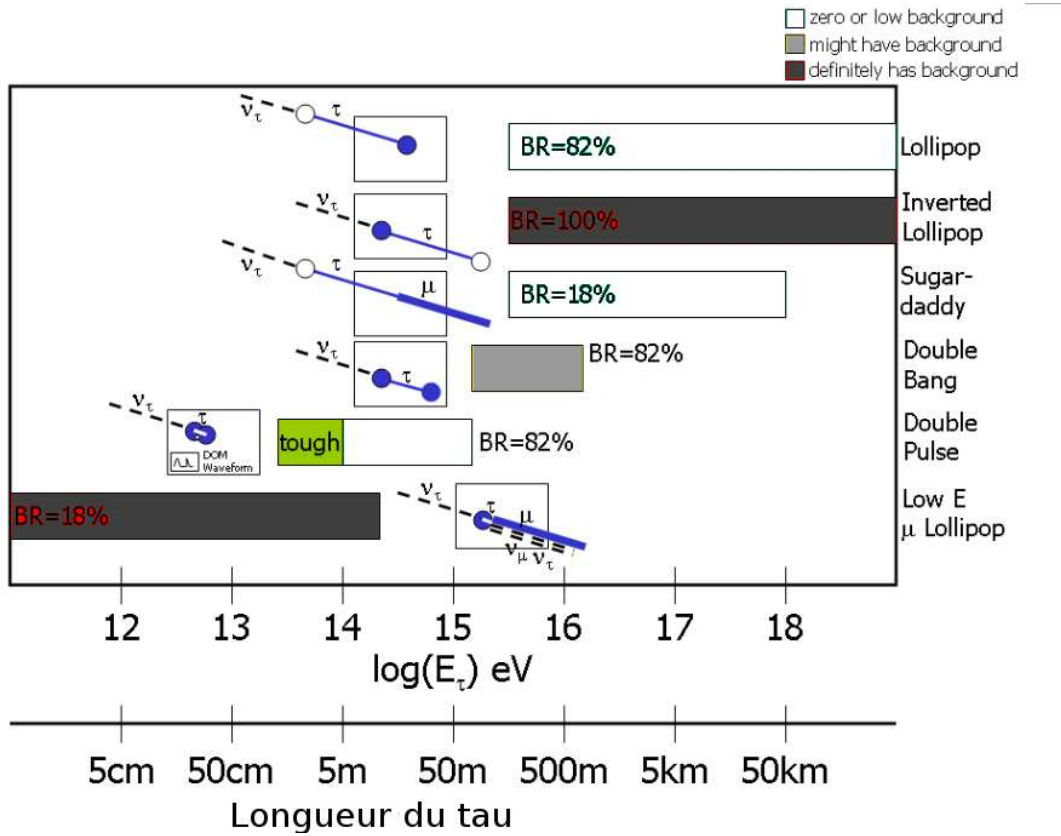


FIGURE 2.7 – Illustration des différentes signatures des neutrinos tauiques selon leur énergie et leur canal de désintégration. Le nom des différentes signatures est indiqué sur l'axe de droite et l'intervalle en énergie sur lequel ils sont définis est représenté en abscisse. Les différentes teintes de gris représentent la quantité de bruit de fond possédant la même signature.

Chapitre 3

Le détecteur ICECUBE

Ce chapitre a pour objet le détecteur à neutrinos ICECUBE. Une large place est faite à la présentation du dispositif expérimental ainsi qu'à la chaîne d'acquisition des données effectuée dans la salle de contrôle en surface du détecteur. Le reste du chapitre traite de l'environnement dans lequel est déployé le détecteur, à savoir la glace antarctique à proximité du Pôle Sud. Celle-ci joue un rôle crucial car elle constitue le milieu d'interaction, ce qui demande un grand volume ; et le milieu de détection, ce qui nécessite une grande transparence. Nous présentons les propriétés optiques de celle-ci ainsi que les différentes modélisations développées au sein de la collaboration ICECUBE.

3.1 Dispositif expérimental

Comme expliqué au chapitre 2, le lepton chargé issu de l'interaction par courant chargé des neutrinos avec la glace émet des photons Čerenkov lors de sa propagation dans la glace. Le principe du détecteur à neutrinos ICECUBE (fig. 3.2) est d'enregistrer ces photons sur un grand volume de détection. Ce dernier est constitué d'un réseau de 80 câbles auxquels sont attachés 60 modules optiques digitaux (ou DOM définis dans la section 3.2) capables d'enregistrer les photons Čerenkov et espacés de 17 m sur un même câble. Ces câbles sont déployés verticalement entre 1450 m et 2450 m dans la glace antarctique à proximité du Pôle Sud géographique et l'espace entre eux est en moyenne de 125 m ce qui ramène le volume total sur lequel le détecteur est déployé à 1 km^3 . Un tel volume est nécessaire à cause de la petite section efficace des neutrinos et des faibles flux attendus pour des neutrinos astrophysiques de haute énergie. ICECUBE est sensible aux particules d'énergies comprises entre 100 GeV et 30 EeV et peut également détecter les neutrinos de plus basse énergie issus de supernova.

Deux détecteur complémentaires à ICECUBE sont situés dans la même région que ce dernier. Le premier, IceTop (fig. 3.2), est constitué d'un réseau de stations situées en surface à la verticale de chaque câble d'ICECUBE. Chacune des stations est composée de 2 réservoirs remplis de glace et contenant deux DOMs enfouis dans la glace. Le détecteur IceTop permet de détecter les muons atmosphériques ainsi que les cascades électromag-

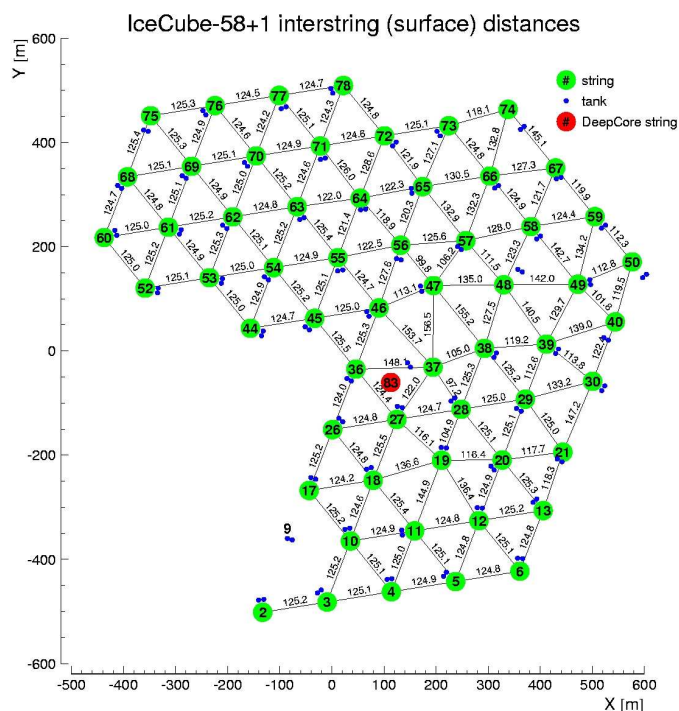


FIGURE 3.1 – Schéma de la configuration du détecteur durant la saison 2009/2010. Vue du haut dans les coordonnées (x,y,z) du détecteur dans lesquelles l’origine $(0,0,0)$ est au centre du détecteur. La distance entre les différents câbles est indiquée.

nétiques produites par les gerbes atmosphériques. Enfin DeepCore (fig. 3.2), situé au centre de ICECUBE, est un détecteur permettant d’observer des particules de plus basse énergie que celles que peut détecter ce dernier. Il est constitué de 8 câbles auxquels sont attachés 60 DOMs. Les 10 premiers DOMs sont espacés de 10 m entre 1750 m et 1850 m, les 50 DOMs suivants ont un espacement de 7 m et sont placés à une profondeur supérieure à 2100 m. La localisation des DOMs de DeepCore est telle qu’ils se trouvent dans les régions où la glace antarctique est la plus pure.

La construction du détecteur s’est effectuée en sept années durant l’été austral, seule période de l’année pendant laquelle les conditions climatiques de l’antarctique permettent de déployer les différents câbles dans la glace. La fin du déploiement eut lieu en décembre 2010. Durant les sept années de construction, différentes prises de données ont été faites avec chaque année une configuration différente du détecteur. Dans le cadre de ce travail nous considérons les données enregistrées du 20 mai 2009 au 1 juin 2010, période durant laquelle le détecteur avait une configuration de 59 câbles, *IC59* (fig. 3.1). La période de prise de données couvre 308.6 jours (dont 93.36% exploitables pour l’analyse).

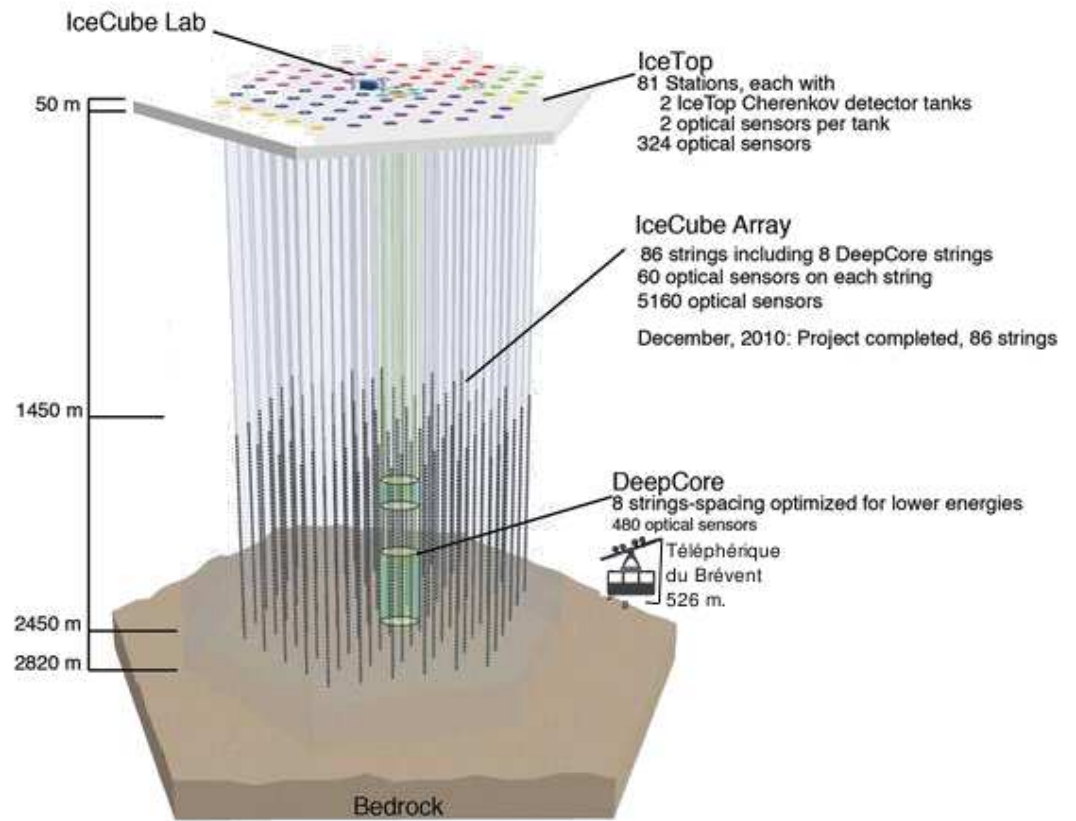


FIGURE 3.2 – Vue schématique du détecteur ICECUBE déployé entre 1450 m et 2450 m dans la glace antarctique à proximité du Pôle Sud géographique. IceTop est constitué d'un réseau de DOMs en surface à la verticale de chaque câble et DeepCore est représenté en jaune au centre de ICECUBE. Les points en surface représentent les câbles enfouis sous la surface et la couleur de ceux-ci représente la saison de leur déploiement. Le centre de contrôle où sont envoyées et analysées les données se trouve en surface au centre du détecteur.

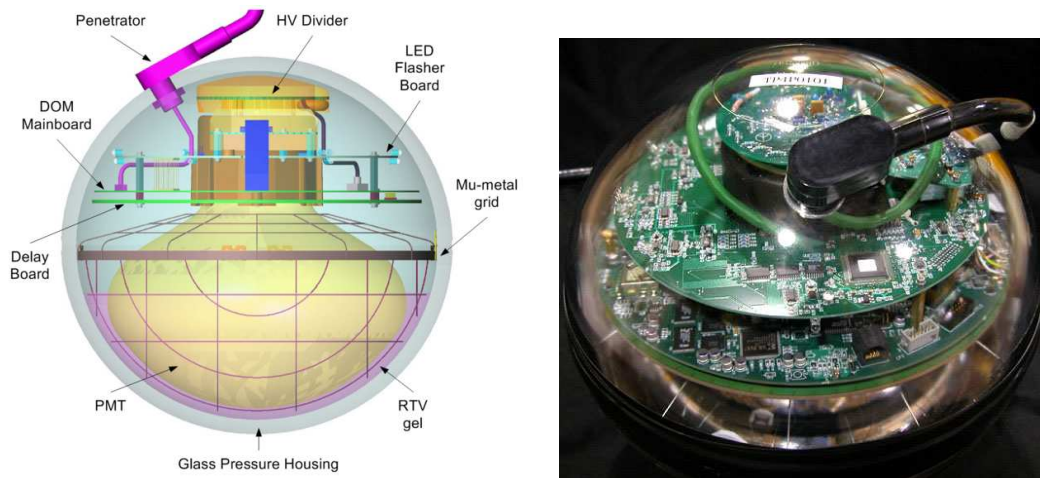


FIGURE 3.3 – Gauche : Schéma d'un DOM et de ses composants [11]. Droite : Photographie d'un DOM.

3.2 Les modules optiques digitaux (DOM)

Les DOMs (fig. 3.3) sont des sphères de verre Benthos, d'un diamètre extérieur de 33.2 cm et d'une épaisseur de 13 mm, capables de résister à des pressions supérieures à 500 bars. Ils contiennent chacun un photomultiplicateur, un générateur de haute tension pour ce dernier et la carte mère du DOM munie de l'électronique permettant de digitaliser le signal électrique. Le photomultiplicateur (Hamamatsu R7081-02) est constitué de 10 dynodes et fonctionne pour une tension comprise entre 1200 V et 1400 V avec un gain de 10^7 et une efficacité quantique de 25% à 400 nm. La gamme en longueur d'onde à laquelle sont sensibles les DOMs est limitée, pour la borne inférieure, par la transmission optique du verre des DOMs (qui chute autour de 300 nm), et pour la borne supérieure par l'efficacité quantique des photomultiplicateurs (seulement de quelques pourcent au-delà de 500 nm). Chaque DOM contient également 12 diodes émettrices de lumière (flasher LED) destinées à la calibration et la mesure des propriétés de la glace antarctique.

3.3 Système d'acquisition des données

Le système d'acquisition des données (DAQ, Data AcQuisition system) permet de convertir les signaux analogiques bruts issus des photomultiplicateurs en données informatiques exploitables. Il est détaillé dans la publication [11] vers laquelle on renvoie le lecteur pour de plus amples informations. Une partie du DAQ se fait dans le DOM déployé dans la glace, et l'autre partie au niveau du centre de contrôle en surface du détecteur.

3.3.1 Chaîne d'acquisition

Une première sélection sur les données est effectuée par l'électronique du détecteur (test sur l'amplitude du signal et logique de coïncidence) puis les données sont envoyées au centre de contrôle pour être traitées informatiquement.

Les photons qui atteignent le DOM génèrent un faible courant électrique par effet photoélectrique sur la photo-cathode des photomultiplicateurs. Ce courant est amplifié par émission secondaire sur une succession de dynodes, jusqu'à l'anode du photomultiplicateur. Le signal analogique qui en résulte est soumis à un discriminateur, et si son amplitude est supérieure à 0.25 photoélectrons, il est numérisé (sec. 3.3.2).

Si le signal satisfait aux conditions de logique du déclenchement (sec. 3.3.3), il est envoyé par câble à la salle de contrôle située en surface au centre du détecteur. Chaque câble est contrôlé par un ordinateur spécialisé appelé DOMHub. Ces ordinateurs contiennent 8 cartes de lecture du DOM, chacune capable de communiquer avec huit DOMs. Les différents signaux des DOMs touchés sont regroupés de façon à constituer un événement, qui sont alors soumis aux algorithmes de reconstruction (chapitre 4) et de filtrage (sec. 3.3.4). Si un ou plusieurs algorithmes sont satisfaits, les données sont envoyées dans l'hémisphère Nord en vue de leur analyse ultérieure. Un fois par an la bande magnétique contenant toutes les données est rapatriée.

3.3.2 Numérisation du signal

A chaque DOM est associé 2 ATWD (Analog Transient Waveform Digitizer), circuit intégré spécialisé (ASIC, Application Specific Integrated Circuit), comprenant chacun 4 canaux et dont le rôle est de convertir le signal analogique issu du photomultiplicateur en signal numérique. Le signal électrique est alors divisé en 128 segments de 3.3 ns permettant de numériser un signal de 422 ns. Les trois premiers canaux de l'ATWD amplifient chacun le signal d'entrée d'un facteur 16, 2 et 0.25, le quatrième canal est utilisé pour la calibration et le monitoring. Un second système, le fADC (Fast Analog-to-Digital Converter), permet de numériser les signaux s'étendant sur un grand intervalle de temps. Ce système subdivise le signal en 256 segments de 25 ns et permet ainsi de numériser les signaux allant jusqu'à 6.4 μ s.

3.3.3 Logique de déclenchement

Une première sélection sur les données est effectuée via une logique de coïncidence entre les signaux dans différents DOM sur un intervalle de temps donné. Ce filtrage a pour but de réduire le taux de bruit de fond dû à l'électronique des DOMs, c'est à dire un signal enregistré par un DOM en l'absence de photon Čerenkov. En effet, une particule émet des photons le long de sa trajectoire et laisse des signaux dans plusieurs DOMs tandis que le bruit de fond électronique se caractérise par un signal dans un DOM isolé.

Une coïncidence locale forte (HCL, Hard Local Coincidence) est obtenue si au moins deux DOMs, séparés par au plus 1 DOM, sur un même câble sont touchés dans une fenêtre temporelle de $1 \mu\text{s}$. Si le signal satisfait à la condition HLC, son signal numérisé est envoyé en surface, sinon seule une information réduite (la charge et l'amplitude) est transmise.

Les signaux satisfaisant le critère HLC sont regroupés et forment un événement s'ils répondent à une condition de *déclenchement* du détecteur. La condition principalement satisfaite dans ce travail est celle qui requiert un minimum 8 DOMs touchés dans un intervalle de temps de $5 \mu\text{s}$ (condition SMT8). Les critères de déclenchement sont appliqués aux données par un ordinateur spécifique dans la salle de contrôle, ce qui élimine 98% des données envoyées en surface.

3.3.4 Algorithme de filtrage

Plusieurs algorithmes de filtrage ont été développés par la collaboration ICECUBE et ont pour but de sélectionner des événements spécifiques. Ces algorithmes s'appliquent sur les données qui ont déclenché le détecteur puis ont été regroupées sous forme d'événements physiques dont les paramètres sont estimés par les algorithmes de reconstruction (chapitre 4). Dans le cadre de ce travail, nous nous intéressons aux taus d'énergies supérieures à quelques PeV et choisissons donc le filtre sélectionnant les événements de très haute énergie ($E > \text{PeV}$) : le filtre EHE (Extremely High Energy). La sélection effectuée au sein de ce filtre est une coupure sur le nombre de photo-électrons, à savoir

$$\log_{10}(\text{NPE}) > 2.8. \quad (3.1)$$

En effet, plus la particule traversant le détecteur est énergétique plus celle-ci émet de photons lors de son passage dans la glace.

3.4 Propriétés de la glace antarctique

Pour détecter la lumière Čerenkov produite par le passage de particules chargées, le milieu de détection doit être le plus transparent possible. La glace antarctique, en plus de fournir un volume de détection de très grande dimension, est le solide le plus transparent pour des longueurs d'onde comprises entre 200 nm et 400 nm [16] et constitue donc un milieu de détection idéal. Il est crucial de comprendre la propagation des photons dans ce milieu car cela a un impact direct sur le processus de reconstruction. Plus précisément, la propagation des photons dans la glace antarctique dépend de la vitesse de ceux-ci ainsi que des coefficients d'absorption et de diffusion de cette dernière.

La glace du Pôle Sud s'est développée sur une période de 165 000 ans [41] et a une épaisseur de 2820 m [16]. La glace a une structure essentiellement en couches horizontales contenant différentes concentrations de poussières qui peuvent être corrélées aux divers changements climatiques de l'histoire de la Terre. Rappelons que le détecteur ICE-CUBE est déployé entre 1450 m et 2450 m.

L'absorption des photons par la glace est décrite par la longueur d'absorption λ_a , la distance sur laquelle le flux de photons se propageant dans un milieu décroît de $1/e$. L'inverse de cette longueur est le coefficient d'absorption. L'absorption des photons dans le domaine du visible est due aux processus d'excitation électronique et moléculaire, le principal composant causant l'absorption étant la poussière [16]. Pour des longueurs d'onde comprises entre 200 nm et 500 nm, la longueur d'absorption est de $\lambda_a \sim 100$ m.

Les photons sont diffusés par des centres de différents types et tailles avec une contribution majeure provenant des grains minéraux dans les couches de poussières. Cet effet est bien décrit par la théorie de Mie [16]. La longueur de diffusion λ_d est de l'ordre de 1 m. Le cosinus moyen de l'angle de diffusion a été déterminé par les simulations et est de $\langle \cos \theta \rangle = 0.9$ [19]. La longueur de diffusion effective λ_e est la longueur après laquelle la direction initiale du photon est devenue totalement aléatoire :

$$\lambda_e = \frac{\lambda_s}{1 - \langle \cos \theta \rangle} \quad (3.2)$$

Pour la glace antarctique, aux profondeurs d'ICECUBE, $\lambda_e \sim 25$ m.

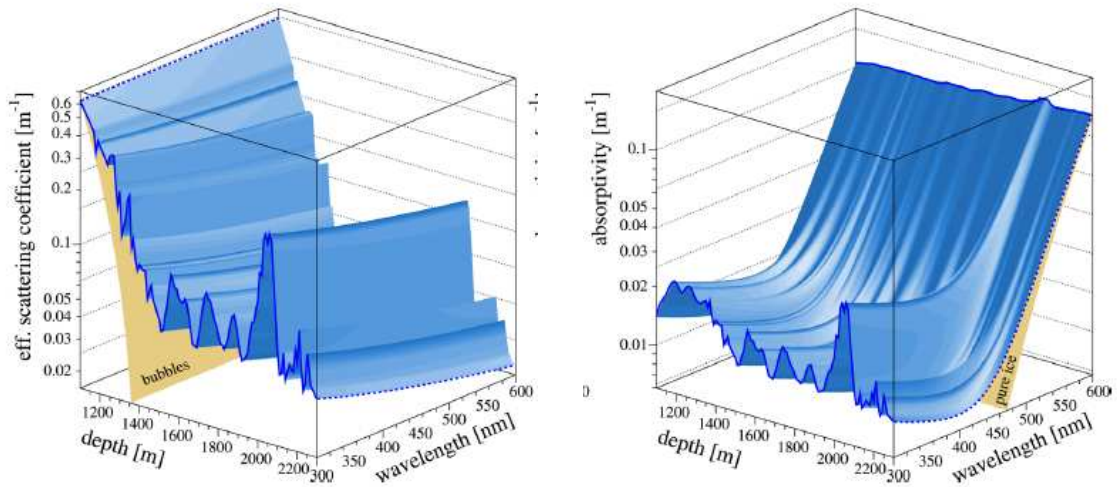


FIGURE 3.4 – Coefficients de diffusion (gauche) et d’absorption (droite) en fonction de la profondeur et de la longueur d’onde des photons (surface gris foncée). Les contributions des bulles d’air pour la diffusion et de la glace pure pour l’absorption sont représentés par les surfaces gris clair [16].

3.4.1 Modélisation de la glace antarctique

Différentes modélisations de la glace antarctique ont été développées au sein de la collaboration ICECUBE. Chaque nouveau modèle est motivé par une modification apportée au précédent modèle afin d’améliorer la concordance entre données mesurées et simulées. Cette sous-section présente les trois principaux modèles développés par la collaboration ICECUBE.

Le modèle Millenium

Les coefficients de diffusion et d’absorption (fig. 3.4) furent mesurés en fonction de la profondeur en utilisant une variété de sources lumineuses pour des profondeurs comprises entre 1200 m et 2300 m avec le détecteur AMANDA, prédécesseur d’ICECUBE, déployé entre 1500 m et 2000 m. Une modélisation des propriétés optiques de la glace antarctique a alors été développée pour des longueurs d’onde comprises entre 300 et 660 nm et pour des profondeurs comprises entre 800 et 2700 m par tranches horizontales de 10 m d’épaisseur [16]. Pour des profondeurs supérieures à 2300 m, les propriétés de la glace ont été extrapolées à partir des concentrations de poussières mesurées dans les glaciers de Vostok [17] et du Dome Fuji [23].

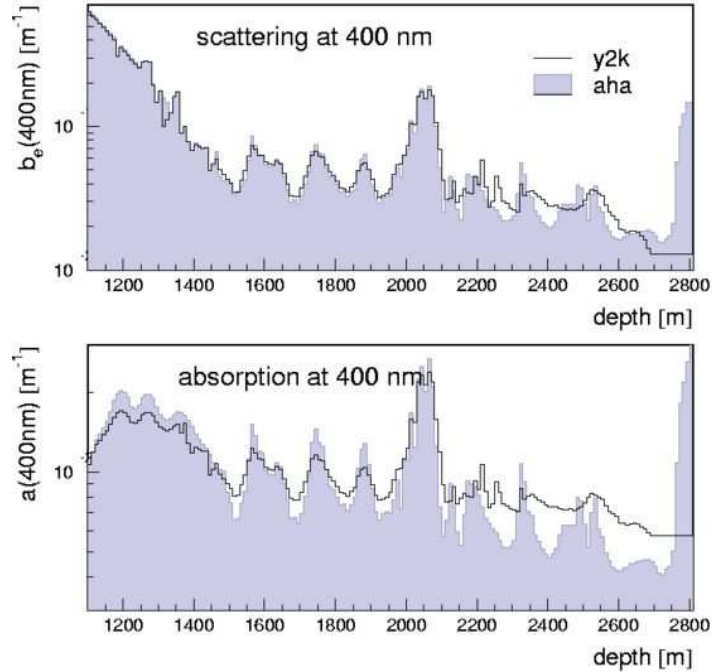


FIGURE 3.5 – Coefficients d'absorption et de diffusion effective pour les modèles AHA (trait noir) et Millenium "y2k" (colorié en gris). Au dessus de 2100 m, seul l'amplitude de la distribution varie entre le modèle AHA et Millenium. A partir de 2100 m, la forme de la distribution est différente pour AHA car elle est estimée à partir de mesures nouvelles issues des Territoire de la Reine Maud.

Le modèle AHA

Les études d'effets systématiques sur le modèle Millenium ont révélé que le coefficient de diffusion était sous-estimé dans les régions à fortes concentrations de poussières et sur-estimé dans les autres régions de 5 à 10 pourcent [5]. De plus, des indications de diverses analyses montrèrent que la glace à grande profondeur (>2050 m) était beaucoup plus transparente que ce que ne prédisait le modèle Millenium. Ces problèmes ont mené à la création d'un modèle de glace amélioré, le modèle AHA (Additionally Heterogeneous Absorption)(fig. 3.5). Il se base sur le modèle Millenium mais l'amplitude des coefficients d'absorption et de diffusion dans les régions poussiéreuses est plus grande et celle dans les autres régions est plus petite. Ces modifications ont été faites pour des profondeurs comprises entre 1490 m et 2100 m. Pour la modélisation de la glace plus profonde, la concentration de la poussière dans les glaces des Territoires de la Reine Maud (projet EPICA) fut mesurée et utilisée [5].

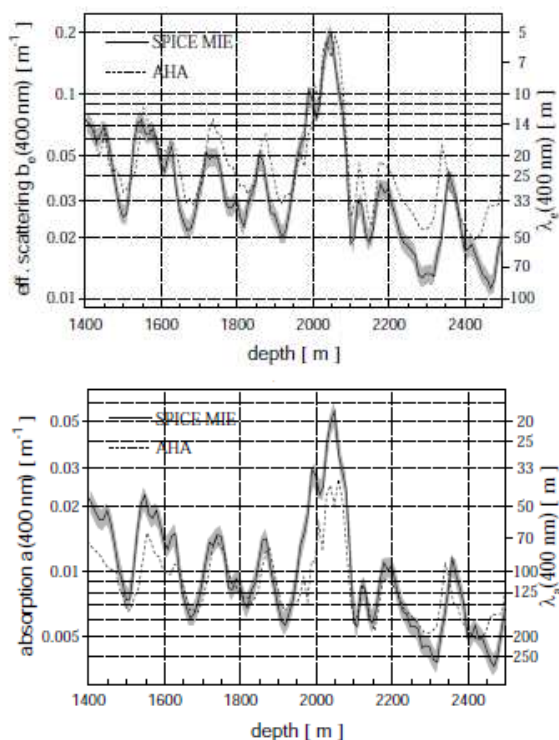


FIGURE 3.6 – Coefficients d’absorption et de diffusion effective pour les modèles AHA (pointillés) et SPICE (trait continu avec une bande représentant l’incertitude sur la valeur) pour des longueurs d’onde de 405 nm, la longueur d’onde des flashers des DOMs [19].

Le modèle SPICE

Le modèle SPICE (South Pole ICE) [19] repose sur des mesures effectuées dans la glace antarctique avec le détecteur ICECUBE pour estimer les valeurs des coefficients d’absorption et de diffusion (fig. 3.6). Chaque DOM contient un flasher LED qui peut émettre des photons dont la longueur d’onde vaut 405 nm. Lors de prises de données spécifiques au flasher, certains DOMs émettent ainsi de la lumière et les autres DOMs enregistrent les signaux ainsi produits. Les données provenant des paires émetteurs-receveurs permettent d’ajuster les paramètres décrivant l’absorption et la diffusion dans la glace.

Chapitre 4

Méthodes générales de simulation et de reconstruction

Ce chapitre a pour sujet la description des méthodes de simulation et de reconstruction développées au sein de la collaboration ICECUBE. Les premières méthodes ont pour but de générer des événements de type signal et de type bruit de fond et de simuler leur comportement lors de leur passage dans le détecteur. Les secondes méthodes permettent d'estimer les caractéristiques d'une particule à partir d'un ensemble de signaux électriques enregistrés dans le détecteur.

4.1 Méthodes de simulation

La simulation des événements dans le détecteur ICECUBE se fait en trois étapes. D'abord les particules primaires (neutrinos ou gerbes atmosphériques) d'énergie, de direction et de type donnés sont générées pour un flux théorique fixé. Ensuite elles sont propagées dans différents milieux (atmosphère, roche terrestre ou glace antarctique) en prenant en compte les différents mécanismes de perte d'énergie et la production de particules secondaires. Cette étape comprend aussi la propagation de photons Čerenkov dans la glace antarctique le long de la trajectoire de la particule. Enfin la dernière partie du processus consiste à simuler la réponse du détecteur, à savoir la chaîne d'acquisition des données, la numérisation du signal, la logique de déclenchement et le filtrage (chapitre 3).

4.1.1 Génération d'événements

Neutrinos

Le programme NUGEN (basé sur le programme ANIS [28]) permet de générer les trois saveurs de neutrinos de façon aléatoire à la surface de la terre puis de simuler leur propagation et leur interaction par courant chargé ou courant neutre avec les nucléons de la glace ou de la roche terrestre en utilisant la modélisation CTEQ5 [10] pour les

fonctions de distribution des partons.

Muons atmosphériques

La majorité des événements enregistrés dans le détecteur ICECUBE est constituée de muons atmosphériques issus de gerbes atmosphériques produites par l'interaction des rayons cosmiques de haute énergie avec l'atmosphère terrestre. Ces gerbes atmosphériques ainsi que la propagation dans l'atmosphère du muon qu'elles produisent sont simulés par le programme CORSIKA (COsmic Ray SIMulation for KAscade) [35]. Le spectre des rayons cosmiques primaires y suit le modèle "Hoerandel polygonato" [34].

4.1.2 Propagation des leptons chargés et de leurs particules secondaires

La simulation de la propagation des leptons chargés dans la glace antarctique est effectuée par le programme MMC [4]. Celui-ci prend en compte les processus de pertes d'énergie lors de la propagation des différents leptons. La propagation des photons Čerenkov à partir de leur lieu d'émission au DOM touché est simulée par le programme Photonics [14]. A partir d'une source d'émission donnée, les photons sont propagés dans un certain milieu, en tenant compte des coefficients d'absorption et de diffusion de ce milieu. Les résultats de ces simulations, à savoir une densité de flux de photons, sont ensuite stockés dans des tables numériques. Les localisations des détecteurs ne sont pas fixées mais spécifiées dynamiquement quand on accède aux résultats de la simulation.

La longueur de propagation des photons dépend des propriétés optiques du milieu (sec. 3.4). Celle-ci présente des inhomogénéités sous forme de strates horizontales. Les propriétés optiques du milieu sont donc paramétrées en fonction de la profondeur et selon les différentes modélisations de la glace antarctique. La simulation débute avec la spécification d'une source de photons (son type, sa localisation et son orientation). A partir du lieu d'émission, les photons sont propagés en tenant compte des coefficients d'absorption et de diffusion.

Le volume de simulation est quadrillé et est constitué d'un ensemble de cellules. Durant leur propagation, le flux de photons est enregistré dans chacune des cellules spatiales (fig. 4.1). Ces flux sont ensuite convertis en nombre moyen de photons détectés dans chaque DOM et ces valeurs sont stockées, ainsi que les temps d'arrivée des photons, dans des tables numériques.

4.1.3 Réponse du détecteur

Enfin, après la simulation de la propagation des photons jusqu'au DOM par Photonics, les différentes étapes de la chaîne d'acquisition des données (sec. 3.3) sont simulées. Tout d'abord, la production de signaux électriques est simulée : à partir de l'information concernant les photons propagés jusqu'au DOM, un programme estime le nombre

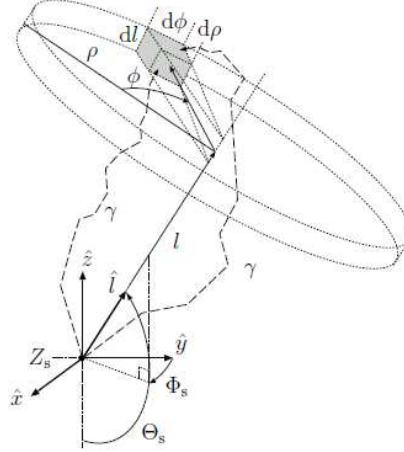


FIGURE 4.1 – Illustration de la simulation de la propagation des photons dans Photonics. À partir d’une source lumineuse, un flux de photons est propagé jusqu’à un volume final où la distribution de photons est enregistrée. [14]

de photons qui se propagent de la sphère pressurisée qui contient le DOM à la photocatode puis simule le comportement du photomultiplicateur et fournit le nombre de photo-électrons résultant (NPE) ainsi que l’impulsion électrique du photomultiplicateur. Enfin, la logique de déclenchement ainsi que les algorithmes de filtrage sont appliqués et seuls les événements satisfaisant ces derniers sont gardés.

4.1.4 Échantillons utilisés

Nous présentons les simulations de signal et de bruit de fond utilisées tout au long de notre analyse. De manière à augmenter le nombre d’événements générés de haute énergie, les échantillons sont produits avec un spectre en E^{-1} . Il est donc nécessaire d’attribuer un poids w_i à chaque événement, afin de renormaliser le flux généré de sorte qu’il corresponde au flux réel de la source. Pour les muons et neutrinos atmosphériques, une paramétrisation $\phi(\theta, E)$ en fonction de l’énergie E et du zénith θ est utilisée. Dans le cas de neutrinos cosmiques nous renormalisons pour un flux en E^{-2} . De plus, pour des raisons de gain de temps et d’espace mémoire, les interactions neutrino-nucléon sont réparties de façon isotropique dans le volume d’interaction. Il faut donc inclure a posteriori la probabilité d’interaction du neutrino à l’intérieur du volume d’interaction $P_{int} = \frac{L\rho\sigma_{\nu-N}}{m_N}$ où L représente la longueur à l’intérieur du volume d’interaction, ρ est la densité de la glace, $\sigma_{\nu-N}$ est la section efficace neutrino-nucléon et m_N est la masse du nucléon. Le poids à appliquer à chaque événement pour obtenir le nombre correspondant d’événements réels pour un flux donné est donc $P_{tot} = w_i \times P_{int}$.

spectre du flux généré	multiplicité	nombre d'événements générés
$E^{-1.7}$	simple	$1.1 \cdot 10^7$
$E^{-1.7}$	double	$5.2 \cdot 10^6$
$E^{-1.7}$	triple	$4.6 \cdot 10^6$

TABLE 4.1 – Nombre d'entrées des différents échantillons de muons simulés utilisés (CORSIKA) et spectre en énergie à la production. Le spectre est généré en $E^{-1.7}$ de façon à augmenter la statistique à haute énergie puis pondéré selon le spectre en énergie des rayons cosmiques. Les échantillons contiennent différentes multiplicités, c'est-à-dire de nombre de particules traversant le détecteur dans un même intervalle de temps.

spectre du flux généré	nombre d'événements générés
$E^{-1}\nu_e$	10^6
$E^{-1}\nu_\mu$	10^6
$E^{-1}\nu_\tau$	10^7

TABLE 4.2 – Nombre d'entrée des échantillons de neutrinos simulés utilisés (NUGEN) et spectre en énergie à la production.

Muons atmosphériques

Les muons atmosphériques sont simulés via le programme CORSIKA (table 4.1). Tous ces événements ont été simulés avec un spectre de Hoerandel et un zénith compris entre 0 et 90 degrés. L'intervalle d'énergie des particules primaires est compris entre 600 GeV et 10^{11} GeV. La simulation de la propagation des photons est effectuée en prenant AHA comme modélisation de la glace antarctique (chapitre 3.1).

Neutrinos atmosphériques et cosmiques

Les simulations de neutrinos sont faites avec le programme NUGEN (table 4.2). On pondère le flux a posteriori selon l'origine des neutrinos considérés (atmosphérique ou cosmique). Dans le cas de neutrinos atmosphériques, on prend comme flux conventionnel celui de Honda [38] et comme flux prompt celui décrit par Sarcevic [43]. Dans le cas de neutrinos cosmiques, le flux considéré est celui de Waxman-Bahcall, à savoir $\Phi = 2.25 \cdot 10^{-8} E^{-2} \text{ GeVs}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{cm}^{-2}$ (sec. 1.1.4). La propagation dans la glace des leptons chargés produits par les neutrinos sont simulés par MMC. La propagation des photons Čerenkov est simulée par le programme Photonics avec AHA comme modélisation de la glace antarctique. En effet, le modèle SPICE mentionné dans la section 3.4 n'était pas utilisé dans les simulations au moment de cette analyse.

4.2 Méthodes de reconstruction

A partir des signaux enregistrés dans les différents DOMs, les algorithmes de reconstruction caractérisent la particule qui les a produits. Selon le type d'analyse, différents paramètres sont importants à reconstruire : la topologie de l'événement (cascade ou trace), son énergie, sa direction et sa position d'interaction. Dans ce travail, nous ne nous intéressons qu'aux traces laissées par le passage de particules chargées et plus particulièrement aux traces laissées par les taus se désintégrant en muon.

4.2.1 Algorithme de première estimation

Les algorithmes de première estimation servent à reconstruire les propriétés des particules de façon analytique à partir du temps d'arrivée mesuré et de l'amplitude de signal enregistré, et ce avec un court temps de calcul. Ils sont ainsi appropriés pour être appliqués sur une grande quantité de données, et permettent d'effectuer une première sélection des événements intéressants qui nécessitent plus d'investigation. Ils fournissent également des valeurs initiales pour des méthodes statistiques reposant sur un maximum de vraisemblance. Plusieurs algorithmes de première estimation existent et sont détaillés dans [13], nous ne décrivons que celui utilisé dans notre analyse à savoir l'algorithme "line-fit".

Line-Fit

L'algorithme line-fit est utilisé pour reconstruire de manière approchée la trajectoire des particules sur base de la position des DOMs touchés et du temps d'arrivée des photons. Cette méthode ne prend pas en compte la géométrie du cône Čerenkov : on suppose qu'un front d'onde, perpendiculaire à une trace hypothétique, se propage dans le détecteur. On relie alors la position r_i de chacun des DOMs touchés en t_i par une ligne telle que

$$\bar{r}_i \sim \bar{r} + \bar{v} t_i \quad (4.1)$$

où les paramètres r et v sont estimés en minimisant le chi-carré suivant :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{Nhits} (\bar{r}_i - \bar{r} - \bar{v} t_i)^2 \quad (4.2)$$

On obtient comme solution :

$$\bar{r} = \langle \bar{r}_i \rangle - \bar{v} \langle t_i \rangle \quad \text{et} \quad \bar{v} = \frac{\langle t_i \bar{r}_i \rangle - \langle \bar{r}_i \rangle \langle t_i \rangle}{\langle t_i^2 \rangle - \langle t_i \rangle^2} \quad (4.3)$$

où $\langle r_i \rangle = (1/Nhits) \sum_i^{Nhit} r_i$ représente la moyenne du paramètre r sur le nombre de DOMs touchés $Nhit$. La vitesse v est la vitesse des photons dans le détecteur $v \sim c$.

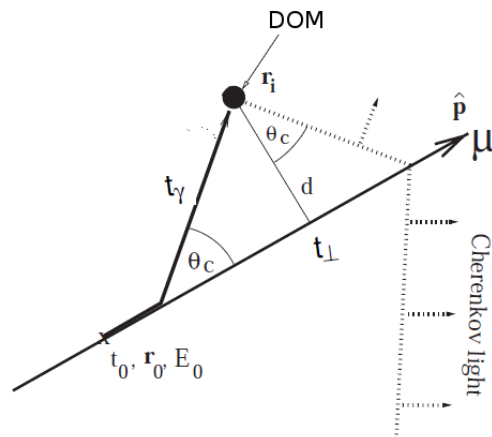


FIGURE 4.2 – Schéma de la trajectoire d’une particule chargée dans la glace. Cette dernière est caractérisée par une direction \hat{p} et une position arbitraire r_0 sur la trajectoire. Un photon Čerenkov est émis avec un angle θ_c par rapport à la trajectoire. La distance perpendiculaire d entre un DOM et la trajectoire est également représentée.

4.2.2 Algorithmes basés sur un maximum de vraisemblance

Description générale

La reconstruction d’événements dans ICECUBE revient à estimer un ensemble de paramètres inconnus $\{\bar{a}\}$ connaissant un ensemble de valeurs mesurées expérimentalement $\{\bar{x}\}$. Les paramètres $\{\bar{a}\}$ sont déterminés en maximisant la fonction de maximum de vraisemblance $L(\bar{a}|\bar{x})$, qui pour des valeurs mesurées indépendantes x_i s’écrit :

$$L(\bar{a}|\bar{x}) = \prod_i^N p(x_i|\bar{a}) \quad (4.4)$$

où $p(x_i|a)$ est la fonction de densité de probabilité (pdf) d’observer la valeur mesurée x_i pour les valeurs données des paramètres $\{\bar{a}\}$. La trajectoire d’un lepton se propageant dans la glace antarctique est décrite par les paramètres

$$\bar{a} = (\bar{r}_0, t_0, \hat{p}, E_0) \quad (4.5)$$

où \bar{r}_0 est une position arbitraire le long de la trajectoire, t_0 est le temps auquel la particule passe en \bar{r}_0 , E_0 est l’énergie de la particule en ce point et \hat{p} est la direction de la particule (fig. 4.2). La composante géométrique contient 5 degrés de liberté donnés par la position sur la trace et la direction. Deux autres degrés de liberté sont fournis par le temps t_0 et par l’énergie de la particule E_0 .

Fonction de vraisemblance reposant sur le temps résiduel

On peut estimer les paramètres géométriques d'un événement en n'utilisant que les temps d'arrivée des photo-électrons. La fonction de vraisemblance s'écrit alors :

$$\log L(\bar{a}|t_{res}) = \sum_{i=1}^{\text{DOM}} p_1(t_{res,i}|\bar{a}) \quad (4.6)$$

où DOM est le nombre de DOMs touchés. Cette fonction de vraisemblance est appelée SPE ("single Photo Electron"). Notons que la fonction de densité de probabilité p_1 des temps d'arrivée des photons est exprimée en fonction du temps résiduel t_{res} . Le temps résiduel (fig.4.3) est défini comme la différence entre le temps d'enregistrement du photon et le temps d'arrivée attendu t_{geo} , uniquement déterminé par la géométrie (fig. 4.2), c'est-à-dire

$$t_{res} = t_{obs} - t_{geo} \quad (4.7)$$

Considérons une particule relativiste ($\beta = 1$) se déplaçant dans la direction \hat{p} et passant par r_0 en t_0 . Sa position au temps t est

$$\bar{r}(t) = \bar{r}_0 + c(t - t_0)\hat{p} \quad (4.8)$$

La particule atteint la position la plus proche du DOM d au temps t_{\perp} donné par

$$t_{\perp} = t_0 + \frac{(\bar{r}_i - \bar{r}_0)\hat{p}}{c} \quad (4.9)$$

Pour être détecté au DOM en \bar{r}_i , le photon doit être émis en $t_e = d/c \tan \theta$ avant la position la plus proche du DOM et le photon se propage alors en un temps $t_{\gamma} = d/c_{ice} \sin \theta$ avec c_{ice} la vitesse du photon dans la glace. En tenant compte de toutes ces contributions, le temps d'arrivée attendu est donné par

$$t_{geo} = t_{\perp} - t_e + t_{\gamma} = t_{\perp} + \frac{d}{c} \left(\frac{n_g}{\sin \theta} - \frac{1}{n_p \sin \theta} \right) \quad (4.10)$$

où $n_g = c/c_{ice}$ est l'indice de réfraction de groupe et $n_p = 1/\cos \theta$ est l'indice de réfraction de phase.

La distribution de temps d'arrivée pour les N premiers photo-électrons est donnée par

$$P_N^1 = N p(t_{res}) \left(\int p_1(t) dt \right)^{N-1} \quad (4.11)$$

La fonction de vraisemblance utilisant cette pdf est appelée MPE ("multiple photo-électron").

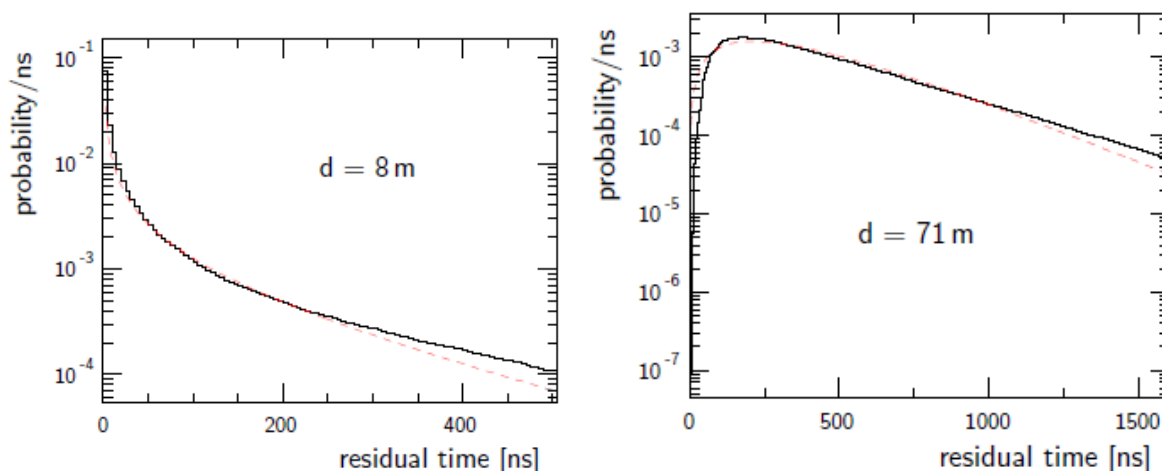


FIGURE 4.3 – Distribution du temps résiduel pour des données simulées à deux distances d de la trace reconstruite.

Une fonction de densité de probabilité (pdf) couramment utilisé est la fonction de Pandel qui paramétrise la distribution du temps d'arrivée des photons Čerenkov à une distance d par une distribution gamma. Elle suppose que la glace est homogène et a été dérivée suite aux mesures avec des signaux laser de l'expérience BAIKAL [13]. La fonction de Pandel est normalisée, intégrable analytiquement et efficace à utiliser.

Les événements de haute énergie ($E > 1\text{PeV}$) produisent plus de photons que les autres événements et plusieurs signaux électriques sont ainsi produits dans un même DOM. La fonction de vraisemblance MPE, utilisant toute l'information du signal, est donc plus adaptée pour décrire ce type d'événement. Dans notre analyse nous utilisons des paramètres reconstruits via une fonction de vraisemblance MPE reposant sur des valeurs initiales obtenues par maximisation de fonction de vraisemblance SPE.

Fonction de vraisemblance reposant sur le signal électrique complet

On peut également considérer toute l'information contenue dans l'impulsion électrique enregistrée dans les DOMs. Soit la distribution de probabilité du nombre de photo-électrons observés $f(t)$ et la distribution du nombre de photo-électrons attendus $\mu(t)$. La distribution du nombre de photons attendus est donnée par une fonction de densité de probabilité et dépend des paramètres hypothétiques \bar{a} décrits ci-dessus. Si $f(t)$ est divisée en N segments sur l'axe temporel, alors la probabilité d'observer n_i photons dans le i ème segment, sachant que la valeur attendue est de μ_i photons dans le i ème segment, est donnée par une statistique de Poisson. Pour un DOM, la fonction de vraisemblance

est :

$$L(\bar{a}|f(t)) = \prod_i^N \frac{e^{-\mu_i}}{n_i!} \mu_i^{n_i} \quad (4.12)$$

La valeur de μ_i est donnée par une fonction de densité de probabilité qui décrit le temps d'arrivée des photons sous certaines hypothèses. Pour tenir compte des différentes concentrations de poussière dans la glace antarctique et ainsi les variations de coefficients d'absorption et de diffusion en fonction de la profondeur, on utilise la pdf issue du programme Photonics. Elle contient donc la description complète de la glace.

En prenant le logarithme de l'équation (4.12) et en arrangeant les termes, on obtient :

$$\log L(\bar{a}|f(t)) = \sum_{i=1}^N (n_i \frac{\mu_i}{\mu_{tot}}) + NPE \log \mu_{tot} - \mu_{tot} - \sum_{i=1}^N \log(n_i!) \quad (4.13)$$

où $NPE = \sum_i^N n_i$ est le nombre total de photo-électrons observés dans un DOM et $\mu_{tot} = \sum_i^N \mu_i$ est le nombre total de photo-électrons attendus. Le premier terme dans l'expression ci-dessus exprime la valeur normalisée $p_i = \mu_i/\mu_{tot}$ de la fonction de densité de probabilité du temps d'arrivée du photon i . Ce terme ne dépend donc que du temps d'arrivée observé des photons et pas de leur nombre total. Les deuxième et troisième termes dépendent du nombre total de photo-électrons observés Npe et du nombre total attendu μ_{tot} (qui dépend des paramètres géométriques et de l'énergie du lepton). Ces termes ne dépendent que de l'amplitude du signal et peuvent être utilisés pour estimer l'énergie de la particule. Le quatrième terme ne dépend pas des paramètres à estimer.

La fonction de vraisemblance complète est obtenue en sommant l'expression ci-dessus pour tous les DOMs et est maximisée par rapport aux paramètres libres. On peut estimer les 6 paramètres libres simultanément ou estimer séparément les paramètres géométriques et l'énergie. Dans ce dernier cas, on utilise l'information temporelle pour estimer les paramètres géométriques et l'information d'amplitude du signal pour estimer l'énergie. La résolution en énergie pour des traces de muons est estimée à 0.27 sur le logarithme de l'énergie dans IC40, ICECUBE constitué de 40 câbles. On s'attend à ce que cette résolution soit moins bonne dans le cas d'une trace de tau se désintégrant en muons car il s'agit en fait deux traces l'une à la suite de l'autre (fig. 4.4).

Dans ce chapitre nous avons présenté les différentes techniques de simulation et de reconstruction sur lesquelles reposent notre analyse. Dans le chapitre suivant, nous utilisons les paramètres reconstruits selon les procédés standards pour en construire de nouvelles variables spécifiques à notre analyse.

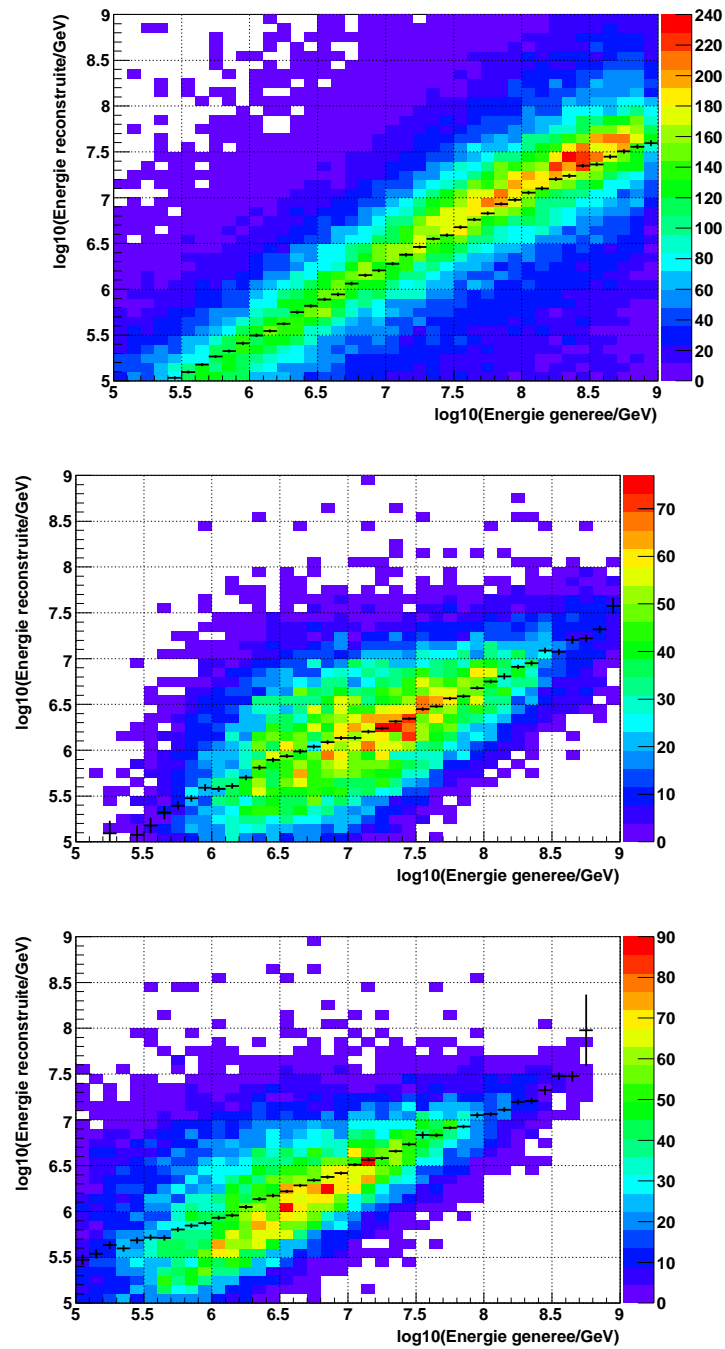


FIGURE 4.4 – Relation entre l'énergie reconstruite et l'énergie générée pour un échantillon de muons (haut), de taus (milieu) et muons issus de la désintégration du tau (bas). La reconstruction est moins efficace dans le cas de taus se désintégrant en muon car elle considère ces deux traces comme de la trace d'une seule et même particule. Les traits noirs représentent les valeurs moyennes de l'énergie reconstruite.

Chapitre 5

Reconstruction de paramètres physiques liés à l'identification de

$$\tau \rightarrow \mu$$

Les algorithmes généraux de reconstruction (sec. 4.2) appliqués sur les données enregistrées et simulées permettent d'estimer les paramètres cinématiques d'une particule (sa direction, son vertex (un point sur sa trace), son énergie E) ainsi que son *type* à partir des signaux électriques enregistrés dans le détecteur. Les événements sont généralement distingués en type "trace" laissée par la particule se propageant dans le volume de détection (typiquement un muon) ou "cascade" produite par une cascade électromagnétique ou hadronique provenant de l'interaction de la particule dans la glace. Dans cette analyse, nous nous intéressons plus particulièrement aux taus de haute énergie se désintégrant en muon, autrement dit aux événements de type "trace".

Une série d'observables pertinents pour identifier des leptons taus se désintégrant en muon ont été développés. Ces observables sont la longueur parcourue par la particule dans le détecteur, la charge reçue multipliée par la distance entre le DOM et la trace, la perte d'énergie le long de la trace ou encore l'augmentation de perte d'énergie après la désintégration. Nous présentons également dans la section 5.5 une variable développée dans [13] et qui présente une distribution caractéristique dans le cas du signal.

Sur la figure 5.1 sont reprises toutes les étapes de notre analyse avec, en vert, celles détaillées dans ce chapitre.

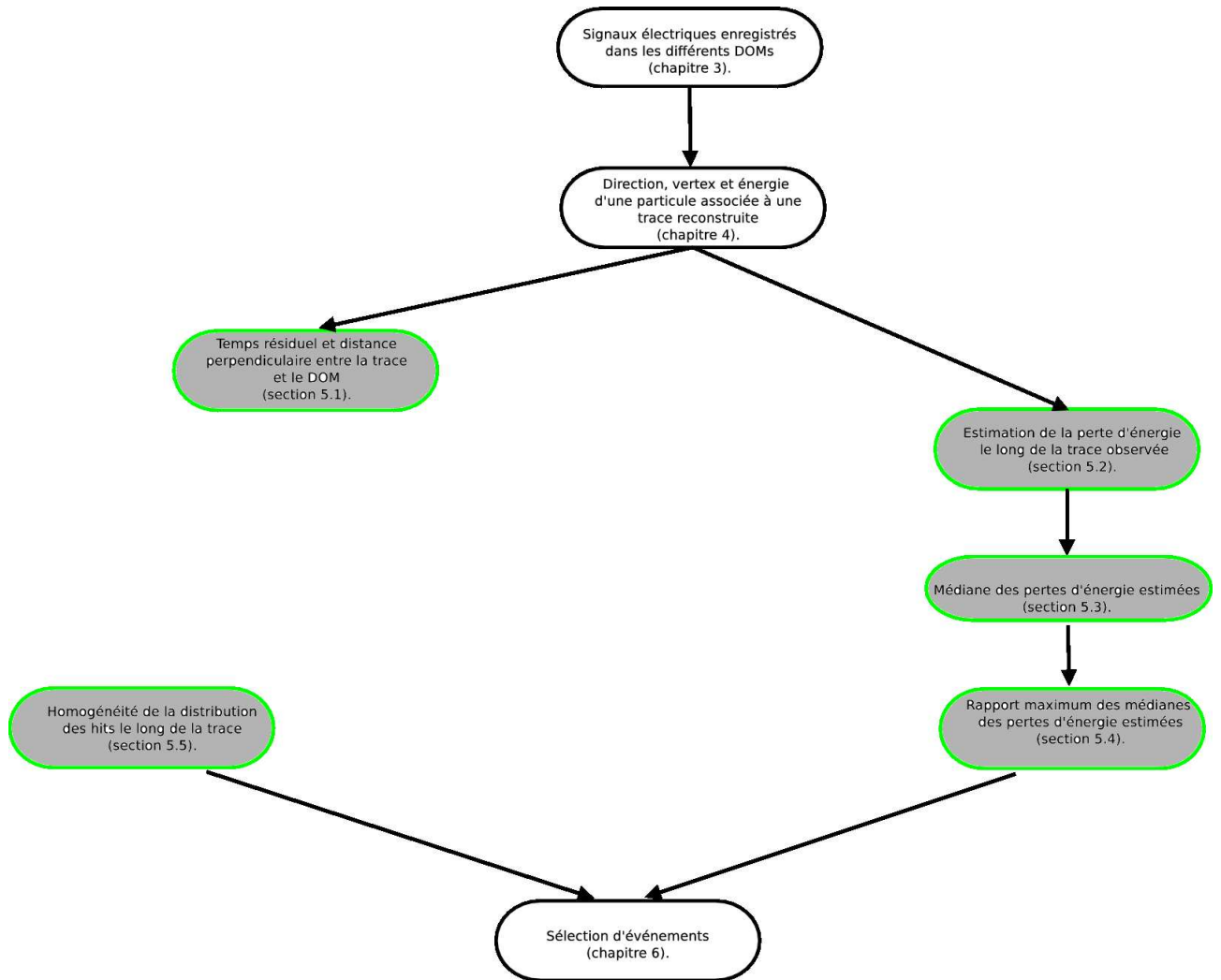


FIGURE 5.1 – Schéma du traitement des différentes étapes de notre analyse. Les parties coloriées en gris sont celles expliquées dans ce chapitre

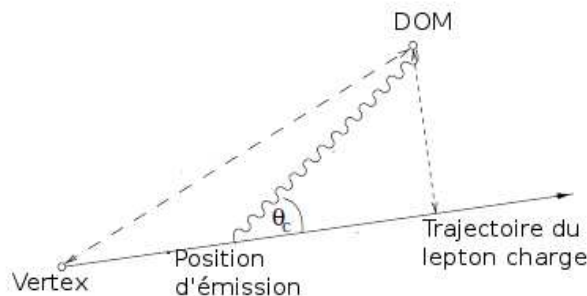


FIGURE 5.2 – Illustration de la trajectoire laissée d’un lepton chargé dans la glace antarctique.

5.1 Temps résiduel et distance perpendiculaire entre la trace et le DOM

Chaque DOM touché par un photon est projeté sur la trajectoire reconstruite en tenant compte de l’angle Čerenkov (fig. 5.2). La projection du DOM sur la trace donne une estimation du lieu d’émission des photons que les DOMs enregistrent. Cette estimation n’est valide que si les photons sont peu diffusés lors de leur propagation. Afin de les sélectionner, nous effectuons une coupure sur la distance perpendiculaire entre la trace et le DOM, et une coupure sur le temps résiduel des photons, défini comme la différence entre le temps d’arrivée attendu et le temps d’enregistrement par le DOM (sec. 4.2.2). Plus la distance perpendiculaire entre la trace et le DOM est grande, plus les photons ont de chance d’être diffusés (fig.5.3). Nous nous limitons aux DOMs compris dans un rayon de 100 m autour de la trace :

$$\text{distance perpendiculaire} < 100 \text{ m} \quad (5.1)$$

et ne considérons que les photons *directs*, c’est-à-dire dont le temps résiduel est situé dans l’intervalle

$$t_{res} \in [-15, 75] \text{ ns} \quad (5.2)$$

Ceci ne constitue qu’une petite fraction des hits enregistrés (11%) mais nous montrons dans la section 5.3.4 que ce sont les valeurs de temps résiduel et de distance perpendiculaire qui donnent les meilleurs estimations de la perte d’énergie.

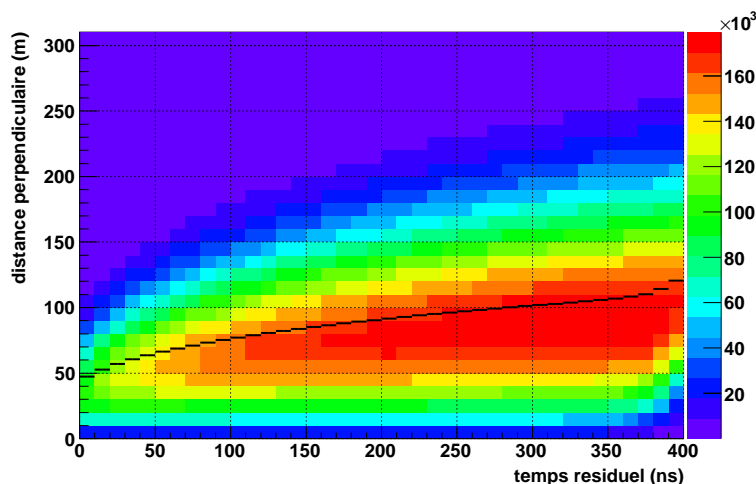


FIGURE 5.3 – Distance perpendiculaire entre le DOM touché par un photon et la trace reconstruite en fonction du temps résiduel des photons.

5.2 Estimation de la perte d'énergie le long d'une trace

Nous présentons l'estimateur le plus efficace que nous avons développée pour caractériser la luminosité le long d'une trace. D'autres observables furent développées au cours de notre travail et sont présentées en annexe A.1.1.

La charge enregistrée par les DOMs dépend de la concentration de poussière dans la région dans laquelle le DOM est déployé. Comme la concentration de poussière dans la glace antarctique est inhomogène et varie avec la profondeur, nous avons développé une méthode d'estimation des pertes d'énergie qui tient compte des inhomogénéités de la glace antarctique. Cette estimation repose sur le rapport entre la charge enregistrée dans un DOM et la charge attendue pour une particule dont la perte d'énergie est fixée à 1 GeV/m. Nous prenons en considération les différentes propriétés optiques de la glace en fonction de la profondeur via le programme Photonics.

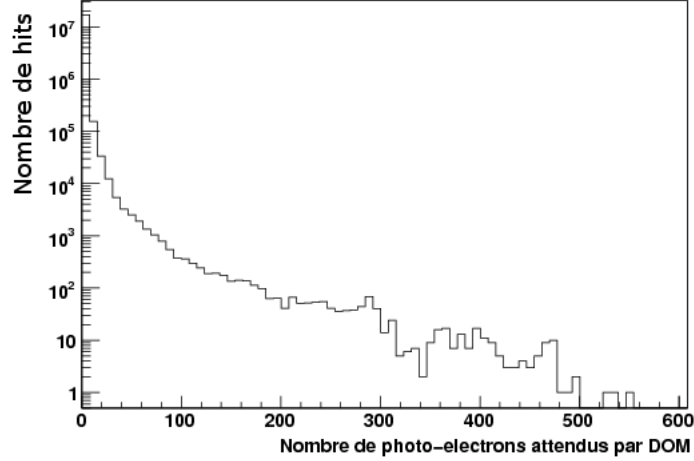


FIGURE 5.4 – Nombre de photons attendus par DOM pour une perte d'énergie fixée à 1 GeV/m.

5.2.1 Estimation de la charge reçue par DOM à partir de la perte d'énergie via les tables photoniques

L'utilisation de tables photoniques permet d'estimer le nombre de photons enregistrés dans un DOM (fig. 5.4) en spécifiant le lieu d'émission des photons le long de la trace de la particule chargée et la position du DOM. Il faut également préciser le modèle décrivant la glace antarctique.

5.2.2 Estimation de la perte d'énergie

Connaissant le nombre de photons attendus NPE_{est} pour une perte d'énergie $dE/dX = 1$ GeV/m et la valeur du nombre de photons enregistrés NPE_{obs} , la perte d'énergie est estimée selon :

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{est} = \frac{NPE_{obs}}{NPE_{est}} \left(\frac{dE}{dX}\right)_{hypo} \quad (5.3)$$

avec $(dE/dX)_{hypo} = 1$ GeV/m.

Le nombre de photons observés NPE_{obs} correspond au nombre de photo-électrons enregistrés par DOM et le nombre de photons estimés NPE_{est} est évalué selon la méthode décrite en 5.2.1.

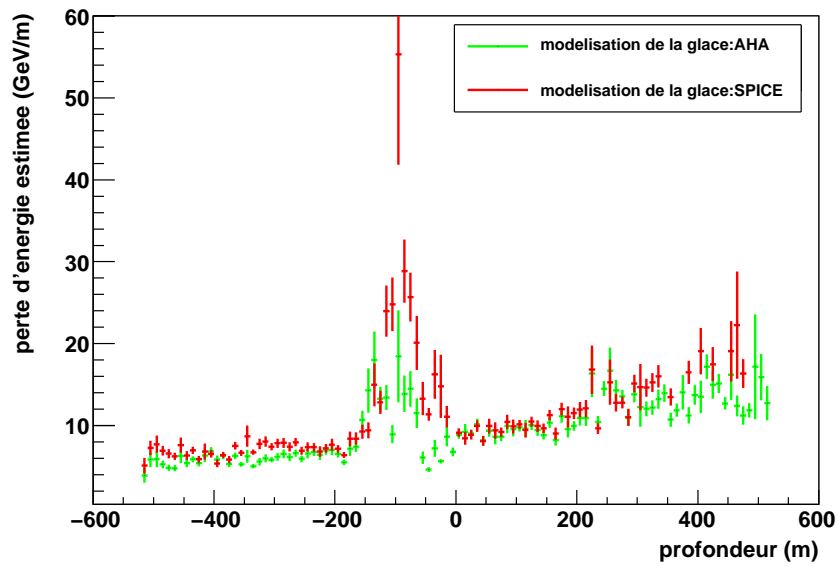


FIGURE 5.5 – Perte d'énergie en fonction de la profondeur (dans le système de coordonnées d'IceCube) avec la modélisation de la glace antarctique suivant AHA (trait vert) et SPICE (trait rouge). Échantillon de données réelles dont le zénith est proche de la verticale (zénith < 20 degrés) enregistrées en 8h dans IC59.

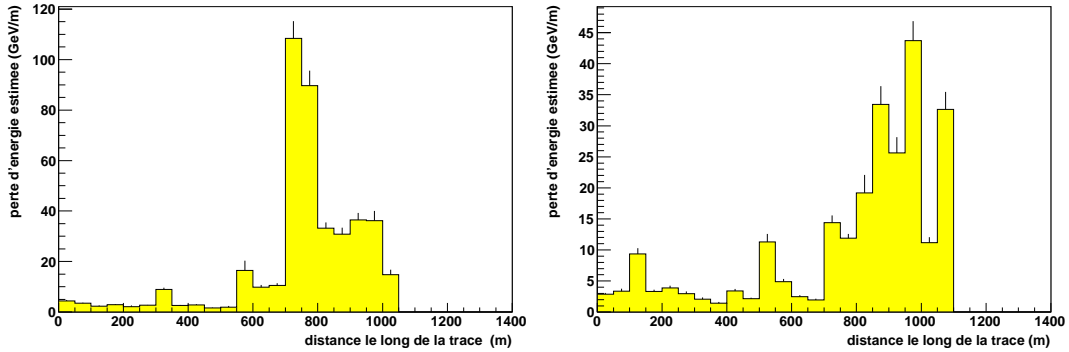


FIGURE 5.6 – Perte d'énergie estimée le long de la trajectoire d'un tau de 40 PeV (gauche) et de 77 PeV (droite) se désintégrant en muon.

5.2.3 Résultats

Perte d'énergie le long de la trace - comportement global

Notre estimation de la perte d'énergie présente une dépendance avec la profondeur et donc avec la concentration de glace quelle que soit la modélisation de la glace utilisée (fig. 5.5). L'augmentation de pertes d'énergie dans la principale couche de poussière s'explique essentiellement par les incertitudes systématiques importantes provenant de la modélisation de la glace. Dans cette région, le nombre de photons estimé via les tables photonics est bien plus grand que celui observé.

Afin d'être indépendant de cette augmentation de perte d'énergie dans la principale couche de poussière, nous couperons dans toute la suite de notre analyse la région

$$\text{DOM}_Z \notin [-50 \text{ m}, -150 \text{ m}] \quad (5.4)$$

où DOM_Z représente la profondeur à laquelle est déployé le DOM dans le système de coordonnées d'ICECUBE dans lequel l'origine (0,0,0) est au centre du détecteur.

Perte d'énergie le long de la trace - comportement individuel

Considérons quelques exemples de distributions de pertes d'énergie le long de la trajectoire pour des événements individuels (fig. 5.6 et 5.7). Dans le cas des taus se désintégrant en muon, on observe une augmentation de perte d'énergie après les désintégrations, situées à 577 m dans le premier cas et à 758 m dans le second cas. Dans le cas du muon, les pertes d'énergie sont aléatoirement distribuées le long de la trajectoire. Si un grand dépôt d'énergie se produit en fin de trace, le muon sera identifié comme un tau se désintégrant en muon.

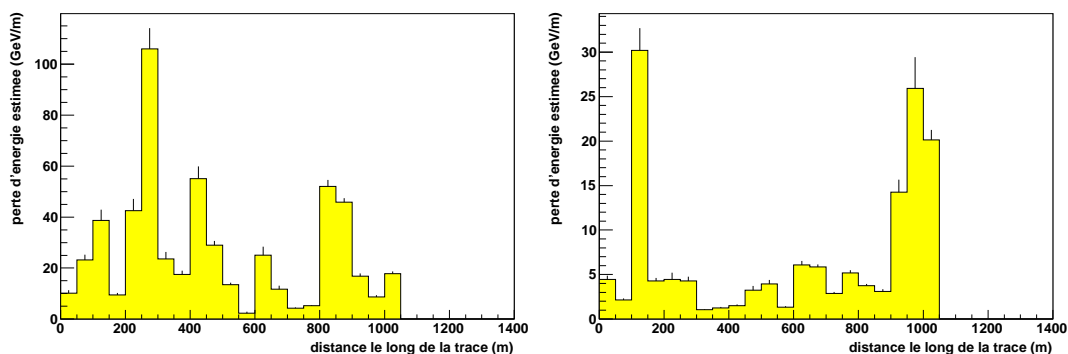


FIGURE 5.7 – Perte d'énergie estimée le long de la trajectoire d'un muon de 84.2 PeV (gauche) et de 3.2 PeV (droite).

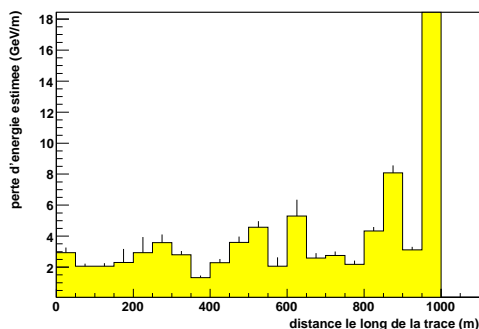


FIGURE 5.8 – Perte d'énergie pour un tau de 17.8 PeV.

5.3 Médiane de la perte d'énergie

Dans cette section nous montrons comment nous estimons la perte d'énergie globale le long d'une trace ou d'un segment de trace laissée par le passage d'une particule chargée dans le détecteur. Nous avons choisi comme estimateur la médiane de la perte d'énergie qui, contrairement à la moyenne, offre l'avantage d'être peu sensible aux valeurs extrêmes de pertes d'énergie. En effet, les pertes d'énergie sont des processus stochastiques et présentent des grandes fluctuations.

5.3.1 Motivation

Nous motivons notre choix de médiane comme observable pour caractériser la perte d'énergie d'une trace et comparons le résultat obtenu avec une observable comme la moyenne. La moyenne calculée sur un ensemble de valeurs est sensible aux valeurs extrêmes. Par contre la médiane est peu sensible aux valeurs extrêmes sur lesquelles elle est calculée. Illustrons cette différence par une brève analyse des pertes d'énergie estimées

d'un tau se désintégrant en muon (fig. 5.8). La désintégration a lieu à 388 m, où une augmentation de la perte d'énergie est observée. Les pertes d'énergie du muon (après 400 m) présentent de grandes fluctuations, particulièrement sur les derniers 50 m où la valeur moyenne de pertes d'énergie est de 90 GeV/m. Lorsqu'on compare les valeurs moyennes et médianes des pertes d'énergie estimées du tau et du muon (table 5.1), nous constatons que les médianes sont équivalentes dans les cas du tau et du muon tandis que ces similitudes ne sont pas observées dans le cas des moyennes. En effet, la moyenne est sensible aux fluctuations de pertes d'énergie. Ainsi la présence de grandes pertes d'énergie sur les 50 derniers mètres fait augmenter la valeur de la moyenne. A contrario, la valeur de la médiane est peu influencée par ces fluctuations.

5.3.2 Médiane de la perte d'énergie pour des muons

Comparons les distributions de médiane de pertes d'énergie estimées et générées (que nous désignerons désormais par *médiane estimée* et *médiane générée*) pour des traces de muons (fig. 5.9). A haute énergie, la valeur de la médiane estimée fluctue de manière exponentielle sur de grandes valeurs (fig. 5.10) et elle est en moyenne surestimée (trait rouge sur fig. 5.9). Cette surestimation n'a cependant pas d'impact dans notre analyse car nous nous intéressons au rapport des médianes des pertes d'énergie et non à la valeur absolue de celles-ci.

5.3.3 Médiane de la perte d'énergie pour des taus se désintégrant en muon

Considérons les distributions de pertes d'énergie pour les taus se désintégrant en muon dans le volume de détection (fig.5.11). Nous calculons séparément la médiane des pertes d'énergie sur le segment de trace du tau et sur celui du muon. Il est important de noter que seuls les taus se désintégrant en muon dans le détecteur sont pris en compte. Dans les autres cas, seule la trace du muon (ou du tau) passe dans le détecteur et la transition entre le tau et le muon n'a pas lieu dans le volume de détection.

La distribution de médiane des pertes d'énergie dans le cas du muon produit par la désintégration du tau (trait rouge sur la figure 5.11 à gauche) suit la même distribution que celle du muon (figure 5.9). Lorsqu'on considère la médiane calculée sur la trace du tau, on distingue deux cas : celui où la longueur de trace du tau est inférieure à une longueur critique L_{crit} , avec un nombre réduit de hits, et par conséquent la médiane est sensible aux variations de perte d'énergie ; et le cas où la trace est suffisamment longue

	tau	mu
médiane (GeV/m)	2.2	3.7
moyenne (GeV/m)	2.7	18.0

TABLE 5.1 – Table reprenant la médiane et moyenne des pertes d'énergie de l'événement à gauche illustré sur la figure 5.8.

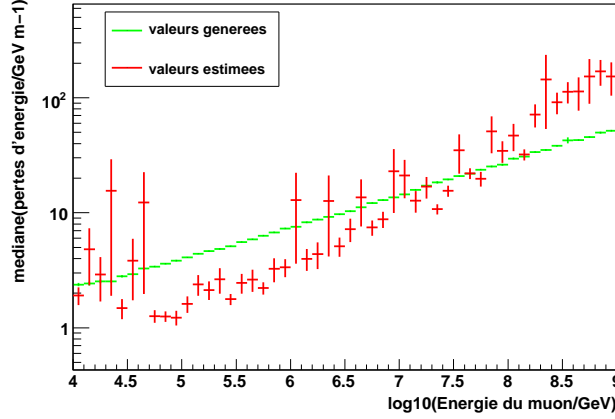


FIGURE 5.9 – Gauche : Médiane des pertes d'énergie sur des traces de muons en fonction de l'énergie. Les courbes vertes et rouges représentent respectivement les médianes calculées sur des pertes d'énergie générées et des pertes d'énergie estimées.

(supérieure à L_{crit}) pour que la médiane calculée soit robuste et peu sensible aux variations stochastiques de perte d'énergie. Nous avons calculé que cette longueur critique est de $L_{crit} = 50$ m dans les simulations utilisées (fig. 5.12).

Dans le cas de la médiane estimée, nous avons calculé la médiane pour différentes coupures sur la longueur de trace minimum et avons observé une longueur critique de 400 m (fig. 5.11). La longueur critique est plus grande dans le cas où la perte d'énergie est estimée. Ceci s'explique par l'imprécision sur l'estimation des pertes d'énergie et par la présence des photons issus de la cascade hadronique produite par l'interaction par courant chargé du neutrino avec la glace. Ces photons contribuent à l'augmentation de luminosité le long de la trace du tau.

5.3.4 Optimisation

Nous avons étudié la variation de l'estimation de médiane des pertes d'énergie en fonction du temps résiduel et de la distance perpendiculaire entre le DOM et la trace reconstruite (table 5.2). Nous avons pris comme fenêtre de temps résiduel la fenêtre temporelle standard dans IceCube à savoir $[-15, 75]$ ns (défini de manière empirique dans la référence [13]) qui contient 11% de hits enregistrés et une fenêtre temporelle plus large donnée par $[-15, 400]$ ns comprenant 75% des hits. Nous avons fait varier la distance perpendiculaire sur différentes valeurs entre 0 et 150m (table 5.2). L'erreur ϵ_{rel} relative sur l'estimation de la médiane est donnée par

$$\epsilon_{rel} = \frac{Med_{GEN} - Med_{EST}}{Med_{EST}} \quad (5.5)$$

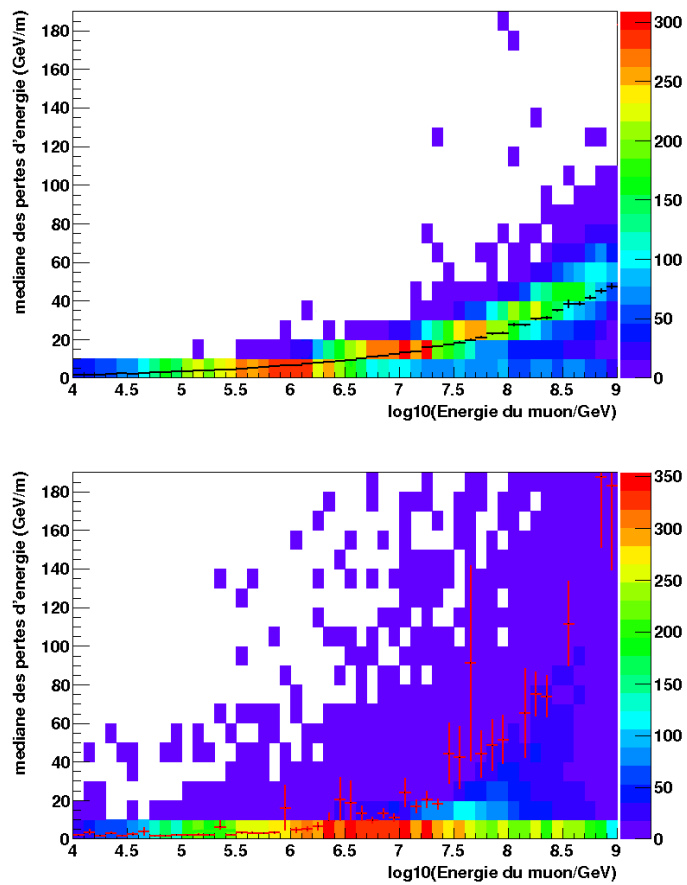


FIGURE 5.10 – Haut : Médiane des pertes d'énergie générées (haut) et estimées (bas) du muon en fonction de l'énergie générée. Dans les deux cas, les traits noirs et rouges représentent respectivement la valeur moyenne des médianes calculées sur des pertes d'énergie générées et des pertes d'énergie estimées.

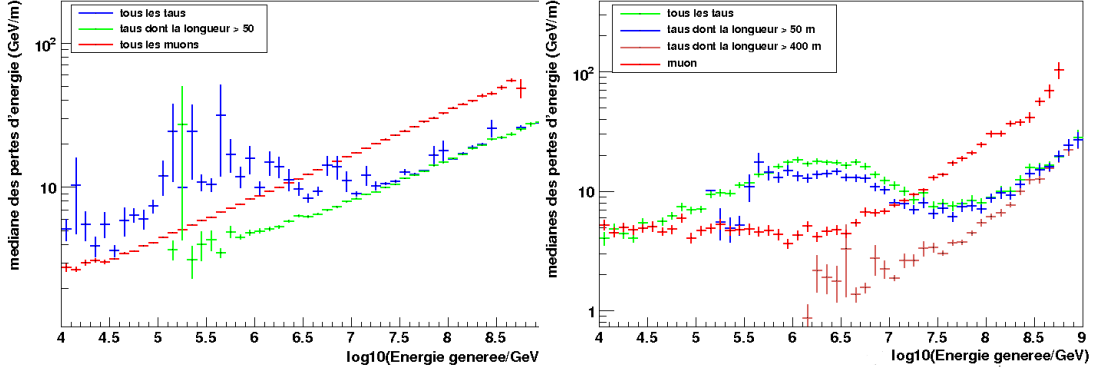


FIGURE 5.11 – Médiane des pertes d'énergie sur des traces de taus se désintégrant en muon dans le détecteur, en fonction de l'énergie. Les pertes d'énergie sont générées par les simulations (gauche), ou estimées par la méthode expliquée en 5.2.2 (droite).

distance perpendiculaire	temps résiduel	ϵ_{rel} pour μ	ϵ_{rel} pour τ	ϵ_{rel} pour μ issus de $\tau \rightarrow \mu$
tout	tout	1.26	2.58	1.17
0 → 100 m	-15 → 75 ns	0.75	1.57	0.76
0 → 100 m	-15 → 400 ns	0.81	1.86	0.85
20 → 150 m	-15 → 75 ns	0.76	1.64	0.77
20 → 150 m	-15 → 400 ns	0.88	2.14	0.91

TABLE 5.2 – Erreur relative sur l'estimation de la médiane de la perte d'énergie pour différentes valeurs de temps résiduel et de distance perpendiculaire entre un DOM et la trace.

où Med_{GEN} et Med_{EST} représentent respectivement la médiane calculée sur les pertes d'énergie générées et sur les pertes d'énergie estimées. Nous décidons de garder les paramètres fixés au début de chapitre car ceux-ci donnent la plus petite valeur moyenne de ϵ_{rel} .

5.4 Rapport des médianes des pertes d'énergie

Nous avons montré dans la section précédente que les traces de taus et de muons pouvaient être distinguées en comparant la médiane de leurs pertes d'énergie. En se basant sur cette observation, nous avons développé une méthode permettant d'estimer la position de désintégration. L'idée de la méthode consiste à comparer la médiane de perte d'énergie sur deux segments d'une même trace. La position sur la trace pour laquelle le rapport entre les deux segments est le plus grand définit la position de désintégration. Le rapport maximum R_{max} ainsi calculé est en moyenne plus grand pour les taus se désintégrant en muon que pour les muons ce qui permet de les différencier.

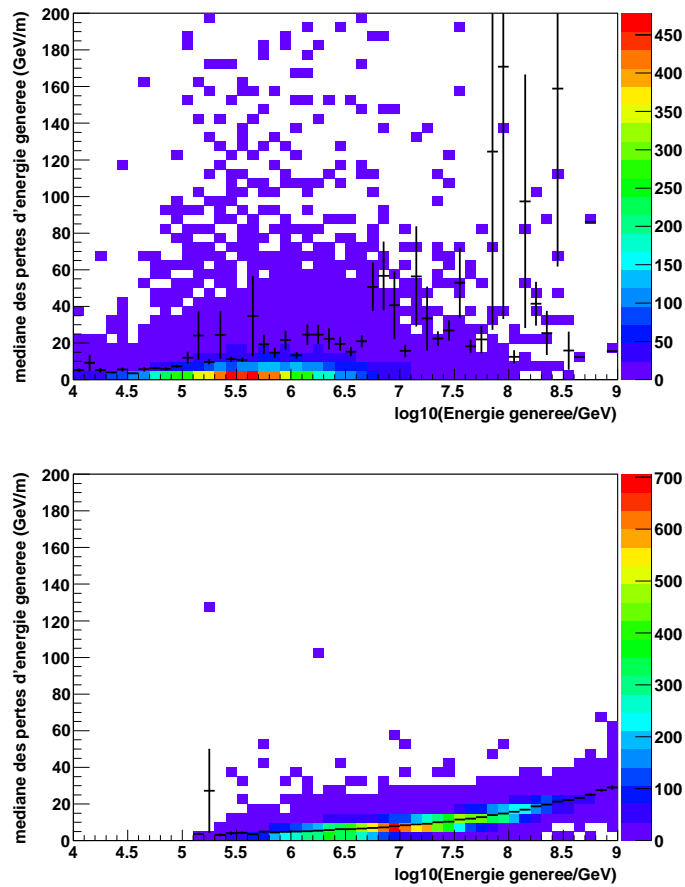


FIGURE 5.12 – Médiane des pertes d'énergie calculée sur la trace du tau en fonction de l'énergie de ceux-ci dans le cas où la longueur de trace est respectivement inférieure et supérieure à 50 m (haut et bas). Les traits noirs représentent les valeurs moyennes des pertes d'énergie.

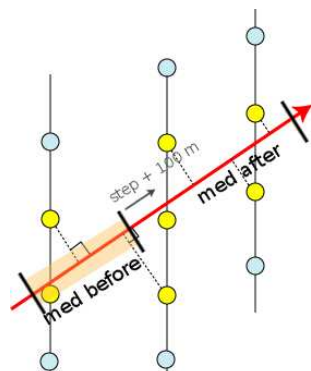


FIGURE 5.13 – Illustration de la méthode des rapports maximums des médianes de pertes d'énergie. La trajectoire de la particule est indiquée en rouge. Les sphères représentent les DOMs : ceux représentés en blanc ne détectent pas de photons ; ceux représentés en jaune enregistrent un signal. Les médianes sont calculées avant (med before) et après (med after) une position donnée sur la trajectoire. Cette position varie par pas de longueur définie (100 m sur la figure). Pour chaque nouvelle configuration, le rapport des médianes est calculé.

5.4.1 Méthode du rapport maximum des médianes

Pour chaque trace laissée par le passage d'une particule chargée, on considère la longueur de trajectoire de la particule, défini comme la distance entre la première projection du DOM sur la trace et la dernière projection. Ensuite on définit une longueur de pas avec lequel on avance sur cette trace. Pour chaque nouveau pas, on calcule la médiane des pertes d'énergie après le pas et celle avant le pas (fig. 5.13). A chaque étape, on calcule le rapport entre ces médianes, c'est-à-dire :

$$\text{ratio}_1 = \text{med}(2 + 3 + 4 + 5 + 6 + 7 + 8) / \text{med}(1) \quad (5.6)$$

$$\text{ratio}_2 = \text{med}(3 + 4 + 5 + 6 + 7 + 8) / \text{med}(1 + 2) \quad (5.7)$$

$$\text{etc..} \quad (5.8)$$

où les chiffres représentent les différents segments sur lesquels la médiane est calculée. On prend ensuite comme endroit de désintégration, la position pour laquelle le rapport des médianes est le plus grand.

5.4.2 Résultats

Estimation du rapport maximum

Dans le cas de muons, la valeur moyenne du rapport maximum varie peu en fonction de l'énergie de ceux-ci tandis qu'une forte croissance se produit dans le cas des taus se désintégrant en muon (fig. 5.14 et 5.15). A partir d'énergie de l'ordre du PeV, le rapport

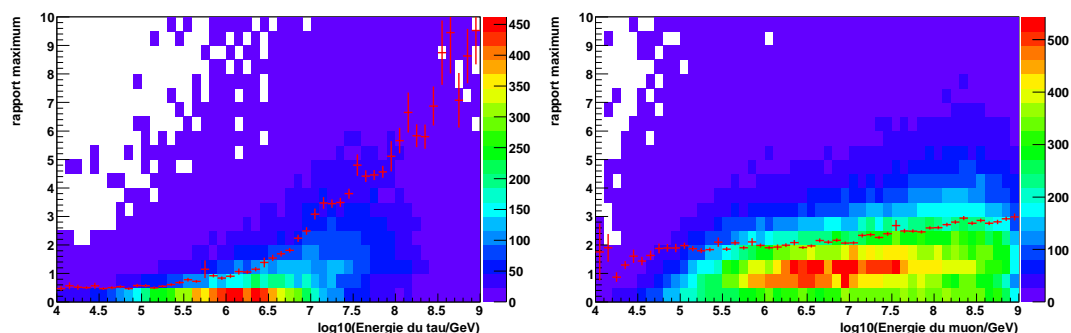


FIGURE 5.14 – Rapport maximum en fonction du logarithme de l'énergie générée du lepton tau (gauche) et du muon (droite). Les traits rouges représentent les valeurs moyennes du rapport maximum.

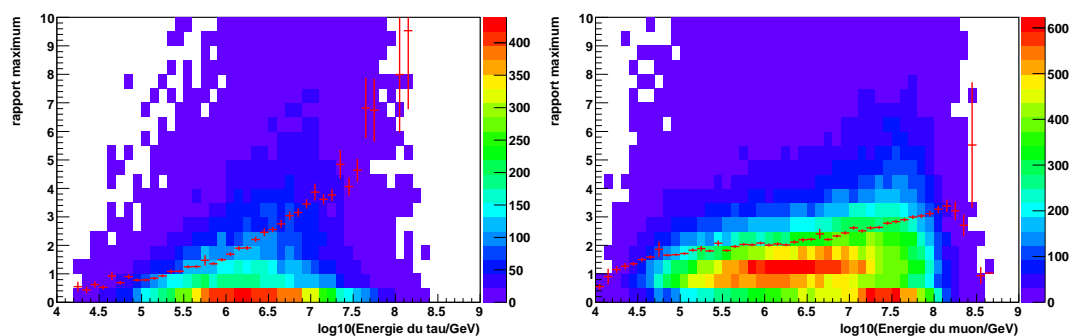


FIGURE 5.15 – Rapport maximum en fonction du logarithme de l'énergie reconstruite du lepton tau (gauche) et du muon (droite). Les traits rouges représentent les valeurs moyennes du rapport maximum.

maximum est en moyenne plus grand pour les taus se désintégrant en muon que pour les muons. Plus l'énergie considérée est grande, plus le R_{max} des taus se désintégrant en muon est grand.

Estimation de la position de désintégration

La distance entre la projection sur la trace du premier DOM touché et la fin de l'intervalle sur lequel le rapport des médianes des pertes d'énergie est maximum définit la longueur estimée de la trace de tau observée (fig. 5.16). Pour des longueurs de traces de tau inférieures à 400 m, l'estimation de $L_{\tau,obs}$ est mauvaise (surestimation à 400 m). Cela s'explique par le fait que la trace du tau est courte et que l'information sur les pertes d'énergie n'est pas suffisante. Le même effet se produit pour des longueurs de trace de tau supérieures à 1200 m car les longueurs de trace des muons sont alors courtes. Entre ces deux extrêmes, la longueur de trace de tau estimée est corrélée avec la longueur de

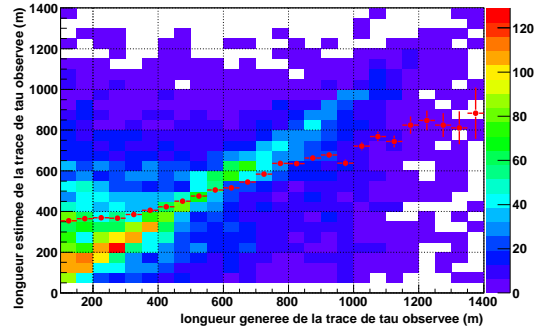


FIGURE 5.16 – Relation entre la longueur estimée et générée de la trace de tau dans le détecteur. Les traits rouges représentent les valeurs moyennes de la longueur de trace générée du tau.

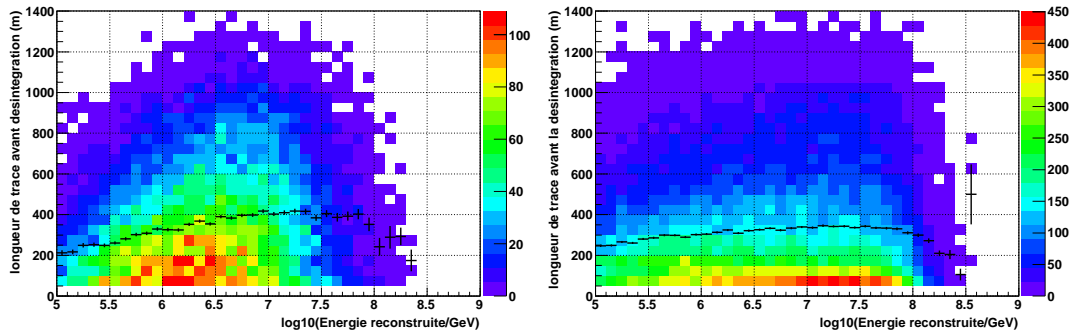


FIGURE 5.17 – Relation entre la longueur de trace avant la désintégration estimée en fonction de l'énergie reconstruite du tau se désintégrant en muon (gauche) et du muon (droite).

trace générée mais elle est en moyenne sous-estimée.

Enfin, voyons si l'on peut poser une borne supérieure sur la longueur de trace du tau à partir de l'estimation de son énergie. Les distributions de longueur de trace avant la position de désintégration estimée par la méthode du rapport des médianes sont similaires dans le cas de muons et de taus se désintégrant en muon et ce quelle que soit la valeur de l'énergie reconstruite de ces derniers (fig. 5.17). Ceci s'explique d'une part par la grande imprécision sur la reconstruction de l'énergie des taus se désintégrant en muon (sec. 4.2.2) et d'autre part par l'imprécision sur l'estimation de la position de désintégration.

Nous avons donc développé une nouvelle variable permettant de caractériser l'augmentation de luminosité de long de la trace. Cette variable est le rapport maximum R_{max} défini comme

$$R_{max} = \max(R_j) \text{ et } R = \frac{\text{med}(E_{loss_j-N})}{\text{med}(E_{loss_0-j})} \quad (5.9)$$

où R est le rapport des médianes des pertes d'énergie après un segment j donné $\text{med}(E_{loss_j-N})$ et des pertes d'énergie avant le segment j $\text{med}(E_{loss_0-j})$. Les pertes d'énergie sont estimées à partir de la charge enregistrée dans les DOM et en tenant compte des propriétés optiques de la glace antarctique. La variable R_{max} caractérise l'augmentation maximale de luminosité sur une trace donnée. Comme les taus se désintégrant en muon présentent une augmentation caractéristique de luminosité après la désintégration (sec. 2.5), cette variable permet de discriminer les muons des taus se désintégrant en muon. La position le long de la trace où le rapport est maximum donne une estimation de la position de désintégration. Du fait de l'erreur sur l'estimation de cette dernière et sur l'estimation de l'énergie des particules, nous ne pouvons pas établir de relation entre la longueur de trace de tau observée dans le détecteur et l'énergie de ce dernier.

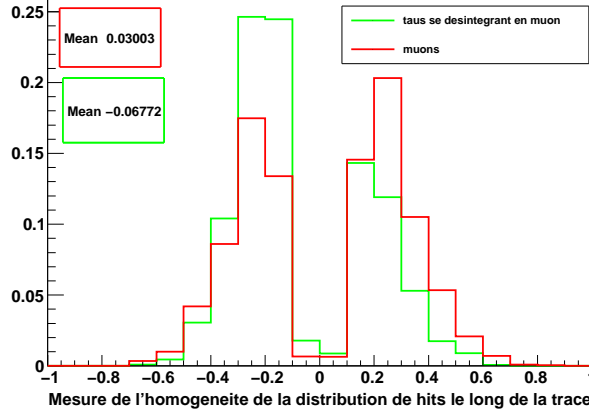


FIGURE 5.18 – Mesure de l’homogénéité de la distribution de hits dans le cas de taus se désintégrant en muon (trait vert) et de muons (trait rouge). Distribution normalisée.

5.5 Homogénéité de la distribution des hits le long de la trace

Enfin une dernière variable permet de différencier le comportement des muons de celui de taus se désintégrant en muon : la mesure de l’homogénéité de hits le long de la trace S_{dir} [13]. La définition de cet observable S_{dir} est

$$S_{dir} = \max(S_j) \text{ et } S_j = \frac{j-1}{N-1} - \frac{l_j}{l_N} \quad (5.10)$$

où l_j représente la distance entre le début de la trace, donnée par la première projection du DOM sur la trace, et la j -ème projection perpendiculaires de DOM sur la trace reconstruite et l_N est la longueur totale. N est le nombre de DOMs touchés. Une trace pour laquelle les hits seraient distribués de façon équidistante aurait $S_{dir} = 0$ car le rapport des distances $\frac{l_j}{l_N}$ serait égal à la fraction de longueur à laquelle se trouverait le hit. Les valeurs de S_{dir} varient donc entre -1 et 1. Une valeur négative indique qu’une majorité de hits se trouve en fin de trace tandis qu’une valeur positive est révélatrice d’une majorité de hits en début de trace. Notons qu’une grande valeur de S_{dir} est un indicateur qu’au moins un hit est fort éloigné par rapport à la distribution générale de hits. Un tel comportement est révélateur d’une mauvaise qualité de reconstruction.

Les muons ont une valeur moyenne positive ce qui indique un excès de hits en début de trace. En effet, plus le muon se propage, plus il perd de l’énergie et moins ses pertes d’énergie sont importantes. On s’attend donc à des pertes d’énergie plus fréquentes et plus importantes en début de trace. Dans le cas des taus se désintégrant en muon, la valeur moyenne de S_{dir} est négative du fait de la présence du muon qui présente de plus grandes pertes d’énergie que le tau (fig. 5.18). Le comportement de ces variables est en

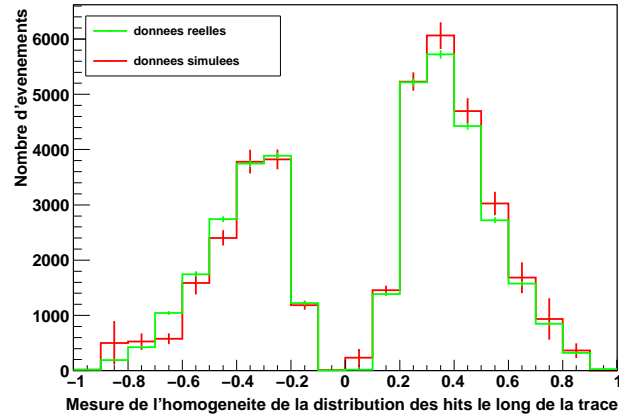


FIGURE 5.19 – Comparaison entre la distribution de mesure de l’homogénéité de la distribution de hits le long d’une trace pour des données réelles (trait vert) et simulées (trait rouge). On constate une concordance entre les deux distributions.

concordance pour les données réelles et simulées (fig.5.19).

Chapitre 6

Sélection d'événements

Dans ce chapitre, nous présentons les différentes coupures qui permettent de réduire le bruit de fond dominant constitué de muons et neutrinos atmosphériques, et de sélectionner les taus se désintégrant en muon.

Nous commençons par dresser un récapitulatif des différents échantillons utilisés et du nombre d'événements détectables pour chacun de ceux-ci. Nous présentons ensuite les différentes coupures et les variables sur lesquelles celles-ci s'appliquent. Enfin, la dernière section a pour objet l'efficacité à identifier le signal et à rejeter le bruit de fond des différentes coupures .

6.1 Nombre d'événements attendus

Pour un flux de neutrinos donné $\phi(E, \theta)$, le nombre d'événements détectables est donné par

$$N_\nu = T \int \int A_{eff}(E_\nu, \theta) \phi(E, \theta) dE d\Omega \quad (6.1)$$

où T est l'intervalle de temps considéré. L'aire effective $A_{eff}(E_\nu, \theta)$, représentant la surface qu'aurait le détecteur si l'efficacité de détection était de 100%, est calculée selon

$$A_{eff} = \frac{N_{obs}(E, \theta)}{N_{gen}(E, \theta)} A_{gen} \quad (6.2)$$

où A_{gen} représente l'aire sur laquelle les événements générés sont distribués. N_{gen} et N_{obs} représentent respectivement les nombres d'événements simulés générés et observés. Les interactions du neutrino, la réponse du détecteur et les différentes sélections sont considérées dans les simulations et donc dans le nombre d'événements observés N_{obs} . Comme expliqué dans le chapitre 4, les différents flux de neutrinos sont pris en compte dans les simulations via une pondération, ce qui a pour conséquence des nombres d'événements non-entiers. Dans cette section, nous présentons les différents nombres d'événements détectables de signal et de bruit de fond.

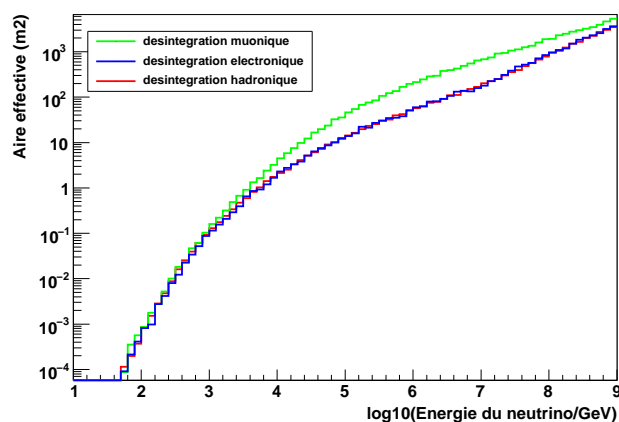


FIGURE 6.1 – Aires effectives pour les différents canaux de désintégration du tau.

6.1.1 Échantillon de signal simulé

L'échantillon de signal utilisé est constitué de neutrinos tauïques simulés comprenant tous les neutrinos tauïques qui produisent un signal dans le détecteur : ceux interagissant par courant neutre et par courant chargé (table 6.1). On s'attend à détecter 487.6 neutrinos tauïques par an dans IC59 en considérant un flux de Waxman-Bahcall (sec. 1.1.4). Parmi ceux-ci, nous nous intéressons plus particulièrement aux taus se désintégrant en muon, pour lesquels on attend 21.3 événements par an. Parmi ces taus se désintégrant en muon, seuls ceux dont l'énergie est supérieure à quelques PeV possèdent une trace suffisamment longue (de l'ordre de la centaine de mètres) pour être observés. Nous optimisons la sélection de ces événements en utilisant le filtre des hautes énergies (sec. 3.3.4).

Notons que les nombres d'événements détectables pour les différents canaux de désintégration (table 6.1) ne correspondent pas aux taux de branchement du tau (sec. 2.2). Cela s'explique par la topologie très différente des signaux laissés par les taus se désintégrant en muon et par ceux laissés par les taus se désintégrant en hadrons ou en électron. Dans le premier cas, la trace du tau prolongée par celle du muon peut s'étendre sur des kilomètres tandis que dans les deux autres cas, elle est suivie respectivement d'une cascade électromagnétique et hadronique et se propage au maximum sur quelques centaines de mètre. Un tau suivi d'un muon a donc plus de chance de traverser le détecteur qu'un tau suivi d'une cascade, ce qui se traduit par une plus grande aire effective (fig.6.1).

Enfin, nous distinguons le cas où la désintégration se produit dans le détecteur du cas où elle se produit hors de celui-ci. Dans le cas de la désintégration muonique, il faut en effet que la désintégration se produise dans le détecteur pour observer l'augmentation de luminosité, sinon seule la trace du muon ou du tau traverse le détecteur et ne peut être distinguée des traces laissées par les muons atmosphériques.

Nombre total de neutrinos tauïques déetectables par an dans IC59 487.6 ±1.8			
courant neutre 84.5 ± 0.7	courant chargé 403.1 ±1.6		
Nombre de neutrinos tauïques déetectables selon leur canal de désintégration			
$\tau \rightarrow$ hadrons 210.6 ± 1.2	$\tau \rightarrow e$ 54.30 ± 0.6	$\tau \rightarrow \mu$ 130.5 ±0.9	
désintégration dans IC59 84.7 ± 0.7	désintégration dans IC59 22.5 ± 0.4	désintégration dans IC59 21.3 ±0.3	
Nombre de neutrinos tauïques déetectables passant le filtre EHE (sec. 3.3.4)			
106.7 ±1.2		6.55 ±0.07	

TABLE 6.1 – Nombre d'événements de signal déetectables par an dans IC59 à différents niveaux de sélection (cf texte pour les détails).

6.1.2 Échantillons de bruit de fond simulé

Le bruit de fond (table 6.2) est essentiellement constitué de particules issues de l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère terrestre. Il contient majoritairement des muons atmosphériques mais aussi des neutrinos atmosphériques des trois saveurs. Cependant, nous avons vu dans le chapitre 1 que la production de neutrinos tauïques atmosphériques était négligeable (sec. 1.2.3).

Une autre source potentielle de bruit de fond est constituée des neutrinos électroniques et muoniques d'origine cosmique. En effet on s'attend à observer sur Terre des neutrinos d'origine cosmique dans un rapport $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 1 : 1$. Nous supposons que ces neutrinos ont un spectre en E^{-2} et que leur flux est celui prédit par Waxman et Bahcall (sec. 1.1.4) .

6.1.3 Échantillon-test de données réelles

Afin de vérifier la robustesse des simulations utilisées pour le bruit de fond, nous avons considéré un *échantillon-test* de données réelles et comparé les distributions ainsi que le nombre d'événements de données réelles issues de cet *échantillon-test* avec ceux de données simulées. L'*échantillon-test* a été enregistré sur une période de 15.15 jours,

type	μ atm.	$\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ atm.	$\nu_e + \bar{\nu}_e$ atm.	$\nu_\tau + \bar{\nu}_\tau$ atm.	ν_μ cosm.	ν_e cosm.
nombre év.	$(74 \pm 1.7) 10^6$	2795.5 ± 94	256.6 ± 8.7	~ 0	236.7 ± 1.6	104.4 ± 0.7

TABLE 6.2 – Nombre d'événements déetectables par an dans IC59 satisfaisant au filtre des hautes énergies selon les types de bruit de fond.

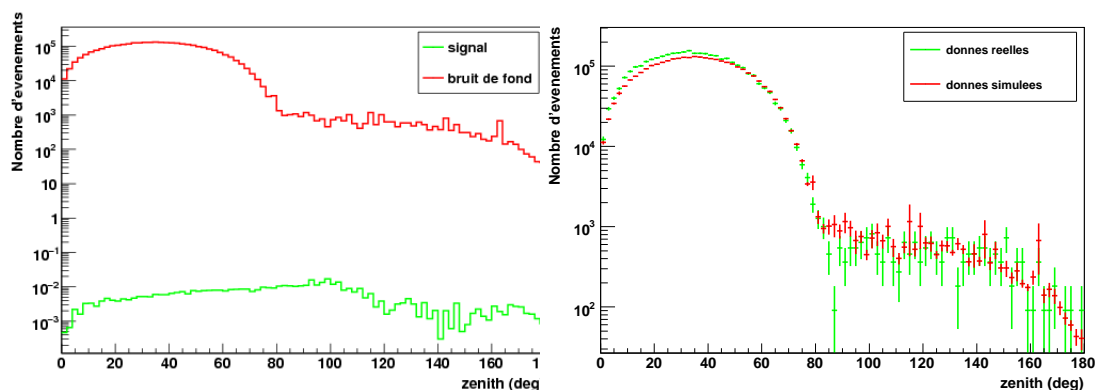


FIGURE 6.2 – Gauche : Distribution du zénith reconstruit pour le bruit de fond (muons atmosphériques) et le signal (neutrinos tauïques). Le flux de muons atmosphériques (trait rouge) décroît à partir de l’horizon (zénith de 90 degrés) car ceux-ci sont alors absorbés par la Terre. Les muons atmosphériques pour lesquels le zénith reconstruit est supérieur à 90 degrés sont erronément reconstruits comme provenant de l’hémisphère nord. Le zénith des neutrinos tauïques (trait vert) décroît légèrement au delà de 90 degrés du fait l’absorption des neutrinos par la terre à haute énergie. Droite : Distribution du zénith pour les données réelles (trait vert) et simulées (trait rouge). Sur les deux figures, l’ordonnée représente le nombre d’événements détectables sur une période de 15.15 jours.

ce qui correspond à 5% du temps total de prise de données d’ IC59 .

6.2 Coupures développées pour sélectionner les taus se dés-intégrant en muon

Les différentes coupures (table 6.3) destinées à optimiser la sensibilité au flux de neutrinos tauïques sont synthétisées dans le tableau 6.3. Notons que les efficacités des différentes coupures sont calculées par rapport au nombre d’événements passant le filtre EHE.

6.2.1 Coupure sur le zénith

La première coupure est effectuée sur le zénith reconstruit de la particule. En effet le flux de muons atmosphériques décroît avec le zénith jusqu’à quasiment s’annuler à l’horizon car ceux-ci sont absorbés par la Terre (fig. 6.2). La coupure sur le zénith

$$\text{zénith} > 80 \text{ degrés} \quad (6.3)$$

permet de supprimer 99% du bruit de fond ($8.3 \cdot 10^5$ par an) tout en gardant 71% du signal (94.31 par an) (table 6.3). Les distributions de zénith des données réelles et des données simulées (de muons atmosphériques) sont en concordance (fig. 6.2 à droite)

	filtre EHE (sec.3.3.4)	zénith >80 deg. (sec.6.2.1)	Ndir>140 log(NPE)>3.8 (sec.6.2.2)	$R_{max} > 0$ $\log(E_{reco})/\text{GeV} > 6$ (sec.6.2.3)
$\tau 2\mu$ In	6.55 ± 0.07 100%	4.34 ± 0.06 66%	0.77 ± 0.03 11.8%	0.25 ± 0.01 0.4%
$\tau 2\mu$ Out	19.3 ± 0.29 100%	13.17 ± 0.27 68%	2.02 ± 0.09 10.5%	0.86 ± 0.04 4.5%
$E^{-2}\nu_\tau$ sauf $\tau 2\mu$	106.7 ± 1.2 100%	76.8 ± 1 72%	13.57 ± 0.5 12.7%	5.82 ± 0.2 5.4%
TOT ν_τ	132.5 ± 1.2 100%	94.31 ± 1 71%	16.36 ± 0.5 12.3%	6.93 ± 0.2 5.2%
μ atm.	$(74 \pm 1.7) 10^6$ 100%	$(8.3 \pm 3.2) 10^5$ 1%	~ 0 $\sim 0\%$	~ 0 $\sim 0\%$
$\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ atm.	2795.5 ± 94 100%	2338.1 ± 92 83%	10.69 ± 0.9 0.4%	1.16 ± 0.09 $4 \cdot 10^{-4}\%$
$\nu_e + \bar{\nu}_e$ atm.	256.6 ± 8.7 100%	213.3 ± 8.6 83%	4.05 ± 0.04 1.6%	0.91 ± 0.01 $3 \cdot 10^{-3}\%$
ν_μ cosm.	236.7 ± 1.6 100%	161.4 ± 1.5 68%	26.92 ± 0.5 11.4%	10.94 ± 0.1 4.6%
ν_e cosm.	104.4 ± 0.5 100%	74.7 ± 0.4 72%	17.9 ± 0.4 17.1%	8.3 ± 0.3 7.9%
TOT	$\sim (74 \pm 1.7) 10^6$ 100%	$\sim (8.3 \pm 3.2) 10^5$ 1%	59.56 ± 1.1 $\sim 0\%$	21.3 ± 0.3 $2 \cdot 10^{-7}\%$

TABLE 6.3 – Le nombre d'événements détectables par an dans IC59 ainsi que l'efficacité des coupures après les différentes coupures développées dans ce chapitre. On distingue les taus se désintégrant en muon dans le détecteur ($\tau \rightarrow \mu$ In) et hors du détecteur ($\tau \rightarrow \mu$ Out). Les efficacités des différentes coupures sont calculées par rapport au nombre d'événements passant le filtre EHE.

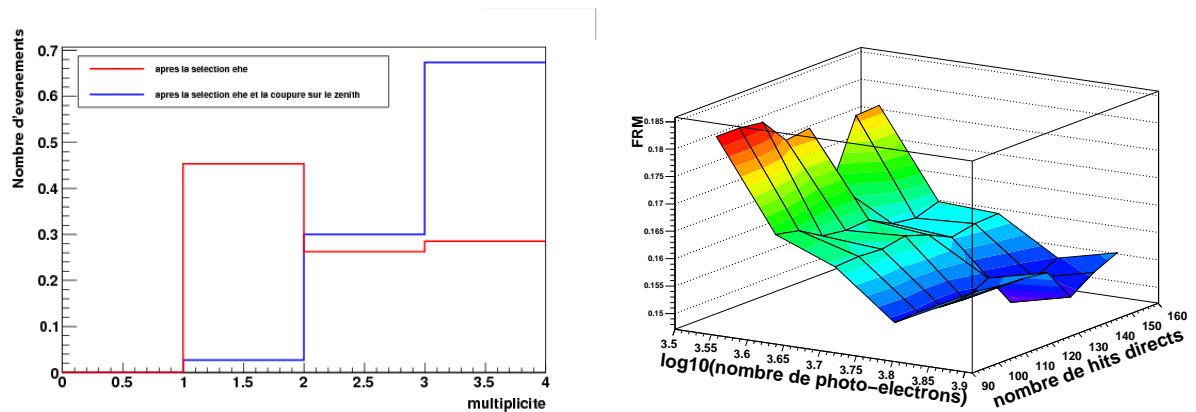


FIGURE 6.3 – Gauche : Multiplicité des muons atmosphériques avant (trait rouge) après (trait bleu) la coupure sur le zénith. Droite : Facteur de rejet du modèle en fonction du nombre de photo-électrons et de hits directs.

pour des valeurs supérieures à 50 degrés. Une sous-estimation des données simulées aux zéniths inférieurs à 50 degrés s'explique par les incertitudes systématiques présentes dans la modélisation de la glace antarctique et de la composition des rayons cosmiques.

6.2.2 Coupure sur le nombre de hits directs et sur le nombre de photo-électrons

Nous avons vu que la pureté de notre échantillon total après la sélection sur le zénith est quasi-nulle ce qui a pour conséquence une mauvaise sensibilité au flux de neutrinos tauïques et ce qui motive les coupures additionnelles présentées dans cette partie.

La majorité des muons atmosphériques passant la coupure sur le zénith est constituée de muons coïncidents, c'est-à-dire le nombre de particules traversant le détecteur dans un même intervalle de temps (fig. 6.3 à gauche). La faible qualité des reconstructions effectuées sur ces événements induit que leur zénith peut être erronément reconstruit comme provenant de l'hémisphère nord.

Un nombre important d'événements coïncidents peuvent être supprimés par une coupure sur le nombre de hits directs (Ndir). Un hit direct est défini comme un hit pour lequel le temps résiduel (chapitre 5) est compris entre -15 ns et 75 ns. Pour les muons atmosphériques le nombre d'événements décroît fortement avec le nombre de hits directs tandis que la pente de la distribution des taus se désintégrant en muon est beaucoup plus petite (fig.6.4 à gauche). Comme le nombre de photo-électrons (fig. 6.5) varie directement avec le nombre de hits directs nous effectuons simultanément une coupure sur ces deux grandeurs.

Afin de choisir les valeurs des coupures sur le nombre de hits directs et de photons-électrons qui placent les plus fortes contraintes sur les modèles théoriques (et donc la plus

petite sensibilité), on introduit le facteur de rejet du modèle (FRM) défini selon [32] :

$$\text{FRM} = \frac{\bar{\mu}_{90}}{n_s} \quad (6.4)$$

où n_s est le nombre d'événements de signal et $\bar{\mu}_{90}$ est la limite supérieure moyenne sur le nombre d'événements de signal avec une intervalle de confiance de 90%. Cette dernière est donnée par la moyenne des limites supérieures avec une intervalle de confiance de 90% sur le nombre d'événements de signal calculée selon la méthode de Feldman-Cousins [25] pondérées par leur probabilité d'occurrence, à savoir

$$\bar{\mu}_{90}(n_b) = \sum_{n_{obs}=0}^{\infty} \mu_{90}(n_{obs}, n_b) \frac{(n_b)^{n_{obs}}}{(n_{obs}!)} \exp(-n_b) \quad (6.5)$$

En considérant que le signal n_s est constitué des trois saveurs de neutrinos d'origine cosmique et le bruit de fond n_b des muons et neutrinos atmosphériques, le FRM rend compte de la sensibilité de détection au flux des trois saveurs de neutrinos. La sensibilité au flux de neutrinos tauiques est obtenue en divisant par trois la sensibilité de détection au flux des trois saveurs. Nous choisissons donc les valeurs de nombre de photo-électrons et de hits directs minimisant le FRM, à savoir :

$$\text{Ndir} > 140 \text{ et } \log_{10}(\text{NPE}) > 3.8 \quad (6.6)$$

ce qui donne une sensibilité pour les neutrinos tauiques de

$$\bar{\phi}_{90\tau} = \phi_{WB} \times \frac{\bar{\mu}_{90}}{n_s} = 3.42 \cdot 10^{-9} \text{E}^{-2} \text{ GeVs}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{cm}^{-2} \quad (6.7)$$

Les distributions du nombre de hits directs et du nombre de photo-électrons pour les données réelles et simulées sont en concordance (fig. 6.4 et 6.5 à droite).

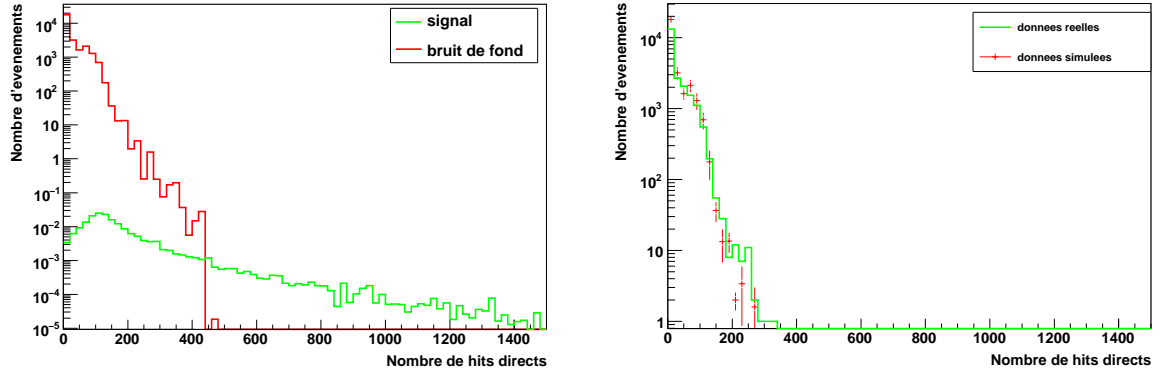


FIGURE 6.4 – Gauche : Distribution du nombre de hits directs pour le signal (trait vert) et le bruit de fond (trait rouge). Droite : Distribution du nombre de hits directs pour les données réelles (trait vert) et simulées (trait rouge). Sur les deux figures, l'ordonnée représente le nombre d'événements détectables après la coupure sur le zénith sur une période de 15.15 jours.

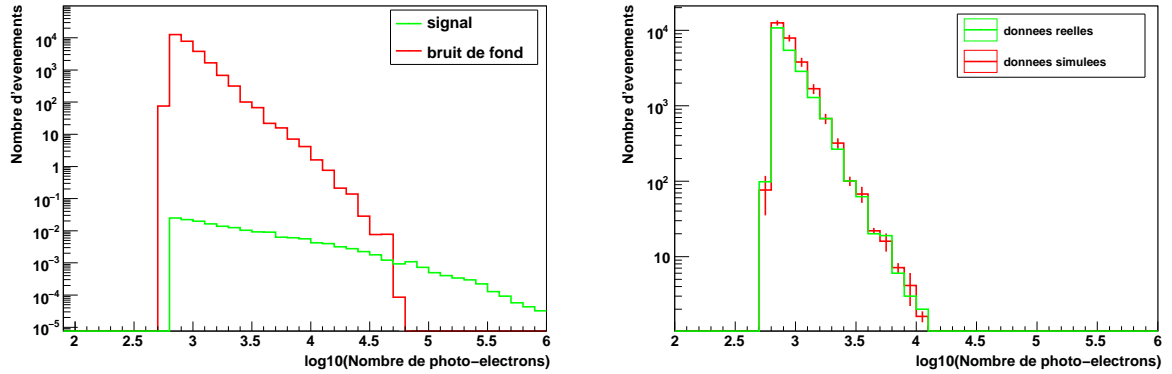


FIGURE 6.5 – Gauche : Distribution du nombre de photo-électrons pour le signal (trait vert) et le bruit de fond (trait rouge). Droite : Distribution du nombre de photo-électrons pour les données réelles (trait vert) et simulées (trait rouge). Sur les deux figures, l'ordonnée représente le nombre d'événements détectables après la coupure sur le zénith sur une période de 15.15 jours.

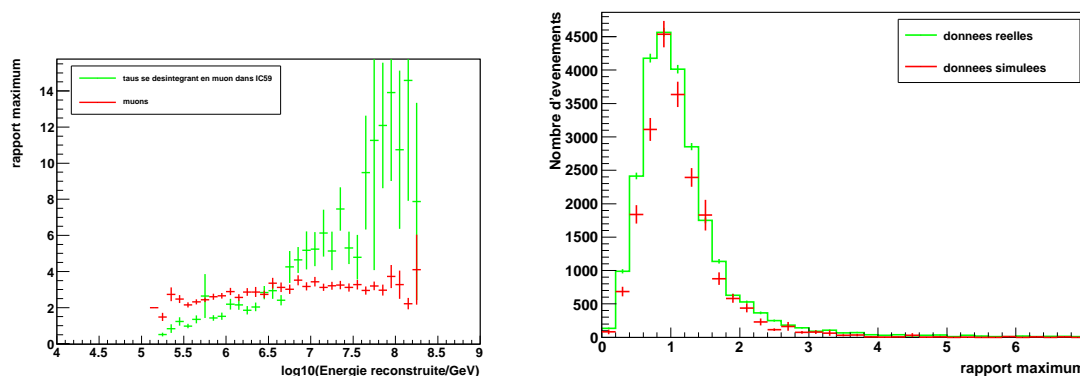


FIGURE 6.6 – Gauche : Rapport maximum en fonction de l'énergie reconstruite pour des taus se désintégrant en muon (trait vert) et des muons (trait rouge). Droite : Comparaison entre les données réelles et simulées pour les variables de rapport maximum après la coupure sur le zénith sur une période de 15.15 jours.

6.2.3 Coupure sur le rapport maximum et l'énergie reconstruite

Les variables de rapport maximum R_{max} (sec. 5.4) et d'énergie reconstruite E_{reco} permettent de différencier une proportion importante de muons et de taus se désintégrant en muon (fig.6.6) et une coupure sur les valeurs de

$$\log_{10}(E_{reco}/\text{GeV}) > 6.6 \text{ et } R_{max} > 2.5. \quad (6.8)$$

permet d'augmenter la pureté de l'échantillon final (qui passe de 22% à 30%). Cependant une telle coupure réduit drastiquement le signal (efficacité de 0.3%) et le facteur FRM vaut alors 0.674 menant à une sensibilité plus grande que celle obtenue après les coupures sur le nombre de photo-électrons et de hits direct (FRM = 0.152). La valeur minimum de FRM est obtenue pour une coupure de

$$\log_{10}(E_{reco}/\text{GeV}) > 6 \text{ et } R_{max} > 0. \quad (6.9)$$

et vaut FRM = 0.187, ce qui, là aussi, est supérieur à la valeur obtenue après la coupure sur le nombre de photo-électrons et de hits directs. Nous n'appliquons pas les coupures sur R_{max} et E_{reco} sur l'échantillon de données réelles car elles ne permettent pas d'améliorer le facteur de rejet du modèle et donc la sensibilité au flux des trois saveurs.

Les taux d'événements et les comportements globaux des distributions sont représentés dans le cas de données réelles et simulées (fig. 6.6 à droite et fig. 6.7). La surestimation des données simulées aux petites énergies reconstruites ($E < \text{PeV}$) est liée aux erreurs systématiques sur les modèles de glace.

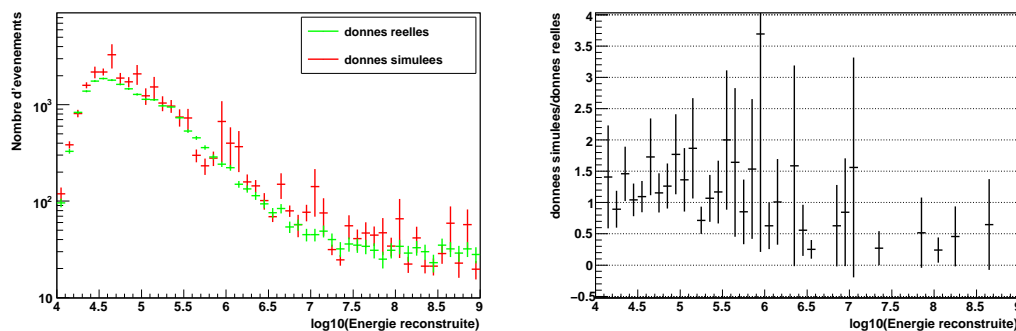


FIGURE 6.7 – Gauche : Comparaison entre les données réelles et simulées pour l'énergie reconstruite après la coupure sur le zénith sur une période de 15.15 jours. Droite : Rapport entre les données réelles et simulées pour l'énergie reconstruite.

6.2.4 Coupure sur le paramètre de sortie de l'arbre de décision

La coupure sur le rapport maximum et l'énergie reconstruite permet d'augmenter la pureté de notre échantillon mais au prix d'une grande réduction du signal et au final la sensibilité au flux de neutrinos cosmiques est plus grande. Nous appliquons une méthode alternative de sélection reposant sur les arbres de décision [45] et comparons le résultat ainsi obtenu avec celui de la section précédente.

Un arbre de décision est une représentation arborescente d'une suite de coupures appliquées à un échantillon de données (fig. 6.8). Une phase d'entraînement permet de déterminer la suite de coupures la plus efficace pour différencier le signal et le bruit de fond et ainsi construire l'arbre de décision. A chaque noeud de l'arbre, une coupure sur les variables fournies est effectuée de façon à proposer la meilleur séparation locale "signal/bruit de fond", en rapport avec la pureté de ces échantillons. L'algorithme se poursuit sur les deux nouvelles populations jusqu'à atteindre un critère d'arrêt spécifié. A ce stade, chaque événement est caractérisé par une valeur binaire : signal (+1) ou bruit de fond (-1).

Un arbre de décision est sensible aux fluctuations statistiques sur l'échantillon d'apprentissage. Afin de remédier à ce problème, chaque événement est multiplié par un poids (on parle alors d'arbre de décision boosté) et l'apprentissage est réitéré en modifiant les poids à chaque itération en fonction du résultat précédent. Au final, une forêt d'arbres est construite et chaque événement est caractérisé par un paramètre de sortie qui n'est plus binaire mais qui reprend les poids attachés à l'événement dans chaque arbre, et varie entre -1 et 1. Une phase de test permet ensuite de classifier les événements en signal ou en bruit de fond en fonction du paramètre de sortie.

Le but de l'utilisation de cet arbre de décision est de différencier les traces de muons des traces de taus se désintégrant en muon. Nous entraînons donc l'arbre sur des échan-

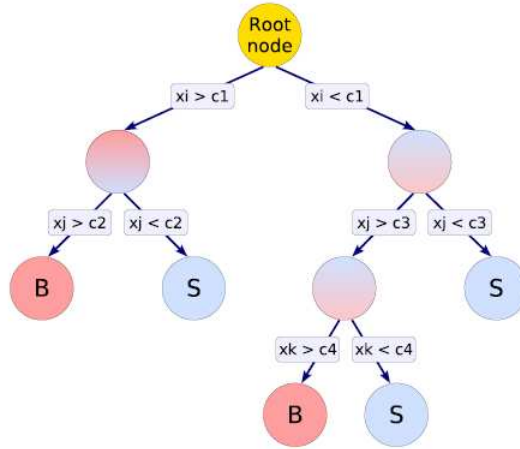


FIGURE 6.8 – Vue schématique d’un arbre de décision. A chaque noeud de l’arbre est appliqué une coupure sur une unique variable. [45]

tillons simulés de taus et de muons. Nous appliquons ensuite l’arbre ainsi construit sur les autres échantillons (neutrinos électroniques, taus se désintégrant hors du détecteur, etc) afin d’estimer le nombre d’événements de type signal et de type bruit de fond pour chaque paramètre de sortie de l’arbre de décision. Enfin nous effectuons une coupure sur le paramètre de sortie nous donnant la meilleure sensibilité au flux de neutrinos cosmiques et qui permettrait la meilleure discrimination entre le signal et le bruit de fond sur les données réelles.

Échantillons

L’arbre de décision est optimisé pour distinguer les échantillons de signal et de bruit de fond fournis lors de la phase d’entraînement. Plus l’échantillon de signal possède des caractéristiques propres, plus cette différenciation est efficace. Un échantillon constitué de tous les neutrinos tauiques (y compris les canaux de désintégration en électron et en hadrons) possède plusieurs caractéristiques différentes (sec. 2.6) et l’arbre de décision a un faible pouvoir discriminant s’il est entraîné sur un tel échantillon. Nous choisissons comme signal, un échantillon aux caractéristiques bien définies, à savoir des taus se désintégrant en muon dans le détecteur IC59 avec une trace de longueur supérieure à 400 m de façon à ne pas être contaminé par les photons issus de la cascade hadronique produite lors de l’interaction par courant chargé du neutrino avec la glace (sec 5.3.3). L’échantillon de bruit de fond est constitué de neutrinos muoniques cosmiques. Le nombre d’entrées utilisées lors de la phase d’entraînement est de 600 pour le signal et de 8000 pour le bruit de fond. Lors de la phase de test, nous utilisons toute la statistique restante, à savoir 120 entrées pour le signal et 980 entrées pour le bruit de fond.

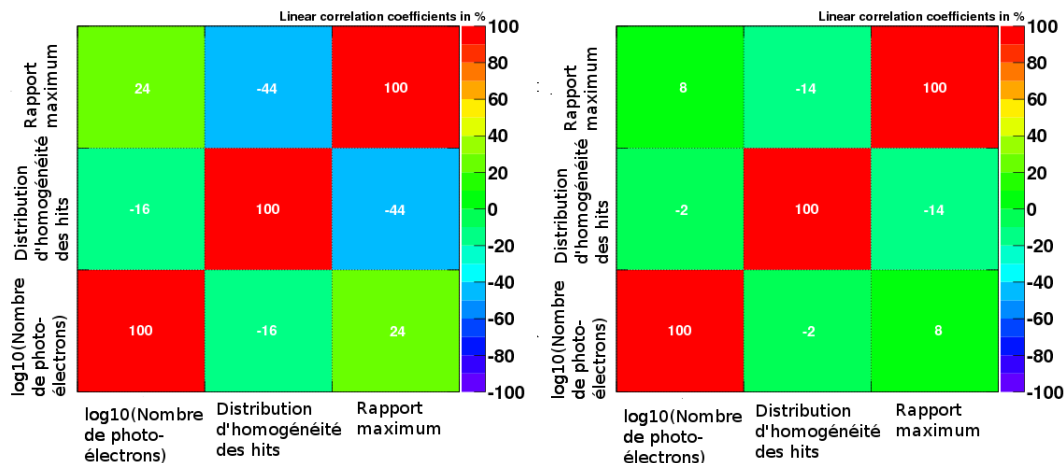


FIGURE 6.9 – Coefficients de corrélation entre les différentes variables utilisées dans l'arbre de décision pour l'échantillon de signal (gauche) et de bruit de fond (droite).

Variables utilisées

Le choix des variables utilisées pour la phase d'entraînement joue un rôle crucial dans l'efficacité de la méthode. Les trois variables utilisées dans notre analyse (fig. 6.10) offrent une bonne capacité à discriminer le signal et le bruit de fond tout en restant indépendantes les unes par rapport aux autres (fig. 6.9). Dans le cas des muons comme dans le cas des taus, les distributions présentent des comportements permettant de différencier la trace laissée par un muon de celle laissée par un tau se désintégrant en muon (fig. 6.10). Les distributions de ces trois variables sont en concordance pour les données réelles et simulées (rapport maximum : fig. 6.7 à gauche, nombre de photo-électrons : fig. 6.5 à droite et homogénéité de la distribution des hits le long de la trace : fig. 5.18)

Coupure sur le paramètre de sortie

La séparation en signal et bruit de fond est déterminée par le paramètre de sortie de l'arbre de décision (fig. 6.11 à gauche). Le nombre d'événements restants dans chaque sélection finale (feuille finale) de l'arbre de décision a un impact important sur la reproductibilité de l'arbre de décision. En effet, si l'on entraîne l'arbre jusqu'à ce que chaque feuille contienne peu d'événements, la séparation entre le signal et le bruit de fond sera très grande mais ce résultat ne pourra pas être reproduit, c'est ce qu'on appelle le *surentraînement*. Afin de détecter un surentraînement, on compare les distributions du paramètre de sortie de l'arbre de décision pour l'échantillon entraîné et pour l'échantillon test. Une faible correspondance entre les deux distributions peut être révélatrice d'un surentraînement. Un test de Kolmogorov permet de quantifier la similitude entre les deux courbes (fig. 6.11 à gauche).

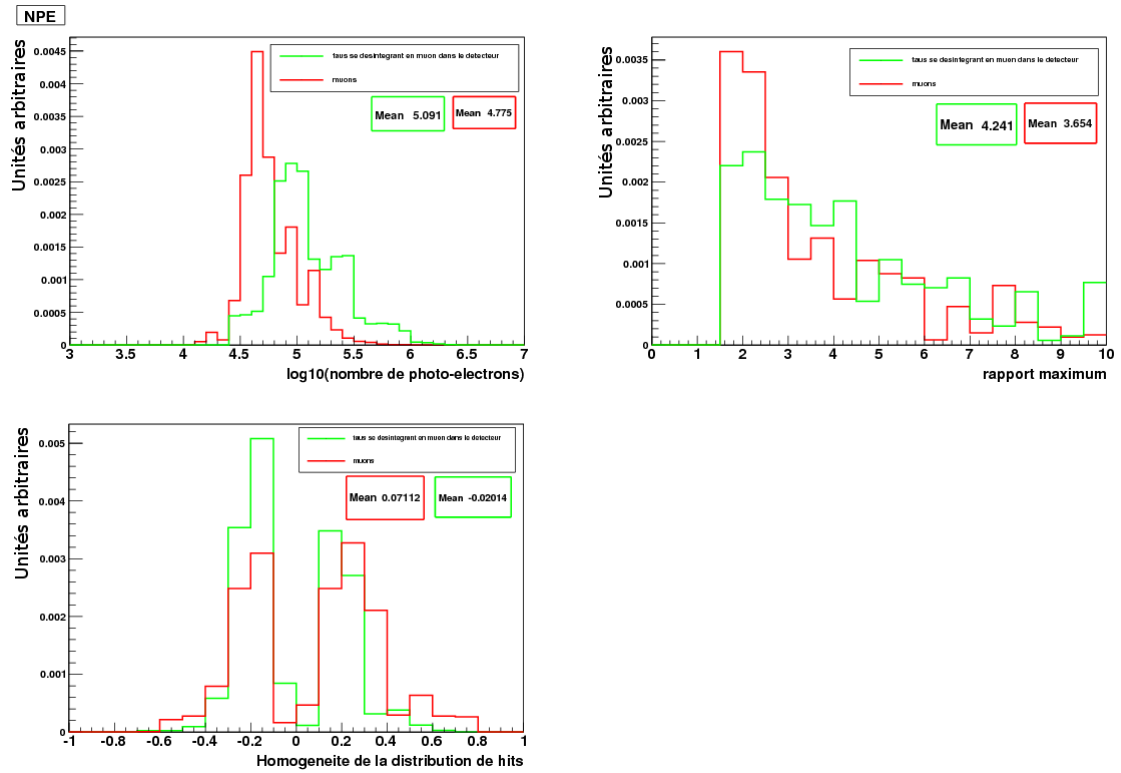


FIGURE 6.10 – Comparaison entre le comportement du signal (trait vert) et du bruit de fond (trait rouge) pour les différentes variables utilisées lors de l’entraînement de l’arbre de décision. Le rapport maximum des médianes (en haut à droite)(sec. 5.4) est en moyenne plus grand pour les taus se désintégrant en muon que pour les muons ; le nombre de photo-électrons (en haut à gauche) est globalement plus petit pour le bruit de fond que pour le signal ; enfin, le paramètre caractérisant l’homogénéité de distribution des hits (en bas à gauche) (sec. 5.5) est positif pour les muons, ce qui traduit un plus grand nombre de hits en début de trace, tandis qu’il est négatif pour le signal ce qui caractérise une plus grande densité de hits en fin de trace. Toutes les distributions sont normalisées.

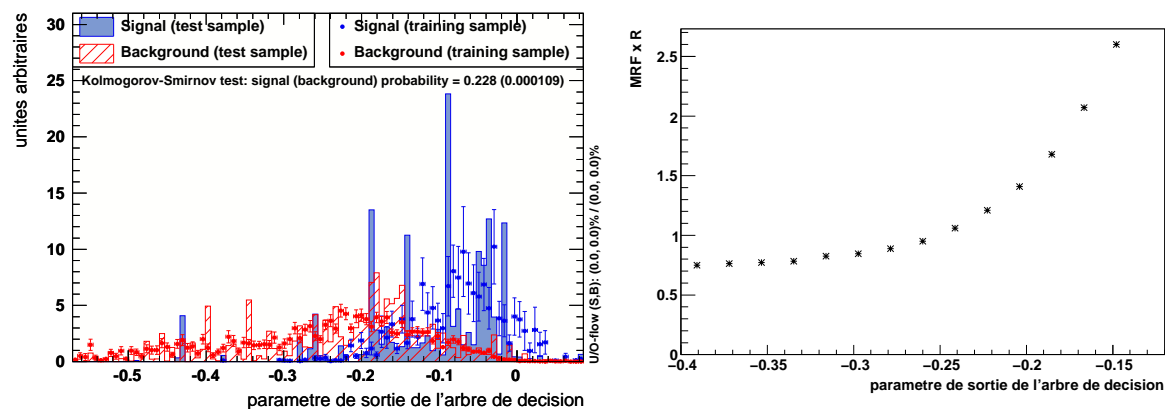


FIGURE 6.11 – Gauche : Paramètre de sortie de l'arbre de décision pour le signal (bleu) et le bruit de fond (rouge). Les données sur lesquelles l'arbre de décision est entraîné sont représentées par des points et les données sur lesquelles il est testé sont représentées par des distributions respectivement hachurées pour le bruit de fond et coloriées pour le signal. Droite : Facteur du rejet du modèle FRM en fonction des différentes coupures sur le paramètre de sortie de l'arbre de décision.

La phase d'entraînement est faite sur un échantillon de taus se désintégrant en muon (signal) et de neutrinos muoniques (bruit de fond). Nous avons ensuite appliqué la méthode sur les différents échantillons de signal et de bruit de fond et calculé le facteur de rejet du modèle FRM. Ce dernier augmente en fonction de la valeur de la coupure sur le paramètre de sortie (fig. 6.11 à droite), autrement dit une coupure sur le paramètre de sortie ne permet pas d'améliorer la sensibilité à un flux de neutrinos cosmiques. Cela s'explique par le fait que l'arbre de décision a été optimisé pour sélectionner les taus se désintégrant en muon et rejette les autres neutrinos taus menant à une réduction drastique du signal.

6.2.5 Résultats

Données simulées

Le tableau 6.3 synthétise les différentes coupures présentées précédemment ainsi que le nombre d'événements détectables par an dans IC59 après chaque étape.

La première coupure, sélectionnant les particules dont le zénith reconstruit est supérieur à 80 degrés, permet de réduire l'échantillon de muons atmosphériques de 99%. Cependant le nombre de muons atmosphériques restant est encore important ($8.3 \cdot 10^5$ par an) et le facteur de rejet du modèle et donc la sensibilité au flux de neutrinos cosmiques est très grande. Afin de réduire le facteur de rejet du modèle, nous avons développé une coupure sur le nombre de hits directs et de photo-électrons. Le résultat est la suppression quasi-totale des muons atmosphériques et une réduction importante du nombre de neutrinos

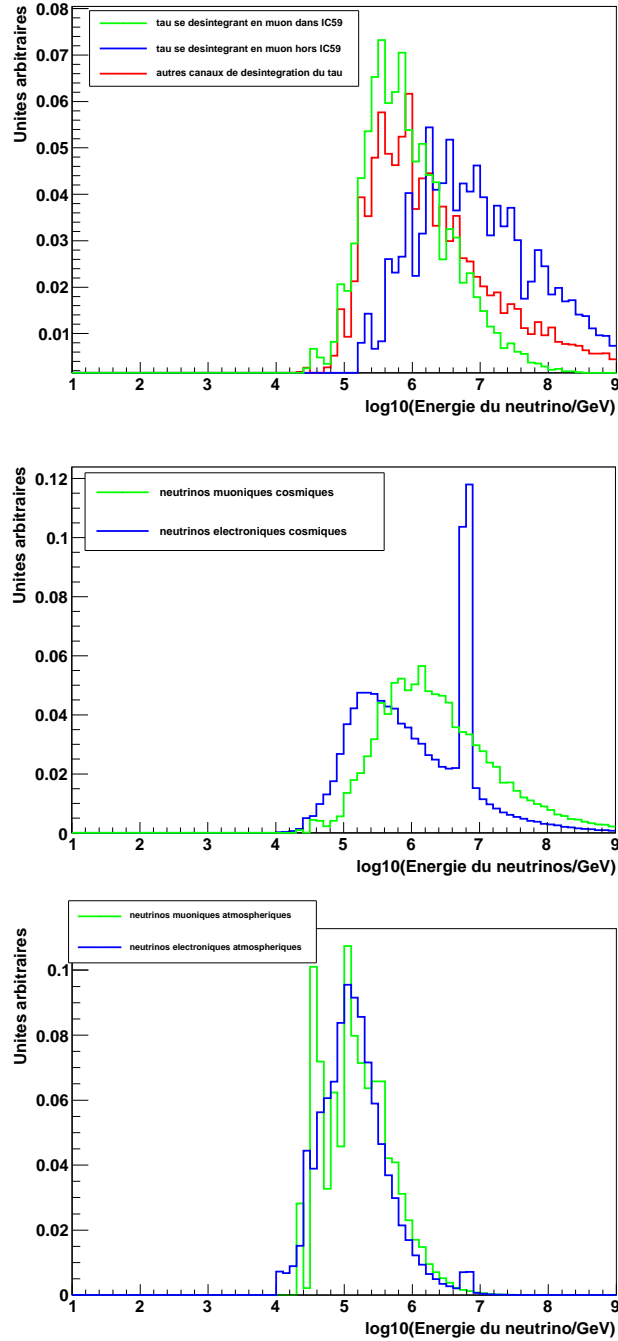


FIGURE 6.12 – Distribution en énergie après les coupures sur le nombre de photo-électrons et de hits directs pour les taus se désintégrant en muon dans le détecteur, les taus se désintégrant en muon hors du détecteur et les autres canaux de désintégration (haut), les neutrinos muoniques et électroniques d’origine cosmique (milieu), les neutrinos muoniques et électroniques atmosphériques (bas).

	filtre EHE (section 3.3.4)	zén.>80 deg. (section 6.2.1)	ndir>140 et $\log_{10}(NPE) > 3.8$ (section 6.2.2)
15.15 jours	$(3200 \pm 1.8)10^3$	$(210 \pm 1.4)10^2$	1 ± 1
1 an	$78.3 \cdot 10^6$	$5.1 \cdot 10^5$	24.09

TABLE 6.4 – Nombre d'événements après chacune des coupures expliquées dans ce chapitre pour un *échantillon-test* de données réelles enregistré en 15.15 jours dans IC59.

$\log(NPE)$	Énergie	zénith	azimuth	longueur de trace obs.
3.92	$4.3 \cdot 10^5$ GeV	2.81 radian	1.42 radian	134.3 m

TABLE 6.5 – Grandeurs caractéristiques du seul événement réel passant les coupures sur le nombre de hits et le nombre de photo-électrons.

muoniques et électroniques atmosphériques. La sensibilité au flux de neutrinos cosmiques est alors de $\bar{\phi}_{90} = 3.42 \cdot 10^{-9} \text{E}^{-2} \text{ GeVs}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{cm}^{-2}$. La coupure sur le rapport maximum et l'énergie reconstruite permet d'augmenter la pureté, de 22% à 30% mais ne permet pas d'améliorer la sensibilité au flux de neutrinos tauiques.

Les intervalles en énergie sur lesquels sont définis les différents échantillons après les coupures sur le nombre de photo-électrons et de hits directs sont représentés sur la figure 6.12. L'intervalle en énergie comprenant au moins 90% des neutrinos tauiques est entre 0.16 PeV et 1 EeV. L'intervalle en énergie contenant au moins 90% des neutrinos muoniques et électroniques est entre 0.10 PeV et 1 EeV.

Données réelles

Nous avons appliqué les différentes coupures développées dans ce chapitre sur l'*échantillon-test* de données réelles afin de vérifier que le nombre d'événements réels soit compatible avec celui estimé à partir de données simulées (table 6.3).

Un seul événement de l'échantillon des données réelles passe les coupures sur le zénith ainsi que sur le nombre de photo-électrons et de hits directs (tableau 6.5 et fig. 6.13). Cet événement présente les caractéristiques d'une cascade (petite longueur de trace et topologie sphérique). La résolution en énergie pour les événements de type cascade est de 13% sur le logarithme de l'énergie et la résolution angulaire de l'ordre de 30 degrés [8].

En conclusion, nous avons développé dans ce chapitre une série de coupures qui permettent d'optimiser la sensibilité de notre analyse au flux de neutrinos tauiques. Ces coupures sont effectuées sur des variables discriminantes : le zénith reconstruit, le nombre de photo-électrons, le nombre de hits direct, le rapport maximum des médianes des pertes d'énergie et l'énergie reconstruite. Le nombre d'événements détectables est estimé après chacune de ces sélections. Après la coupure finale, nous obtenons une sensibilité au flux

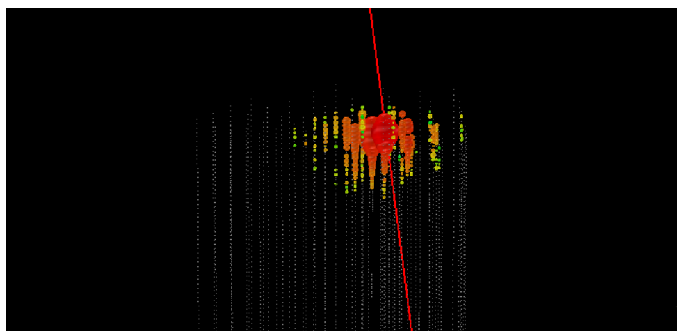


FIGURE 6.13 – Représentation de l'événement réel passant les coupures sur le nombre de hits et le nombre de photo-électrons. Les sphères blanches représentent les DOMs d'IceCube et le trait rouge la trajectoire reconstruite de la particule. Les différentes sphères colorées représentent les charges enregistrées. Leurs tailles et leurs couleurs sont proportionnelles respectivement à la valeur de la charge et au temps d'arrivée des photons enregistrés.

de neutrinos tauïques de $\phi_{90}^- = 3.42 \cdot 10^{-9} \text{E}^{-2} \text{ GeVs}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{cm}^{-2}$. Nous avons également appliqué une méthode multivariée reposant sur un arbre de décision sur nos données simulées et comparé le résultat obtenu avec celui de la coupure finale. Dans le cadre de nos analyse, avec la statistique dont nous disposons et les variables sélectionnées, la méthode basée sur l'arbre de décision ne permet pas d'améliorer la sensibilité au flux de neutrinos tauïques.

Chapitre 7

Résultats

Ce chapitre reprend les résultats de notre analyse. Nous commençons par expliquer les calculs de limites supérieures sur le flux de neutrinos tauïques et de neutrinos de trois saveurs. Nous détaillons également les erreurs systématiques présentes dans notre analyse, ainsi que l'erreur induite sur les limites supérieures. Enfin, nous résumons et discutons nos résultats.

7.1 Limites supérieures

Les coupures utilisées pour notre analyse ont été développées sur des données simulées au chapitre 6. Nous appliquons à présent ces dernières sur un échantillon de données réelles enregistrées durant la saison 2009/2010 sur une période 272.96 jours, correspondant au temps de prise de données de bonne qualité et en soustrayant le temps d'enregistrement de l'*échantillon-test*. Le nombre d'événements restant après ces coupures (table 7.1) permet de poser une limite supérieure sur le flux de neutrinos de toutes les saveurs et sur celui de neutrinos tauïques. Nous avons calculé cette limite après les coupures sur le nombre de photo-électrons NPE et de hits directs Ndir ainsi qu'après les coupures sur le rapport maximum R_{max} et l'énergie reconstruite E_{reco} . Dans chaque cas, nous calculons d'abord la limite supérieure sur le flux des trois saveurs de neutrinos et en déduisons la limite supérieure sur le flux de neutrinos tauïques en tenant compte du rapport des aires effectives des trois saveurs de neutrinos et de neutrinos tauïques.

Le nombre maximum d'événements de signal compatible avec le nombre d'événements

	filtre EHE (sec.3.3.4)	zénith >80 deg. (sec.6.2.1)	Ndir > 140 et log10(NPE) > 3.8 (sec.6.2.2)
données réelles	/	$(3900 \pm 1.7) 10^2$	12 ± 3

TABLE 7.1 – Nombre d'événements réels passant les différentes coupures de sélection développées au chapitre 6, sur une période de 272.96 jours.

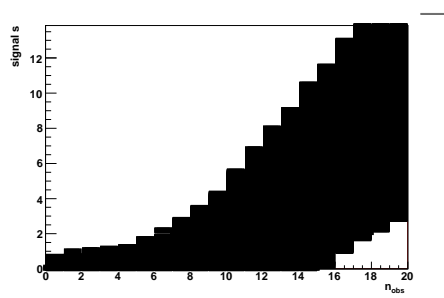


FIGURE 7.1 – Vue schématique des intervalles de confiance à 90% construits selon la méthode de Feldman-Cousins pour un nombre d'événements de bruit de fond de $n_b = 11$. L'intervalle du nombre d'événements de signal s compatible avec l'observation de 12 événements $n_{obs} = 12$ est représenté et mène à une limite supérieure de $\mu_{90} = 8.01$.

observé $n_{obs} = 12$ passant les coupures sur le nombre de photo-électrons et de hits directs, sachant qu'on s'attend à un bruit de fond de $n_b = 11$ pour 272.96 jours est donné par la limite supérieure de l'intervalle de confiance à 90% du nombre d'événements de signal μ_{90} . Nous avons utilisé la méthode de Feldman-Cousins pour construire les intervalles de confiance (fig. 7.1) et en déduisons une limite supérieure de $\mu_{90} = 8.01$.

La limite supérieure sur le flux des trois saveurs de neutrinos est obtenue via

$$\phi_{\nu_{all}} = \frac{\mu_{90}}{(n_s)_{all}} \times \phi_{WB} \times 3 = 1.18 \cdot 10^{-8} \text{E}^{-2} \text{ GeVs}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{cm}^{-2} \quad (7.1)$$

où $(n_s)_{all}$ est le nombre des trois saveurs de neutrinos attendu pour 272.96 jours et $\phi_{WB} = 2.25 \cdot 10^{-8} \text{E}^{-2} \text{ GeVs}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{cm}^{-2}$ est le flux de Waxman-Bahcall (sec. 1.1.4). L'intervalle en énergie contenant au moins 90% des trois saveurs de neutrinos passant les coupures sur le zénith, le nombre de hits directs et de photo-électrons est compris entre 0.1 PeV et 1 EeV (fig. 6.12).

La limite supérieure sur le flux de neutrinos tauïques est donnée, en divisant la limite supérieure sur le flux des trois saveurs de neutrinos par trois car on fait l'hypothèse qu'on a le même flux de chaque saveur de neutrino, par

$$\phi_{\nu_{\tau}} = \frac{\phi_{\nu_{all}}}{3} = 3.93 \cdot 10^{-9} \text{E}^{-2} \text{ GeVs}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{cm}^{-2} \quad (7.2)$$

L'intervalle en énergie contenant au moins 90% des neutrinos tauïques passant les coupures sur le zénith, le nombre de hits directs et de photo-électrons est compris entre 0.16 PeV et 1EeV (fig. 6.12).

	flux <i>conventionnel</i>			flux <i>prompt</i>			
	Honda	Bartol	Syst.	Sarcevic Std	Martin	Syst.	Syst. TOT
$\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$	7.65	8.03	+5%	3.04	0.76	-75%	-75%; +5%
$\nu_e + \bar{\nu}_e$	0.54	0.57	+5.6%	3.5	0.88	-74.9%	-74.9%; +5.6%

TABLE 7.2 – Nombre de neutrinos atmosphériques attendus par an dans IC59 pour différentes modélisations du flux *conventionnel* (Honda et Bartol) et *prompt* (Sarcevic et Martin).

7.2 Erreurs systématiques

Les erreurs systématiques représentent les biais présents dans les différentes grandeurs utilisées lors de l’analyse, menant à une sous-estimation ou une surestimation de grandeurs mesurées. On distingue deux types d’erreurs systématiques : celles issues de modèles théoriques (flux de neutrinos atmosphériques, section efficace des neutrinos, variation saisonnière) et celles provenant de l’instrumentation du détecteur (sensibilité des DOMs) et de l’environnement de détection (modélisation de la glace antarctique).

7.2.1 Flux de neutrinos atmosphériques

Le nombre d’événements attendus de neutrinos atmosphériques présente une incertitude issue de la modélisation du flux de neutrinos atmosphériques. Ce dernier comprend deux composantes : le flux *conventionnel* constitué des neutrinos et muons issus de la désintégration des pions et kaons chargés, et le flux *prompt*, contenant les neutrinos et muons produits par la désintégration des mésons charmés. Dans notre analyse, le flux *conventionnel* est modélisé par Honda [38] et possède une erreur systématique de $\pm 25\%$ à 1 TeV, calculée en comparant les prédictions du modèle aux observations expérimentales du flux de neutrinos atmosphériques. La modélisation pour le flux *prompt* considérée dans notre analyse est celle de Sarcevic [43] et son erreur systématique est difficile à estimer, car le flux de neutrinos atmosphériques *prompt* n’a encore jamais été observé. Une comparaison avec d’autres modèles de flux *prompt* révèle une différence de prédiction de 44% au maximum et de 25% au minimum (fig. 7.2) par rapport au modèle Sarcevic. Afin d’estimer l’erreur systématique issue de la modélisation des flux *prompt* et *conventionnel*, nous considérons différents modèles de flux et quantifions l’erreur que ceux-ci induisent sur le nombre de neutrinos atmosphériques détectables après la coupure sur le nombre de photo-électrons et de hits directs (table 7.2).

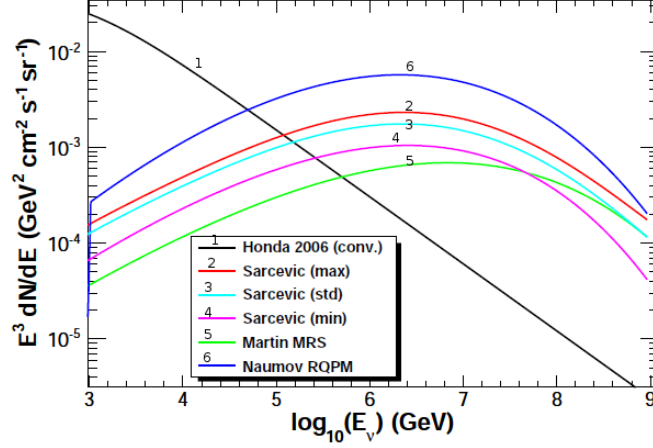


FIGURE 7.2 – Flux *prompt* de neutrinos atmosphériques selon les modèles de Sarcevic [43], Martin [1] et Naumov [40]. Le flux *conventionnel* selon Honda [38] est également représenté à titre indicatif [29].

7.2.2 Efficacité des DOMs

L'efficacité des DOMs est un facteur collectif qui décrit à la fois l'efficacité quantique des DOMs, l'effet des propriétés de la glace qui a re-gelé autour du DOM ainsi que la transmittance du verre et du gel optique. L'incertitude sur l'efficacité de détection du DOM est de 7.7% si on ne tient compte que de l'efficacité quantique [20] et augmente jusqu'à 10% en ajoutant les autres effets. Afin d'estimer l'erreur induite dans notre analyse, nous avons supposé que le nombre de photo-électrons varie linéairement avec l'efficacité du DOM, et calculé le nombre d'événements passant la coupure finale pour une variation de $\pm 10\%$ sur le nombre de photo-électrons.

NPE	ν_τ cosmique			atmosphérique		cosmique	
	$\tau 2\mu$ In	$\tau 2\mu$ Out	autres	ν_μ	ν_e	ν_μ	ν_e
90%	0.73	1.89	13.09	9.44	3.7	25.08	17.49
erreur syst.	-5.2%	-6.4%	-3.5%	-11.7%	-8.6%	-6.9%	-2.3%
100%	0.77	2.02	13.57	10.69	4.05	26.94	17.9
110%	0.81	2.21	14.02	12.67	4.3	29.44	18.22
erreur syst.	+5.2%	+9.4%	+3.3%	+18.5%	+6.2%	+9.3%	+1.8%

TABLE 7.3 – Estimation de l'erreur systématique sur le nombre d'événements détectables en faisant varier le nombre de photo-électrons.

modèle de la glace	ν_τ cosmique			atmosphérique		cosmique	
	$\tau 2\mu$ In	$\tau 2\mu$ Out	autres	ν_μ	ν_e	ν_μ	ν_e
AHA	0.77	2.02	13.57	10.69	4.05	26.92	17.9
SPICE	0.8	2.1	13.96	11.2	4.14	27.9	18.1
erreur syst.	+3.9%	+4%	+2.9%	+4.7%	+2.2%	+3.6%	+1.1%

TABLE 7.4 – Estimation de l’erreur systématique sur le nombre d’événements attendus pour différentes modélisations de glace.

7.2.3 Modélisation de la glace antarctique

La modélisation des propriétés de la glace antarctique joue un rôle essentiel car il s’agit du milieu de propagation et de détection des particules. Le modèle utilisé dans notre analyse est AHA (sec.3.4). L’incertitude sur les coefficients d’absorption et de diffusion est mesurée à $\pm 10\%$ à 405 nm, la longueur de d’onde des flashers LED. Afin d’estimer l’impact de cette incertitude sur notre analyse, nous estimons le nombre d’événements passant les coupures sur le nombre de photo-électrons et de hits directs en utilisant comme modélisation le modèle SPICE (sec.3.4) lors de la reconstruction. L’erreur systématique due à la modélisation de la glace est alors de l’ordre du pourcent (table 7.4). Notons cependant que cette dernière est sous-estimée car nous ne disposons que de simulations dans lesquelles AHA est la modélisation utilisée. Le modèle de glace ne varie dès lors qu’au niveau des reconstructions.

7.2.4 Erreur systématique totale

Les contributions des différentes erreurs systématiques présentées dans cette section sont synthétisées dans le tableau 7.5, où est également calculée l’erreur systématique totale. En tenant compte de ces erreurs systématiques, on calcule le nombre d’événements attendus dans les cas les plus favorables et défavorables et on déduit ainsi les variations minimales et maximales sur les limites supérieures de neutrinos des trois saveurs et de

type d’erreur	ν_τ cosmique			atmosphérique		cosmique	
	$\tau 2\mu$ In	$\tau 2\mu$ Out	autres	ν_μ	ν_e	ν_μ	ν_e
flux de ν atm.	/	/	/	-75%	-74.9%	/	/
				+5%	+5.6%		
efficacité des DOMs	-5.2%	-6.4%	-3.5%	-11.7%	-8.6%	-6.9%	-2.3%
modélisation de la glace	+3.5%	+4%	+2.9%	+4.7%	+2.2%	+3.6%	+1.1%
syst. TOT	-5.2%	-6.4%	-3.5%	-75.9%	-75.4%	-6.9%	-2.3%
	+6.5%	+10.2%	+4.4%	+19.7%	+8.6%	+10%	+2.1%

TABLE 7.5 – Somme des principales erreurs systématiques pour les différents échantillons.

neutrinos tauiques, à savoir

$$\phi_{\nu_{all}} = 1.18_{-0.32}^{+1.19} 10^{-8} \text{E}^{-2} \text{ GeVs}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{cm}^{-2} \quad (7.3)$$

$$\phi_{\nu_{\tau}} = 3.93_{-0.16}^{+3.97} 10^{-9} \text{E}^{-2} \text{ GeVs}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{cm}^{-2} \quad (7.4)$$

7.3 Conclusion et discussion

A partir des nombres d'événements réels issus d'un échantillon enregistrés sur une période de 272.96 jours et passant les coupures sur le nombre de photo-électrons et de hits directs, nous avons calculé les limites supérieure sur le flux des trois saveurs de neutrinos et sur le flux de neutrinos tauiques. En faisant l'hypothèse d'un flux de Waxman-Bahcall, il faudrait attendre 15 ans pour pouvoir clamer une découverte à 3σ pour les neutrinos tauiques.

Nous avons ensuite estimé les principales erreurs systématiques présentes dans notre analyse et calculé l'incertitude que celles-ci introduisent sur les limites $\phi_{\nu_{all}}$ et $\phi_{\nu_{\tau}}$. Dans les cas les plus défavorables, les limites obtenues sont

$$\phi_{\nu_{all}} = 2.37 10^{-8} \text{E}^{-2} \text{ GeVs}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{cm}^{-2} \quad (7.5)$$

$$\phi_{\nu_{\tau}} = 7.9 10^{-9} \text{E}^{-2} \text{ GeVs}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{cm}^{-2} \quad (7.6)$$

Ces limites sont représentées sur la figure 7.3) où sont également reprises des limites supérieures sur les flux de neutrinos des trois saveurs dérivées par d'autres analyses, la limite sur les neutrinos tauiques calculée par l'expérience Auger [6] et les modèles théoriques décrits dans la section 1.1.4.

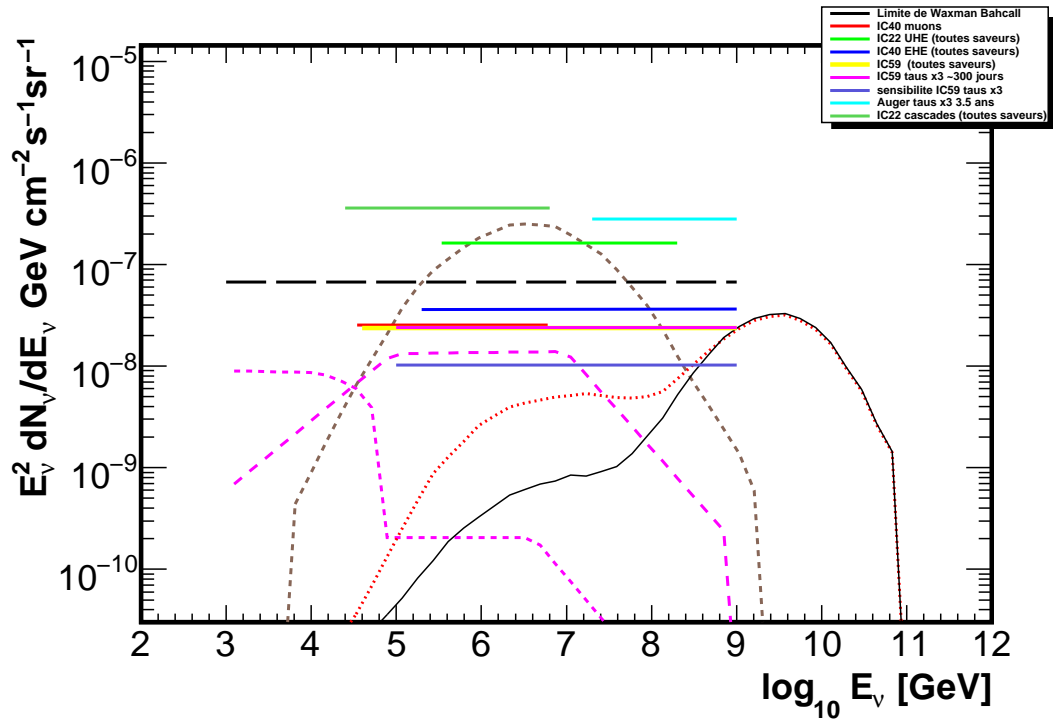


FIGURE 7.3 – Prédiction théoriques (pointillés) et limites posées par de précédentes analyses (traits colorés). Les prédictions théoriques sont détaillées dans la section 1.1.4 et sur la figure 1.7. Les limites représentées sont issues de la recherche de neutrinos muoniques dans IC40 [21] (trait rouge), des trois saveurs de neutrinos d’extrêmement haute énergie dans IC40 [12] (trait bleu foncé), de cascades dans IC22 [18] (trait vert clair), des trois saveurs de neutrinos à ultra-haute énergie [22] (trait vert foncé) et de neutrinos tauïques dans Auger [6] (trait bleu clair). Nos résultats sont repris en jaune (pour toutes les saveurs), en rose (neutrinos tauïques) et en mauve (sensibilité au flux de neutrinos tauïques).

Conclusion et perspectives

L'astronomie des neutrinos permettrait d'en apprendre plus sur les sources et les mécanismes de production des rayons cosmiques, via le messenger privilégié que constitue le neutrino. Celui-ci présente le double avantage de traverser des distances astronomiques grâce à sa faible section efficace, tout en n'étant pas défléchi par les champs magnétiques du fait de sa charge électrique nulle. Dans notre travail, nous cherchons à détecter des neutrinos tauiques d'origine cosmique, qui devraient atteindre la Terre dans les mêmes proportions que les deux autres saveurs de neutrinos, et qui, contrairement à celles-ci, présentent l'avantage d'être affectés d'un bruit de fond de neutrinos atmosphériques intrinsèques quasi-nul. La recherche de neutrinos tauiques s'effectue via la détection de leptons taus dans le détecteur à neutrinos ICECUBE, déployé dans la glace antarctique à proximité du Pôle Sud. Notre travail se concentre plus particulièrement sur le canal de désintégration muonique des taus qui, si elle se produit dans le volume du détecteur, présente une caractéristique unique : une trace de tau prolongée d'une trace de muon de plus grande luminosité. ICECUBE est constitué d'un réseau de câbles auxquels sont fixés des Modules Optiques Digitaux (DOM) capables d'enregistrer les photons émis par le passage de particules chargées dans la glace. Les signaux électriques enregistrés par les DOMs sont ensuite traités, regroupés pour former un événement, et soumis à des algorithmes de reconstruction qui permettent d'estimer la direction, l'énergie et la position de la particule à l'origine de ces signaux.

Nous avons développé de nouvelles observables destinées à caractériser les désintégrations muoniques du tau. A partir du nombre de photo-électrons enregistrés, nous estimons la perte d'énergie. Sur base du rapport des médianes de ces pertes d'énergie, nous avons mis au point une méthode de reconstruction qui estime le facteur maximal d'augmentation de luminosité le long de la trace d'une particule. Cette dernière observable permet de différencier une trace de muon de celle d'un tau se désintégrant en muon. Cependant, au niveau du déclenchement du détecteur, on est confronté à un bruit de fond dominant constitué de muons atmosphériques un million de fois supérieur au signal. Nous commençons donc par réduire le bruit de fond et ainsi améliorer la pureté de notre échantillon total par une série de coupures. Ces coupures, en plus de sélectionner les taus se désintégrant en muon et de réduire le bruit de fond, permettent de garder un nombre important de neutrinos tauiques produisant un tau dont le canal de désintégration est l'électron ou les hadrons ainsi que les neutrinos tauiques interagissant par courant

neutre. Enfin, nous avons cherché à améliorer la sensibilité au flux de neutrinos tauïques via une coupure sur le facteur maximal d'augmentation de luminosité le long de la trace d'une particule. Nous comparons le résultat ainsi obtenu à celui calculé via une méthode alternative reposant sur un arbre de décision. Aucune amélioration de la sensibilité n'est constatée ni après cette dernière coupure ni après l'utilisation d'un arbre de décision.

Nous avons appliqué les différentes coupures développées dans ce travail sur un échantillon de données réelles enregistrées durant la saison 2009/2010, et avons posé une limite supérieure sur le flux de neutrinos tauïques de

$$\phi_{\nu_\tau} = 7.9 \cdot 10^{-9} \text{E}^{-2} \text{ GeVs}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{cm}^{-2} \quad (7.7)$$

pour des énergies comprises entre 0.16 PeV et 1 EeV. Ceci constitue la première limite expérimentale sur un flux de neutrinos tauïques pour des énergies inférieures à 20 PeV.

Notre résultat, obtenu pour un an d'acquisition dans le détecteur IceCube constitué de 59 câbles est encourageant. Il peut être amélioré en considérant le détecteur totalement déployé (86 câbles) et sur une plus grande période de prise de données (nous avons estimé qu'il fallait attendre 15 ans pour pouvoir clamer une découverte de neutrinos tauïques avec notre analyse). Nous avons également travaillé sur une méthode d'identification des taus se désintégrant en muon en ajustant, par une fonction sigmoïde, la distribution de charge le long de la trace. Nous présentons une étude préliminaire de cette méthode en Annexe B. Celle-ci pourrait être améliorée en utilisant le facteur maximal d'augmentation de luminosité le long de la trace comme valeur initiale nécessaire à l'algorithme d'ajustement. Enfin des méthodes d'identification complémentaires et distinctes pour chaque canal de désintégration des leptons taus permettraient une détection optimale des neutrinos tauïques dans IceCube.

Annexe A

Charge enregistrée multipliée par la distance perpendiculaire entre le DOM et la trace

A.1 Charge enregistrée par DOM Q_{tot}

Nous considérons la charge (en nombre de photo-électrons) enregistrée dans les DOMs le long de la trajectoire d'une particule. Nous ne regardons que les traces verticales (zénith < 20 degrés) auquel cas la distance le long de la trace varie linéairement avec la profondeur. La distribution de charge par DOM en fonction de la profondeur présente 4 pics situés dans les régions à grande concentration de poussière (fig. A.1). La charge enregistrée en moyenne par DOM y est plus grande car seuls les photons émis à de petites distances du DOM et ayant donc peu été absorbés sont enregistrés. En effet, plus la concentration en impureté est grande plus l'absorption et la diffusion des photons est grande. Par conséquent la distance moyenne entre le lieu d'émission et le DOM est plus petite dans les régions poussiéreuses et la charge enregistrée y est plus grande (fig. A.2).

L'effet des couches de poussière est moins visible si l'on ne considère que les DOMs contenus dans un cylindre de petit diamètre autour de la trace de la particule (fig. A.3). Cette correction a pour inconvénient de diminuer fortement le nombre de DOM sélectionnés (5 fois moindre).

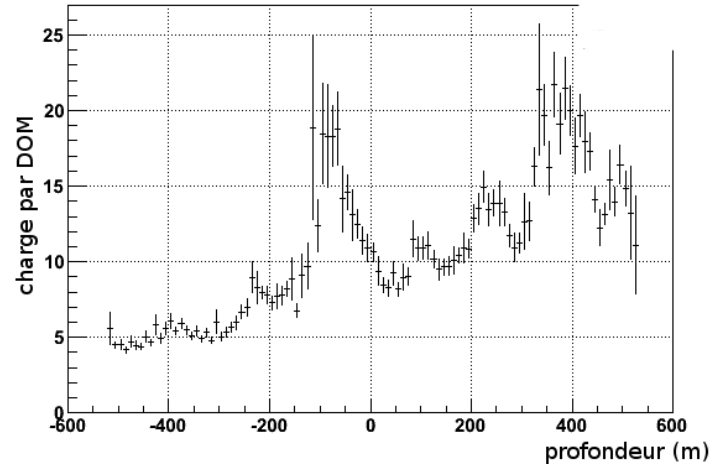


FIGURE A.1 – Charge totale Q_{tot} en NPE reçue par DOM en fonction de la profondeur.

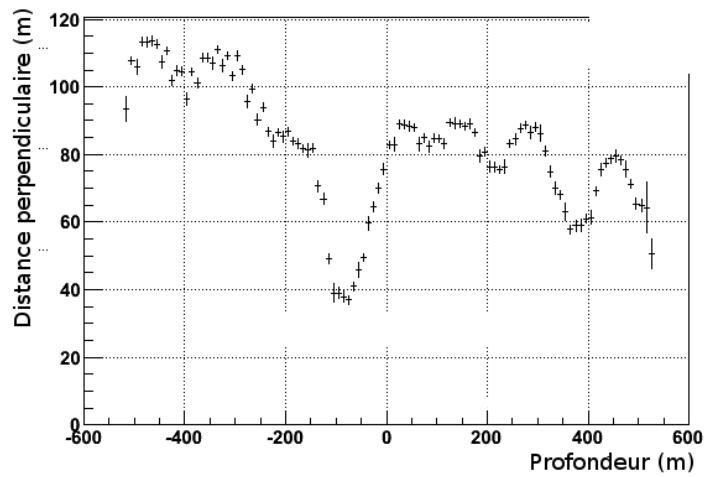


FIGURE A.2 – Distance perpendiculaire moyenne entre les DOMs touchés et la trace reconstruite en fonction de la profondeur.

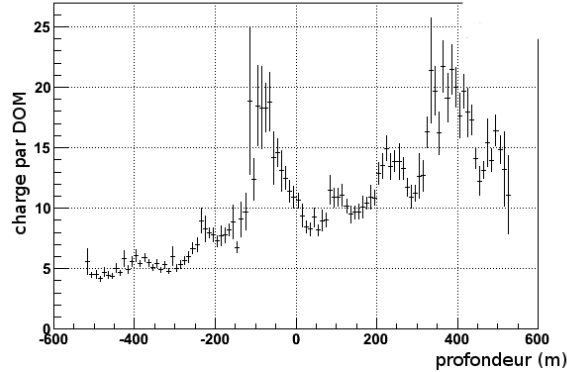


FIGURE A.3 – Charge moyenne par DOM compris dans un cylindre de 40m de diamètre autour de la trace reconstruite de la particule.

A.1.1 Distance perpendiculaire entre un DOM et la trace D_{\perp} et la distribution $Q_{tot} \cdot D_{\perp}$

Nous avons vu que la charge varie de façon inversement proportionnelle à la concentration de poussière dans la glace tandis que la distance perpendiculaire suit proportionnellement cette dernière (fig. A.5). Ces deux grandeurs dépendent de la concentration de poussière dans la glace antarctique mais de façon opposée. Afin d'être indépendant du phénomène d'absorption dans la glace et donc de la variation des concentrations de poussière, nous multiplions la charge enregistrée dans un DOM Q_{tot} par la distance entre ce DOM et la trace (fig. A.4). Cette dernière grandeur présente encore de grandes fluctuations liées aux différentes concentrations de poussière. En effet les différents pics correspondent aux zones à haute concentration de poussière. Ainsi une variation de charge peut être due au passage d'une particule dans une couche de poussière.

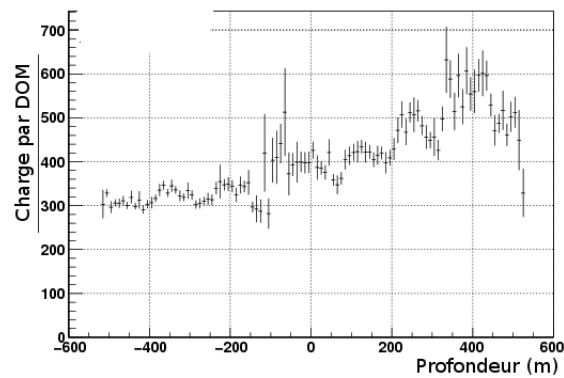


FIGURE A.4 – Distribution de la charge reçue par DOM multipliée par la distance entre le DOM et la trace en fonction de la profondeur des DOMs.

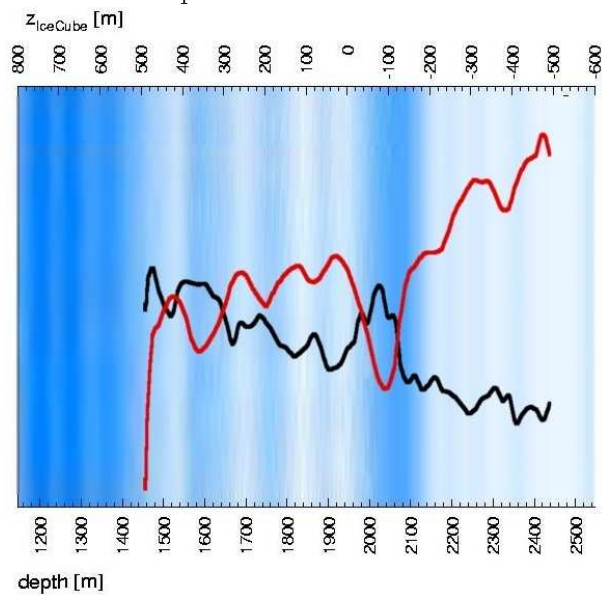


FIGURE A.5 – Distribution de la charge reçue par DOM (trait rouge) et de la distance perpendiculaire entre le DOM et la trace dans les différentes couches de poussière (trait noir).

Annexe B

Méthode d'identification basée sur l'ajustement à une fonction sigmoïde

L'idée de cette méthode est d'ajuster la distribution du nombre de photons reçu par un DOM multiplié par la distance perpendiculaire entre celui-ci et la trace par une fonction sigmoïde ("step fonction"). On s'attend à ce que cette distribution présente une augmentation discontinue au moment de la désintégration pour des événements taus se désintégrant en muon et à ce qu'elle soit monotone pour les muons.

B.0.2 Fonction sigmoïde

La "step function" peut être modélisée par une sigmoïde dont l'équation est :

$$f(x) = \frac{a}{1 + \exp(-b(x + c))} \quad (\text{B.1})$$

où le paramètre a représente la hauteur de la transition entre deux parties constantes, b la rapidité à laquelle se fait la transition et c le milieu de la transition (fig. B.1).

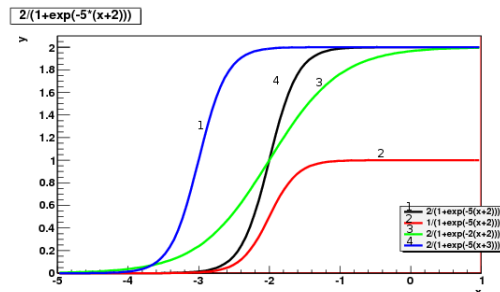


FIGURE B.1 – La fonction sigmoïde en faisant varier chacun des paramètres.

B.0.3 Ajustement de la distribution de NPE le long de la trace à une sigmoïde pour des tau2mu

A présent essayons d'ajuster par une fonction sigmoïde une distribution du nombre de photons le long d'une trace multipliée par la distance perpendiculaire entre la trace et le DOM. Pour cela, prenons un échantillon Monte-Carlo généré de taus se désintégrant en muon quasi-verticaux (zénith ϕ entre 0 et 0.2 radian) pour IC9. On calcule le NPE le long de la trace et on fait la moyenne de cette grandeur pour différents segments j d'une longueur d'une dizaine de mètres. Cette longueur est choisie de façon à avoir plusieurs événements par segment. Nous considérons des événements quasi-verticaux et donc les DOMs sont espacés d'environ 17m. En ajustant avec une sigmoïde d'équation (B.1), on estime les paramètres a, b et c . En pratique, l'ajustement se fait en minimisant une fonction chi carré :

$$\chi^2 = \sum_j \frac{(h[j] - F[j])^2}{e[j]^2} \quad (\text{B.2})$$

où $h[j]$ représente la valeur mesurée, $F[j]$ la valeur de la fonction ajustée et $e[j]$ l'erreur sur la valeur mesurée dans chaque segment j . Afin de faire l'ajustement, il faut préciser les paramètres initiaux et la longueur de trace sur lequel on effectue celui-ci. Dans un premier temps nous avons fixé ces paramètres "à la main" événement par événement. Nous avons ensuite développé une méthode rapide de premières estimations. Plus précisément, nous avons pris comme estimation de la position de désintégration, la position après laquelle plusieurs DOMs successifs enregistrent les charges les plus importantes.

Si la particule ne traverse pas de région à forte concentration en poussière et ne présente pas de pertes d'énergie extrême (bremsstrahlung), la méthode d'ajustement permet de détecter l'augmentation de luminosité due à la désintégration (fig. B.2). Par contre si la particule dépose de grandes pertes d'énergie ou traverse une couche de poussière, sa distribution de NPE le long de la trace contient plusieurs pics et la méthode d'ajustement ne permet alors pas d'estimer efficacement la position de désintégration (fig. B.3).

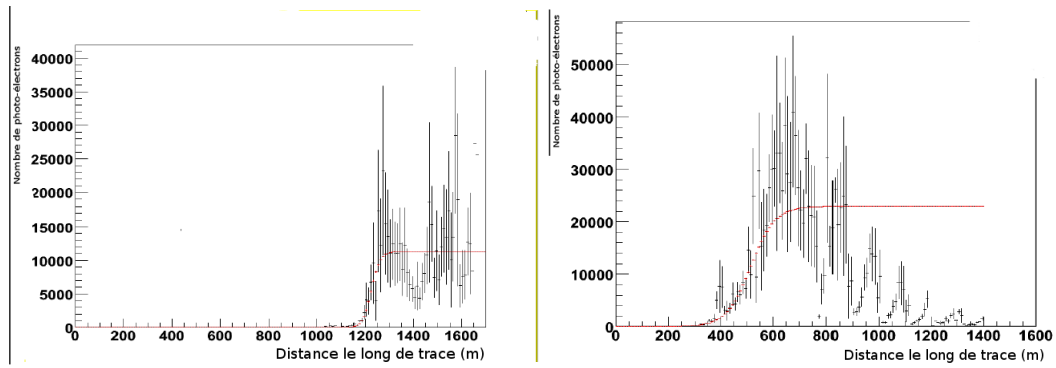


FIGURE B.2 – Distribution du NPE le long de la trace. Gauche : La vraie valeur de la désintégration est 1543 m, celle estimée par la méthode de la sigmoïde à 1126 m. Droite : La vraie valeur de la désintégration est 451 m, celle estimée par la méthode de la sigmoïde à 514 m.

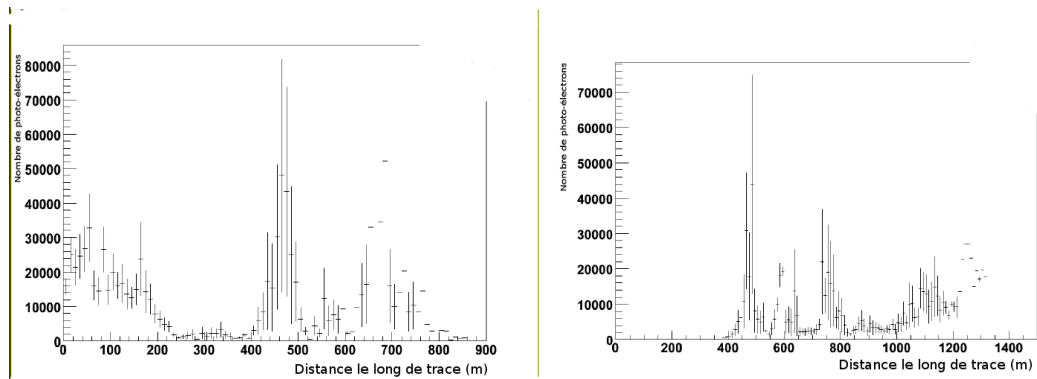


FIGURE B.3 – Distribution du NPE le long de la trace. Gauche : La vraie valeur de la désintégration est 394 m, celle estimée par la méthode de la sigmoïde soit à 437 m soit à 614 m. Droite : La vraie valeur de la désintégration est 396 m, celle estimée par la méthode de la sigmoïde soit à 408 m, soit à 1014 m.

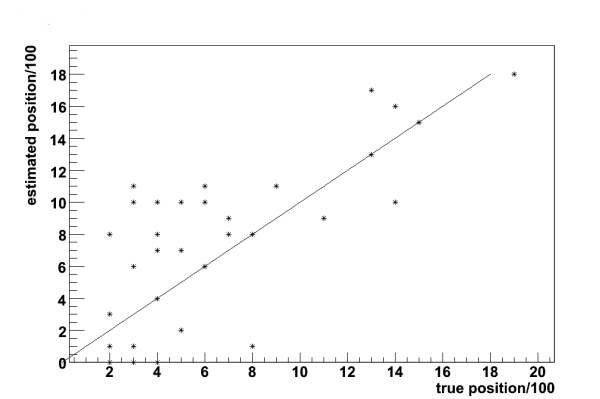


FIGURE B.4 – Comparaison entre la position de la désintégration générée et celle estimée par l'ajustement.

B.0.4 Résultats

Afin de vérifier la qualité de l'ajustement, nous effectuons une comparaison entre les valeurs de la position de désintégration obtenues par l'ajustement et les vraies valeurs des données simulées (fig. B.4). Les positions ont été moyennées sur 100m. On voit que la corrélation n'est pas linéaire. L'étape suivante, celle du test d'hypothèse ne peut donc reposer sur l'ajustement tel qu'il est car il ne rend compte que de manière peu efficace de l'augmentation du nombre de photons lors de la désintégration muonique d'un tau. Une manière d'améliorer ce résultat serait d'avoir une meilleure estimation des paramètres initiaux. Les résultats fournis par la méthode de rapport des médianes sont une possibilité (sec. 5.4). Ainsi les paramètres estimés par cette méthode se trouveront confirmés par l'ajustement d'une fonction sigmoïde. L'autre amélioration pourrait également provenir d'un changement de variable pour caractériser le nombre de photons émis. Par exemple, la perte d'énergie le long de la trace est moins sensible à la concentration de poussière dans la glace.

Bibliographie

- [1] A.M. Stasto A.D. Martin, M.G. Ryskin. Prompt neutrinos from atmospheric c-bar and b-bbar production and the gluon at very small x. *Acta Phys. Polon. B34*, 3273, 2003.
- [2] Julia K. Becker. High-energy neutrinos in the context of multimessenger astrophysics. *Physics Reports*, 458 :173–246, march 2008.
- [3] E. V. Bugaev and Y. V. Shlepin. Photonuclear interaction of high energy muons and tau-leptons. *Phys. Rev. D*, 67, 2002.
- [4] Dmitry Chirkin and Wolfgang Rhode. Muon monte carlo : A high-precision tool for muon propagation through matter. *hep-ph/0407075*, 2004.
- [5] The IceCube Collaboration. New ice model. *IceCube internal note.*, may 2008.
- [6] The Pierre Auger Collaboration. Search for point-like sources of ultra-high energy neutrinos at the pierre auger observatory and improved limit on the diffuse flux of tau neutrinos. *Astrophysical Journal Letters*, 755, 2012.
- [7] N. Busca M. A. Malkan A. V. Olinto E. Parizot F. W. Stecker D. Allard, M. Ave. Cosmogenic neutrinos from the propagation of ultrahigh energy nuclei. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, no. 09, 005, 2006.
- [8] M. D’agostino for the IceCube Collaboration E. Middell, J. mcCartin. Improved reconstruction of cascade-like event in icecube. In *31th International Cosmic Ray Conference Lodz*, 2009.
- [9] Fermi Collaboration (M. Ackermann et al.). The second catalog of active galactic nuclei detected by the fermi large area telescope. *Astrophysical Journal*, 743, 171, 2011.
- [10] H. Lai et al. Global qcd analysis of parton structure of the nucleon : Cteq-5 parton distributions. *Eur. Phys. J C12* 375, hep-ph/9903282, 2000.
- [11] IceCube Collaboration : R. Abbasi et al. The icecube data acquisition system : Signal capture, digitization, and timestamping. *Nuclear Instruments and Methods*, A601 :294–316, april 2009.
- [12] IceCube Collaboration : R. Abbasi et al. Constraints on the extremely-high energy cosmic neutrino flux with the icecube 2008-2009 data. *Phys. Rev.*, D83 :092003, 2011.

- [13] J. Ahrens et al. Muon track reconstruction and data selection techniques in amanda. *Phys. Rev.*, A524 :169, 2004.
- [14] Johan Lundberg et al. Light tracking for glaciers and oceans : Scattering and absorption in heterogeneous media with photonics. *Nucl. Instrum. Meth.*, A581 :619, 2007.
- [15] K Nakamura et al. Review of particle physics. *J. Phys. G*, G37 :075021, 2010.
- [16] M. Ackermann et al. Optical properties of deep glacial ice at the south pole. *J. Geophys. Res.*, 111(D13), 2006.
- [17] Petit J. R. et al. Climate and atmospheric history of the past 420,000 years from the vostok ice core, antarctica. *Nature*, vol. 399, 1999.
- [18] R. Abbasi et al. First search for atmospheric and extraterrestrial neutrino-induced cascades with the icecube detector. *Phys. Rev.*, D84 :072001, year = 2011,.
- [19] R. Abbasi et al. Measurement of south pole ice transparency with icecube flashers.
- [20] R. Abbasi et al. Calibration and characterization of the icecube photomultiplier tube. *Nuclear Instrumentation and Methods*, 618 :139, 2010.
- [21] R. Abbasi et al. A search for a diffuse flux of astrophysical muon neutrinos with the icecube 40-string detector. *Phys. Rev.*, D84 :082001, 2011.
- [22] R. Abbasi et al. Search for ultrahigh-energy tau neutrinos with icecube. *Phys. Rev.*, D86 022005, 2012.
- [23] Watanabe et al. The paleoclimate record in the ice core from dome fuji station, antarctica. *Ann. Glaciol.*, vol. 29 :pp. 176–178, 1999.
- [24] A. Abdo et al. (Fermi LAT coll.). Fermi large area telescope bright gamma-ray source list. *Astroph. J. Suppl.*, 183 :44–66, 2009.
- [25] G.J. Feldman and R.D. Cousins. Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Phys. Rev. D*, 57(7) :3873–3889, 1998.
- [26] T.K. Gaisser. Cosmic rays and particle physics. *Cambridge Univ. Press*, 1990.
- [27] T.K. Gaisser. The cosmic-ray spectrum : From the knee to the ankle. *J. Phys. Conf. Ser*, 47 :15, 2006.
- [28] Askhat Gazizov and Marek P. Kowalski. Anis : High energy neutrino generator for neutrino telescopes. *Comput. Phys. Commun.*, 172 :203, 2005.
- [29] Sean Grullon. A search for a diffuse flux of astrophysical muon neutrinos with the icecube neutrino observatory in the 40-string configuration. *Ph. D. thesis, University of Wisconsin, Madison, 2010 ;*, 2010.
- [30] E. Zas. H. Athar, G. Parente. Prospects for observations of high-energy cosmic tau neutrinos. *Phys.Rev.*, D 62093010, 2000.
- [31] F. Halzen. Active galaxies as particle accelerators. *astro-ph/9608185*.
- [32] G. Hill and K. Rawlins. Unbiased cut selection for optimal upper limits in neutrino detectors : The model rejection potential technique. *Astropart. Phys.*, 19 :393–402, 2003.

-
- [33] R. Abbasi et al. HiRes Collaboration. First observation of the greisen-zatsepin-kuzmin suppression. *Phys.Rev.Lett.*, 100 101101, 2008.
- [34] Joerg R. Hoerandel. On the knee in the energy spectrum of cosmic rays. *Astropart.Phys.*, 19 :193, 2003.
- [35] D. Heck G. Schatz T. Thouw J. Knapp and J. N. Capdevielle. Corsika :a monte carlo code to simulate extensive air showers. <http://bibliothek.fzk.de/zb/berichte/FZKA6019.pdf>, 1998.
- [36] K. Mannheim. High-energy neutrinos from extragalactic jets. *Astropart.Phys.*, 3 :295, 1995.
- [37] P. Meszaros and M.J. Rees. Relativistic fireballs and their impact on external matter : Models for cosmological gamma-ray bursts. *Ap.J.*, 405 :278. 70., 1993.
- [38] Morihiko Honda T. Kajita K. Kasahara S. Midorikawa and T. Sanuki. Calculation of atmospheric neutrino flux using the interaction model calibrated with atmospheric muon data. *Phys. Rev*, D75 :043006, 2007.
- [39] R. Mukherjee. High energy gamma-ray emission from blazars : Egret observations. *arXiv :astro-ph/9901222v1*.
- [40] Vadim A. Naumov. Atmospheric muons and neutrinos. In *2nd Workshop on Methodical Aspects of Underwater/Underice Neutrino Telescopes*, 2001.
- [41] K. Woschnagg P.B. Price and D. Chirkin. Age vs depth of glacial ice at south pole. *Geophys. Res. Lett.*, 27 :2129, 2000.
- [42] M. H. Reno R. Gandhi, C. Quigg and I. Sarcevic.. Ultrahigh-energy neutrino interactions. *Astropart. Phys.*, 5(2) :81, 1996.
- [43] Rikard Enberg Mary Hall Reno and Ina Sarcevic. Prompt neutrino fluxes from atmospheric charm. *Phys. Rev*, D78 :043005, 2008.
- [44] M. H. Reno S. I. Dutta and I. Sarcevic. Propagation of muons and taus at high energies. *Phys. Rev. D*, 62, 2000.
- [45] Eckhard von Toerne SAndreas Hoecker. Peter Speckmayer. Joerg Stelzer. Jan Therhaag and Helge Voss. Tmva : Toolkit for multivariate data analysis. *PoS,ACAT :040, 2007, physics/0703039*.
- [46] Seon-Hee Seo and Pat Toale. Selection of high energy tau neutrinos in icecube. In *31th International Cosmic Ray Conference Lodz*, 2009.
- [47] E. Bugaev. T.Montaruli. Y. Shlepin.I.Sokalski. Propagation of tau neutrinos and tau leptons through the earth and their detection in underwater/ice neutrino telescopes. *Astrop. Phys.*, 21 :491–509., 2004.
- [48] Peter Meszaros Soebur Razzaque and Eli Waxman. Neutrino tomography of gamma ray bursts and massive stellar collapses. *Phys. Rev.*, D68 :083001, 2003.
- [49] Todor Stanev. *High Energy Cosmic Rays*. Springer, 2003.
- [50] Floyd W. Stecker. A note on high energy neutrinos from agn cores. *Phys.Rev.*, D72 :107301, 2005.
-

- [51] D. F. Cowen T. DeYoung, S. Razzaque. Astrophysical tau neutrino detection in kilometer-scale cherenkov detectors via muonic tau decay. *Astroparticle Physics*, 27 238-243, 2007.
- [52] P. Thunman, M. ; G. Ingelman ; Gondolo. Charm production and high energy atmospheric muon and neutrino fluxes. *Astroparticle Physics*, volume 5 :309, 1996.
- [53] B. Voigt. Sensitivity of the icecube detector for ultra-high energy electron-neutrino events. *PhD-Thesis*, Humboldt University Berlin, 2008.
- [54] Eli Waxman and John N. Bahcall. High energy neutrinos from astrophysical sources : An upper bound. *Phys. Rev.*, D59 :023002, 1999.
- [55] Eli Waxman and John N. Bahcall. High energy astrophysical neutrinos : The upper bound is robust. *Phys. Rev.*, D64 :023002, 2001.
- [56] C. Wiebusch. The detection of faint light in deep underwater neutrino telescopes. *PhD-Thesis*, RWTH Aachen PITHA 95/37, 1995.