HAL
open science

Oscillations des neutrinos sur et hors faisceau : étude des performances du système d'acquisition d'OPERA

Timothée Brugière

To cite this version:

Timothée Brugière. Oscillations des neutrinos sur et hors faisceau : étude des performances du système d'acquisition d'OPERA. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2011. Français. NNT : 2011LYO10035 . tel-01825526

HAL Id: tel-01825526

https://theses.hal.science/tel-01825526

Submitted on 28 Jun 2018

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

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

N° d'ordre 35-2011
LYCEN – T 2011-23

Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale de Physique et d'Astrophysique

pour l'obtention du

DIPLÔME de DOCTORAT
Spécialité : Physique des Particules

(arrêté du 7 août 2006)

par

Timothée BRUGIERE

Oscillations des neutrinos sur et hors faisceau : étude des performances du système d'acquisition d'OPERA

Soutenue le 25 Février 2011
devant la Commission d'Examen

Jury :	J. Gascon	Président du Jury
	J. Marteau	Directeur de thèse
	M. Sioli	Rapporteur
	D. Duchesneau	Rapporteur
	Y. Déclais	Examinateur
	L. Chaussard	Examinateur

Thèse de l'Université de Lyon

École Doctorale de Physique et Astrophysique de Lyon (PHAST)

Thèse de Doctorat en Physique des Particules

Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL)

Oscillations des neutrinos sur et hors faisceau: étude des performances du système d'acquisition d'OPERA

Timothée BRUGIERE

Sous la direction de :
Jacques MARTEAU

JURY :	M. J. GASCON	(président du jury)
	M. J. MARTEAU	(directeur de thèse)
	M. M. SIOLI	(rapporteur)
	M. D. DUCHESNEAU	(rapporteur)
	M. Y. DECLAIS	(examinateur)
	M. L. CHAUSSARD	(examinateur)

Résumé

OPERA («Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus») est une expérience sur faisceau de neutrino située dans le Hall C du laboratoire souterrain du Gran Sasso (LNGS), en Italie, à une profondeur équivalente à 3.8 *km* d'eau (correspondant à une coupure en énergie à 1.5 *TeV* pour les muons à la surface). L'objectif premier d'OPERA est l'observation directe de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ dans le secteur des neutrinos atmosphériques par apparition d'événements ν_τ à 730 *km* de la cible, dans un faisceau (CNGS) quasiment pur en ν_μ. OPERA est un détecteur hybride contenant une partie cible ($\sim$ 125 000 briques composées d'une succession de feuilles d'émulsion et de plomb) instrumentée et d'un spectromètre. La prise de données a commencé en 2006 et 55 000 événements neutrinos ont été enregistrés à ce jour. Le premier candidat ν_τ a été observé cette année.

Le travail produit pendant cette thèse est axé suivant trois sujets principaux : la définition de règles de déclenchement du système d'acquisition du trajectographe pour les événements neutrinos du faisceau, la synchronisation des éléments du trajectographe et des plans de RPC ainsi que l'implémentation des résultats dans la simulation et l'étude de la faisabilité d'une analyse des oscillations des neutrinos atmosphériques dans les données hors-faisceau.

La modification des règles de déclenchement du trajectographe a permis d'atteindre les valeurs proposées dans le proposal d'OPERA, *ie* une efficacité de déclenchement supérieure à 99%. Cette évolution a été rendu possible par la mise en place de fenêtres en temps en coïncidence avec le faisceau CNGS pendant lesquelles les coupures sont abaissées, permettant de récupérer les événements de basse multiplicité.

Une étude poussée de l'intercalibration des détecteurs électroniques a permis la synchronisation de l'ensemble des informations venant des éléments du trajectographe et des RPC. Les résultats de cette analyse sont maintenant inclus dans la simulation du détecteur.
Le travail de calibration a permis de produire une étude sur l'oscillation des neutrinos atmosphériques «hors-faisceau»grâce à la détection de particules montantes.

Les analyses présentées dans cette thèse ont permis une meilleure compréhension du détecteur d'OPERA et démontré sa capacité à observer des phénomènes ne dépendant pas du faiseau CNGS. Des analyses sur la détection des neutrinos atmosphériques et la caractérisation du flux de muons cosmiques (variations saisonnières entre autres) sont désormais possibles grace à la statistique accumulée et la compréhension plus fine des systèmes d'acquisition. Les corrections sur la propagation des signaux dans les détecteurs électroniques sont aujourd'hui utilisées pour la mesure de la vélocité des neutrinos du faisceau.

Abstract

OPERA («Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus») is a neutrino beam experiment located in hall C of the Gran Sasso underground laboratory (LNGS), in Italia, under a equivalent of 3.8 *km* water (corresponding to a cut at 1.5 *TeV* for the muons). The first purpose of OPERA is the direct observation of the $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillation in the atmospheric sector observing an ν_τ appearance 730 *km* away from the target in a quasi pure ν_μ beam (CNGS). OPERA is an hybrid detector with an instrumented target part ($\sim$ 125 000 bricks made with emulsion and lead sheets) and a spectrometer. The data taking have started in 2006 and 55 000 events have been registred. The first ν_τ candidate have been observed this year.

The work done during this thesis is oriented around three main topics : Define the trigger rules of the target tracker acquisition system for beam neutrino events, synchronise target tracker and RPC elements, implement the results inside the simulation and the study of the feasibility of an atmospheric neutrino analysis using off-beam data.

The new trigger rules succeeds to reach the values of OPERA proposal, *ie* a trigger efficiency greater than 99%. This improvement have been done thanks to coincidence time windows with the CNGS beam during which lower cut are applied, allowing low multiplicity events to be kept.

A deep study of electronic detectors intercalibration makes possible the target tracker and RPC data synchronisation. The analysis results are now included in the official simulation.

This calibration work have been then used for a study of «off-beam» atmospheric neutrino oscillation thanks to the selection of up-going particles.

The analysis showed in the thesis have improved the OPERA detector understanding and demonstrate the feasability of an observation of phenomenoms independant from the CNGS beam. Analysis on atmospherics neutrino detection and muons flux caracterisation (seasonal variations for example) are now possible thanks to the accumulated statistics and the deeper understanding of the acquisition systems. Correction on signal propagation inside the electronic detectors are now used for a neutrino velocity measurement.

A ma mère, ma sœur et mon frère
Une pensée pour mon père ...

Remerciements

J'aimerai remercier en premier lieu toute l'équipe de direction de l'IPNL et notamment Bernard Ille, son directeur, qui m'ont accueillie au sein du laboratoire pendant ces trois ans. Un merci particulier à Sylvie, pour ta patience, et ta chaleur humaine.

Un grand Merci à Jacques Marteau, qui m'a encadré pendant toute la durée de cette thèse, qui m'a aiguillé et su me comprendre. Merci, «chef», pour tes conseils, ton attention et ta bonne humeur.

Je remercie également Yves Déclais et Dario Autiero de m'avoir accueilli dans le groupe neutrino, ainsi que pour toutes les discussions que nous avons pu avoir lors de nos voyages réguliers, au Gran Sasso ou au Japon.
Un merci particulier à Antoine, pour ton aide précieuse tout au long de ces trois ans pour m'orienter dans les méandres de l'OpRelease ! Sans oublier tous nos débats très enrichissants !
Merci à Elisabetha et Lionel pour vos conseils et votre présence. Je n'oublie pas Giulia, pour ta bonne humeur !
En écrivant ces lignes, je pense bien sûr aussi à toi, Regina. Tu as été la dernière arrivée dans le groupe, pour le meilleur.

Merci à la collaboration OPERA. Une attention particulière pour Max, qui m'a épaulé quand j'en avais besoin.

Je ne peux pas oublier le petit groupe des doctorants IPNL sans qui la vie au labo au jour le jour aurait été bien triste. Je pense particulièrement à toi, Mr. Nico, pour toutes nos discussions, débats en tout genre, et j'en passe, surtout le meilleur !
Merci aussi à la petite tribu lyonnaise, pour m'avoir fait découvrir cette ville et pour la détente quand il y en avait besoin. Hé Alex, «Quark up, Quark down» !

Que dire pour vous, les sudistes (les vrais !). Depuis le lycée vous avez toujours été là. Un simple merci ne suffirait pas, mais j'espère que vous savez combien votre présence et votre soutient compte pour moi.

Enfin, je pense à ma petite famille, ma mère, Geneviève, ma soeur, Elena et mon frère Hugo. Quelles que soient les difficultés j'ai toujours pu compter sur vous. Merci.

Table des matières

Résumé **iii**

Abstract **v**

Introduction **1**

1 De Pauli à l'oscillation des neutrinos **3**
1.1 Le Modèle Standard 4
1.1.1 Généralités 4
1.1.2 Le neutrino, une particule «gauche» ? 5
1.1.3 La masse du neutrino dans le Modèle Standard 6
1.2 La découverte des neutrinos 6
1.2.1 L'expérience de Reines et Cowan 6
1.2.2 La découverte du ν_μ 7
1.2.3 L'expérience DONUT 7
1.3 Le domaine des neutrinos solaires 9
1.3.1 Les prédictions du Modèle Standard du Soleil 9
1.3.2 Les premières expériences 10
Chlorine 10
SAGE et GALLEX-GNO 10
Les détecteurs Cherenkov : Kamiokande et Super-Kamiokande . . . 11
1.3.3 Le problème des neutrinos solaires 11
1.4 Le domaine des neutrinos atmosphériques 12
1.4.1 Interactions dans la haute atmosphère 12
1.4.2 Super-Kamiokande 13
Interactions dans le détecteur 14
Identification et classification des événements 14
1.4.3 Le problème des neutrinos atmosphériques 14
1.5 Oscillation des neutrinos 15
1.5.1 Le secteur des quarks : la matrice CKM 15
1.5.2 Formalisme des oscillations à deux saveurs 16
1.5.3 Formalisme des oscillations à trois saveurs 17
1.5.4 Probabilités d'oscillation 20
1.5.5 Effet MSW - Oscillations dans la matière 21
1.6 Confirmation expérimentale des oscillations de neutrinos 23
1.6.1 La solution au problème des neutrinos solaires 23
SNO et Super-Kamiokande 23
KamLAND 25
1.6.2 Observations des oscillations dans le secteur atmosphérique 26
CHOOZ et Palo Verde 26

Résultats de Super-Kamiokande 28
Les scénarios d'oscillation des ν_μ atmosphériques 29
Une autre confirmation des oscillations : l'expérience K2K 31
1.7 Conclusion 32

2 Statut actuel de la recherche et perspectives 35
2.1 Derniers résultats dans le secteur solaire 35
2.1.1 Borexino 35
2.1.2 Combinaison des résultats 36
2.2 MINOS : mesure précise des paramètres atmosphériques 38
2.2.1 Le faisceau NuMI 38
2.2.2 Les détecteurs proche et lointain 39
2.2.3 Résultats 39
2.3 Un domaine mixte : θ_{13} et δ_{CP} 40
2.3.1 Vu par des expériences sur réacteur 41
2.3.2 Vu par des expériences sur faisceau de neutrinos 42
MINOS : des résultats prometteurs 42
Noνa 43
T2K : une nouvelle utilisation de Super-Kamiokande 44
MiniBoone 47
2.4 Les outils du futur 48
2.4.1 Les super-faisceaux 48
2.4.2 Les faisceaux β 49
2.4.3 L'usine à neutrinos 49
Les solutions clones 50
Le canal d'or 51
Le canal d'argent 52
Le canal de platine 52
Combinaison des canaux 52
La ligne de faisceau «magique» 52
2.4.4 Sensibilité attendue 53

3 L'expérience OPERA **55**
3.1 Les motivations physiques 56
3.2 Le faisceau CNGS 58
3.3 Le détecteur OPERA 59
3.3.1 Description générale 59
3.3.2 La cible : murs de briques et trajectographe 61
Les murs de briques 61
Le trajectographe 62
3.3.3 Le spectromètre 63
L'aimant 63
Les RPC/XPC 64
Les tubes à dérive 65

3.4 Traitement des événements neutrino 65
3.5 Les systèmes et procédures de scanning 67
3.6 Le software d'OPERA 69
3.6.1 Ressources et environnement informatiques 70
3.6.2 Procédure de stockage des données 70
3.6.3 Forme d'un «package»OPERA 70
3.6.4 Le format de données : le «Data model» 71
3.6.5 La chaîne de simulation 72
La génération d'événements 72
La propagation dans le détecteur 74
Calcul de la réponse du détecteur 74
3.6.6 La reconstruction des traces 74
Le «*PATTERN*» 75
Le filtre de Kalman 76
Finalisation 76
Le fichier de sortie 76
3.7 Statut de l'expérience 77
3.7.1 État de l'analyse et du détecteur 77
3.7.2 Premier candidat ν_τ 77
3.7.3 Résultat sur le rayonnement cosmique 79
3.7.4 Autres analyses en cours 81
3.8 Perspectives 81

4 Déclenchement du trajectographe 85
4.1 Présentation des trois niveaux de déclenchement 85
4.1.1 Présentation détaillée de l'électronique du trajectographe, premier niveau du déclenchement 85
Scintillation et transmission dans la fibre optique 86
Le bouchon 88
Le photomultiplicateur multipixels 88
L'électronique de lecture 91
Efficacité de déclenchement du niveau L0 93
4.1.2 Le système d'acquisition des sous-détecteurs, deuxième niveau de déclenchement 93
Les règles de déclenchement du Trajectographe 94
Les règles de déclenchement des RPC 95
Les règles de déclenchement des tubes à dérives 95
4.1.3 Le «*Manager*», troisième niveau de déclenchement 96
4.1.4 Les autres éléments de la chaîne d'acquisition 97
4.2 Topologie des événements faisceau 98
4.2.1 Études des canaux de désintégration du τ 98
Type d'événements attendus 98
Simulation 98
4.2.2 Sources «hors-faisceau» 99

Rayonnement cosmique 99
Radioactivité du plomb et de la roche 99
Fuites de lumière 100
4.3 Règles de déclenchement de niveau 2 et de niveau 3 100
4.3.1 Analyse générale des différents canaux 101
4.3.2 Choix des variables de sélection 102
Variables topologiques 102
Variables énergétiques 103
4.3.3 Événements à haute multiplicité 104
Coupures sur le nombre de plans 104
Coupure sur l'énergie 105
Combinaison des coupures et efficacité 106
4.3.4 Événements à basse multiplicité 106
Effet des coupures «haute multiplicité» 107
Coupures dépendant du nombre de «*hits*» 108
Coupures de réjection à basse multiplicité 109
Efficacité 111
4.3.5 Règle de déclenchement variable 111
4.3.6 Efficacité totale et taux d'événements 112
Efficacité de déclenchement totale pour chaque canal 112
Efficacité de déclenchement totale 114
Conclusion sur le déclenchement 115

5 Simulation de la propagation des signaux 117
5.1 Distribution de l'horloge 117
5.1.1 Vue générale 117
5.1.2 Spécificités du trajectographe 118
5.1.3 Spécificités des RPC 121
5.2 Propagation des signaux dans le trajectographe 121
5.2.1 Propagation dans la fibre 122
Effets sur la valeur moyenne du temps d'arrivée 122
Effets de scintillation et de dispersion temporelle 122
5.2.2 Simulation de l'électronique 124
5.3 Propagation des signaux dans les RPC 125
5.3.1 Correction de la propagation pour un plan 125
Câblage 126
Propagation dans les *strips* 127
5.3.2 Synchronisation des systèmes 129
5.3.3 Synchronisation des plans de RPC 129
5.4 Comparaison des données réelles/MC 130
5.4.1 Paramètres géométriques 130
5.4.2 Paramètres temporels 131
Trajectographe seulement 131
RPC seulement 132

Trajectographe et RPC . . . 133
Toutes configurations confondues . . . 134
5.5 Conclusion . . . 135

6 Étude des oscillations dans le secteur atmosphérique 137
6.1 Présentation de l'analyse . . . 138
6.1.1 Données utilisées . . . 138
6.1.2 Reconstruction des temps de passage . . . 138
Première sélection temporelle pour le trajectographe . . . 139
Coupure supplémentaire pour les RPC . . . 139
Premières corrections . . . 139
Calcul des paramètres géométriques et deuxième correction . . . 139
Sélection du temps de passage . . . 140
6.1.3 Calcul de $1/\beta$ algébrique . . . 141
6.1.4 Calcul des autres paramètres . . . 142
Paramètre de qualité . . . 142
Paramètres topologiques . . . 143
6.2 Événements en temps . . . 143
6.2.1 Structure temporelle . . . 144
6.2.2 Réjection . . . 146
6.3 Coupures . . . 147
6.3.1 Coupures générales . . . 147
Angles d'incidence . . . 147
Paramètre de qualité . . . 148
6.3.2 Coupures pour le trajectographe seulement . . . 149
Corrélation entre L_{cut} et $\sigma^{TT}_{1/\beta}$ . . . 149
Drapeau $Flag^{TT}_{quality}$ . . . 151
Coupures finales . . . 151
6.3.3 Coupures pour les RPC seulement . . . 151
Choix du paramètre de sélection . . . 152
Coupure finale . . . 152
6.3.4 Coupures pour le trajectographe et les RPC . . . 153
6.3.5 Coupures supplémentaires . . . 153
Réjection des événements «contenus» . . . 154
Réjection des événements NC . . . 155
6.4 Résultats . . . 156
6.4.1 Durée d'acquisition . . . 156
6.4.2 Nombre d'événements observés . . . 157
6.5 Erreurs systématiques . . . 158
6.5.1 Erreur sur la direction de propagation . . . 159
6.5.2 Contribution des événements «NC» . . . 159
6.6 Méthode de Feldman et Cousins . . . 160
6.6.1 Données utilisées . . . 160
6.6.2 Première surface . . . 161

6.6.3 Seconde surface 162
6.6.4 Contours dans le plan ($\sin^2\theta_{atm}, \Delta m^2_{atm}$) 162
6.6.5 Exclusion du cas «pas d'oscillations» 163
6.6.6 Discussion sur la contribution «NC» 163
6.7 Conclusion 165

Conclusion **167**

Annexes **169**

A Au-delà du Modèle Standard **169**
1.1 Modification du Modèle Standard 169
1.2 Mécanisme de la balançoire («see-saw mechanism») 170
1.3 Limites sur les masses des neutrinos 171

B Les télescopes à neutrinos **175**

Table des figures **183**

Liste des tableaux **184**

Bibliographie **185**

Introduction

Pauli fut le premier, en 1930, dans sa lettre [1] à la conférence de la «Physical Society of Tübingen» à introduire l'existence d'une particule légère, non chargée, très pénétrante et de spin 1/2. Quelques années après, Fermi propose sa théorie de la désintégration β [2] et lui donne le nom de neutrino («little neutral one», le petit neutre). Il fallut attendre 1956 pour la première observation expérimentale par Reines et Cowan [3, 4] : la détection de la capture d'un anti-neutrino (émis par un réacteur nucléaire) par un proton. Depuis, l'intérêt des chercheurs pour le neutrino n'a cessé de s'accroître, donnant lieu à de multiples formalismes et théories.

Les caractéristiques de cette particule sont néanmoins bien connues aujourd'hui. Les trois saveurs de neutrinos prévues par le Modèle Standard ont été détectées. Après l'expérience de Reines et Cowan en 1956 pour le neutrino électronique, le neutrino muonique fut observé pour la première fois en 1962 à Brookhaven puis vint le tour du neutrino tauique, en 2000, grâce à l'expérience DONUT. Les premiers grands problèmes amenés par son observation, les déficits d'événements dans les secteurs solaire et atmosphérique, sont aujourd'hui résolus. Les expériences telles que SNO, Super-Kamiokande ou encore KamLAND ont amené la preuve que les neutrinos oscillent et du corollaire de cette proposition : les neutrinos ont une masse. Les paramètres de ce mécanisme sont aujourd'hui bien maîtrisés pour la plupart et les expériences actuelles les utilisent lors de leur développement de manière à optimiser les effets résultants pour accéder à leur mesure précise.

C'est dans ce contexte que s'inscrit l'expérience OPERA pour lever une des dernières ambiguïtés : observer l'apparition d'une nouvelle saveur dans un faisceau de saveur initiale connue. Pour cela, la maîtrise de la source d'émission des neutrinos et de leur détection est nécessaire. Un faisceau quasi-pur en ν_μ est émis depuis le CERN et est détecté après un voyage de 732 km sous la croute terrestre dans un détecteur placé dans le hall C du laboratoire souterrain du Gran Sasso, en Italie. En se basant sur les résultats de Super-Kamiokande et CHOOZ notamment, qui exclut fortement l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, le détecteur OPERA est optimisé pour la détection des ν_τ. Les émulsions photographiques placées dans l'élément de base du détecteur, la brique, lui procure une bonne résolution spatiale de l'ordre du micron, adaptée à la durée de vie du τ, résultant de l'interaction d'un ν_τ, qui parcourent une distance de l'ordre du millimètre avant de se désintégrer. Des plaques de plomb intercalées entre les émulsions photographiques dans chaque brique donne au détecteur la masse nécessaire pour observer un nombre d'interactions significatif. Au total, plus de 150 000 briques réparties dans 58 murs instrumentés constituent une cible de 1.35 kilotonne.

Le sous-détecteur instrumentant la cible, le trajectographe, est l'objet d'étude principal de cette thèse. Trois regards seront portés sur cet instrument : l'optimisation de sa mission première par la création de règles de déclenchement, la compréhension de la propagation temporelle des signaux en son sein et son utilisation comme référence pour la calibration

du spectromètre. Les deux derniers points mèneront à l'étude de faisabilité d'une analyse pour laquelle le détecteur n'a pas été pensé : l'observation des neutrinos atmosphériques.

Après une présentation de la physique du neutrino et des expériences ayant permis sa validation dans le chapitre 1, les expériences et les projets en réflexion seront présentés dans le chapitre 2. Le chapitre suivant décrira l'ensemble de l'expérience OPERA ainsi que les premiers résultats obtenus au cours des trois années complètes de prises de données.
Le chapitre 4 sera axé sur la création des règles de déclenchement pour le trajectographe via l'analyse, au niveau de l'acquisition, des signaux produits par l'interaction d'un neutrino ν_τ dans la cible dans chacun des quatre canaux de désintégration du τ.
Le chapitre 5 propose la description du système de distribution d'horloge, dans le trajectographe et les RPC, et le calcul des corrections résultantes à appliquer pour permettre la reconstruction du temps de passage, dans chaque plan, d'une particule traversant le détecteur. Cette étude amènera à l'analyse du chapitre 6 qui, grâce au calcul de la vitesse de propagation des particules dans le détecteur, étudie la possibilité de détecter les neutrinos atmosphériques et présente des résultats sur ce sujet par l'application de la méthode de Feldman et Cousins.

Chapitre 1

De Pauli à l'oscillation des neutrinos

Sommaire

1.1 Le Modèle Standard **4**
1.1.1 Généralités 4
1.1.2 Le neutrino, une particule «gauche» ? 5
1.1.3 La masse du neutrino dans le Modèle Standard 6
1.2 La découverte des neutrinos **6**
1.2.1 L'expérience de Reines et Cowan 6
1.2.2 La découverte du ν_μ 7
1.2.3 L'expérience DONUT 7
1.3 Le domaine des neutrinos solaires **9**
1.3.1 Les prédictions du Modèle Standard du Soleil 9
1.3.2 Les premières expériences 10
1.3.3 Le problème des neutrinos solaires 11
1.4 Le domaine des neutrinos atmosphériques **12**
1.4.1 Interactions dans la haute atmosphère 12
1.4.2 Super-Kamiokande 13
1.4.3 Le problème des neutrinos atmosphériques 14
1.5 Oscillation des neutrinos **15**
1.5.1 Le secteur des quarks : la matrice CKM 15
1.5.2 Formalisme des oscillations à deux saveurs 16
1.5.3 Formalisme des oscillations à trois saveurs 17
1.5.4 Probabilités d'oscillation 20
1.5.5 Effet MSW - Oscillations dans la matière 21
1.6 Confirmation expérimentale des oscillations de neutrinos **23**
1.6.1 La solution au problème des neutrinos solaires 23
1.6.2 Observations des oscillations dans le secteur atmosphérique 26
1.7 Conclusion **32**

Ce chapitre propose, dans un premier temps, de replacer le neutrino dans le formalisme du Modèle Standard (MS). Ensuite les expériences de découvertes des différentes saveurs de neutrinos seront présentées jusqu'aux premiers désaccords entre théorie et expériences appelés «problème des neutrinos solaires» et «problème des neutrinos atmosphériques». Les questions relatives à l'éventuelle existence de neutrinos stériles (expérience *LSND*) sont abordées dans le chapitre suivant (*cf.* 2.3.2). Les modifications à apporter au Modèle Standard pour réconcilier les équations avec les observations seront décrites : ce sont les

«oscillations des neutrinos». Dans la dernière partie, les résultats expérimentaux ayant permis de valider le modèle des oscillations seront abordés avec la présentation des expériences telles que *SNO*, *Super-Kamiokande* et *KamLAND*.

1.1 Le Modèle Standard

1.1.1 Généralités

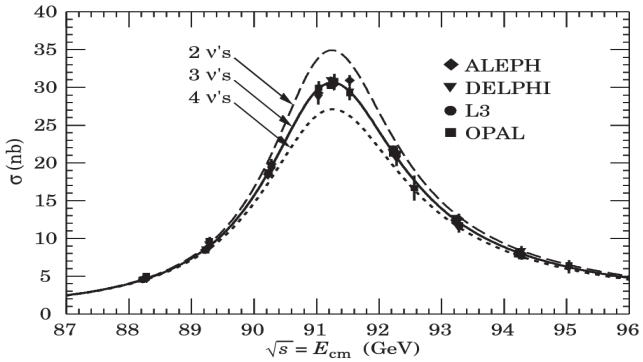


FIGURE 1.1 – *Section efficace d'annihilation e^+e^- en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour les expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL. Les ajustements des données avec deux, trois et quatre familles de neutrinos sont présentés. Le meilleur ajustement correspond à trois familles de neutrinos et ce pour l'ensemble des quatre expériences.*

Le Modèle Standard décrit les particules constituant la matière (quarks et leptons, répartis en 3 familles) ainsi que l'ensemble des interactions fondamentales portées par des bosons vecteurs dans le cadre de la théorie des champs. Ce modèle introduit par Glashow [5], Salam [6] et Weinberg [7], permet l'unification des forces faible, forte et électromagnétique sur le groupe de symétrie $SU(3)_C \bigotimes SU(2)_W \bigotimes U(1)_Y$. Le premier terme $SU(3)_C$ (C pour color) permet la description de l'interaction forte et le groupe de jauge $SU(2)_W \bigotimes U(1)_Y$ (W pour weak, Y pour l'hypercharge) décrit l'interaction électrofaible. Dans ce contexte théorique, les fermions sont couplés aux bosons $W^{\pm}$ par courants chargés de forme «V-A». Pour les interactions impliquant le boson Z^0, ils sont couplés par courants neutres de forme «V-A et V+A». Cette asymétrie de la force faible implique donc que les leptons apparaissent dans des doublets de chiralité gauche (L) et des singulets de chiralité droite (R) sous $SU(2)$:

$$\begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L \quad , \quad \begin{pmatrix} l \end{pmatrix}_R \tag{1.1}$$

Chaque lepton chargé l possède son neutrino ν_l. Les neutrinos ont un caractère chiral exclusivement «gauche» (*cf.* 1.1.2) et il y a donc violation de CP maximale dans le secteur leptonique.

Dans le Modèle Standard étendu, le neutrino est décrit comme une particule de Dirac (particule et antiparticule sont différentiables, contrairement à une particule de Majorana, *cf.* 1.5.3), sans couleur, de charge électrique et de masse nulle. Il n'interagit a priori que par interaction faible. Un boson Z^0 (interaction de courant neutre) ne peut pas coupler entre eux deux neutrinos de saveurs différentes. Les neutrinos ν_e, ν_μ et ν_τ sont simplement définis comme étant le type de particules produit par le couplage du boson W respectivement à un e, un μ et un τ.
Il existe donc 3 saveurs de neutrinos et toutes ont été observées : le ν_e en 1956 par Reines et Cowan [3], le ν_μ en 1962 [8] et le ν_τ en 2000, grâce à l'expérience DONUT [9]. Le nombre de trois neutrinos légers ($m_\nu < M_Z/2$), donc de trois saveurs leptoniques, e, μ et τ, n'est plus contesté aujourd'hui dans la gamme d'énergie concernée, grâce à la mesure de la largeur invisible de la désintégration du boson Z^0 au LEP [10] (*cf.* FIGURE 1.1).

$$N_\nu = 2.984 \pm 0.008 \tag{1.2}$$

1.1.2 Le neutrino, une particule «gauche» ?

FIGURE 1.2 – *Définition de l'hélicité.*

Dans cette partie et pour le reste du chapitre, nous définissons c, la célérité de la lumière, et $\hbar$, la constante de Planck réduite, égales à 1.

L'hélicité d'une particule est définie à l'aide de deux grandeurs : le spin et l'impulsion. Si le spin et l'impulsion sont parallèles, la particule a une hélicité positive dite hélicité «droite». Dans le cas inverse, si le spin et l'impulsion sont antiparallèles, la particule a une hélicité négative dite hélicité «gauche» ($h = \vec{S}.\hat{p}$ avec $\hat{p} = \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|}$, *cf.* FIGURE 1.2). L'hélicité n'est pas un invariant de Lorentz car il existe toujours un référentiel qui conserve le spin et inverse la direction de propagation, donc le signe de l'hélicité.

La chiralité est un invariant de Lorentz qui permet de décomposer les champs fermioniques de Dirac (ψ) en composantes droite (ψ_R) et gauche (ψ_L) :

$$\psi_R \equiv \frac{1+\gamma^5}{2}\psi \quad , \quad \psi_L \equiv \frac{1-\gamma^5}{2}\psi \tag{1.3}$$

La chiralité n'est pas une observable physique, elle n'est donc pas mesurable. En revanche, l'hélicité est observable et bien qu'un état de chiralité gauche, dans le référentiel lié au laboratoire, contienne des états d'hélicité droite, la proportion de ces derniers décroit très rapidement avec l'augmentation de l'énergie :

$$P(\nu(h>0)) = \frac{1}{1+\left(\frac{E+m+p}{E+m-p}\right)^2} \backsimeq \frac{m^2}{4E^2} \quad \text{si } m \ll p \tag{1.4}$$

ce qui entraine :

$$P(\nu(h > 0)) \ll 1 \tag{1.5}$$

Pour les neutrinos, nous pouvons donc dans une bonne approximation confondre les termes d'hélicité et de chiralité du fait de leur faible masse. Aucun neutrino d'hélicité droite n'a été détecté.
Dans la suite de ce chapitre les termes neutrinos droits (respectivement gauches) désigneront donc indifféremment les neutrinos de chiralité droite (respectivement gauche) et d'hélicité droite (respectivement gauche).

1.1.3 La masse du neutrino dans le Modèle Standard

Une des caractéristiques principale du neutrino dans le Modèle Standard vient du fait que les interactions faibles ne couplent entre eux que deux neutrinos gauches, ou deux anti-neutrinos droits (*cf.* 1.1.2). Le fait que la masse des neutrinos soit nulle dans ce modèle n'est pas une hypothèse mais une conséquence de l'absence de champs de neutrino droit. En effet, à ce jour, aucune interaction impliquant un neutrino droit (ou un anti-neutrino gauche) n'a été observée. Le MS est donc construit sur ce résultat expérimental en considérant que la solution la plus simple pour expliquer l'absence de neutrinos droits est qu'ils n'existent pas...
Dans le MS, un terme de masse de Dirac couple les états droit et gauche :

$$\mathscr{L} = -m\psi\bar{\psi} = -m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \tag{1.6}$$

En l'absence de champ ν_R, on ne peut pas construire un tel terme et les neutrinos doivent donc avoir une masse nulle. Une autre solution non retenue dans le MS serait de postuler l'existence de neutrinos droits qui ne seraient sensibles à aucune interaction mais qui fourniraient le champ nécessaire pour donner une masse aux neutrinos.

1.2 La découverte des neutrinos

1.2.1 L'expérience de Reines et Cowan

La théorie de la désintégration β prédit que lors d'une réaction de fission, un anti-neutrino électronique ($\bar{\nu}_e$) doit être émis. De plus ce dernier peut interagir avec un proton pour produire un neutron et un positron :

$$\bar{\nu}_e + p^+ \rightarrow n + e^+ \tag{1.7}$$

Le positron émis devrait s'annihiler avec un électron et produire 2 gammas ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$). Quand au neutron, il peut être capturé par un noyau qui émettra à son tour un gamma détectable.
L'idée de cette expérience était de placer un détecteur, rempli d'un mélange d'eau et de chlorure de cadmium (un bon absorbeur de neutrons), à côté d'un réacteur nucléaire (Hanford puis Savannah River, USA). Une deuxième cuve entourait la première, remplie cette fois-ci de liquide scintillateur et sur laquelle étaient disposés des photomultiplicateurs

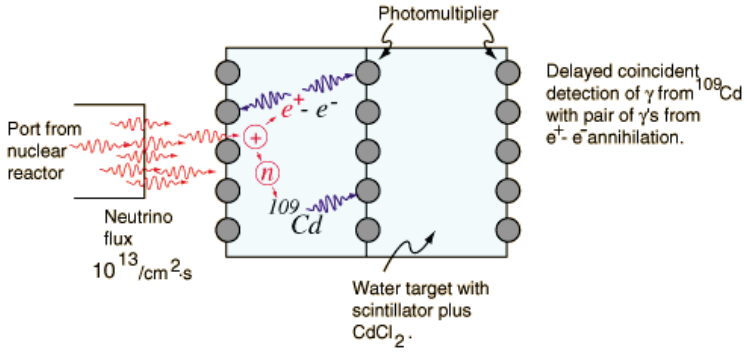


FIGURE 1.3 – *L'expérience de Reines et Cowan : cuve interne remplie d'un mélange d'eau et de chlorure de cadmium.*

pour la détection de lumière (*cf.* FIGURE 1.3).
Après des mois de prises de données, l'analyse conclut à un taux d'événements neutrinos d'environ trois par heures. Pour en être totalement sûr, le réacteur fut éteint et un déficit d'événements fut alors observé : le neutrino était découvert [3].

1.2.2 La découverte du ν_μ

En 1962 fut publié la découverte d'une seconde saveur de neutrino : le neutrino muonique. Pour cette découverte le premier «faisceau de neutrino» fut mis au point au laboratoire de Brookhaven (USA) en introduisant une cible de béryllium dans un faisceau de proton de 15 *GeV* [11]. La majorité des particules produites étaient des pions ayant la direction du faisceau incident. Ensuite, sur la ligne du faisceau, une section de 21 m permettait aux pions de se désintégrer ($\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$ et $\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu$). Enfin, avant le détecteur, un bouclier d'acier de 13.5 m assurait un blindage pouvant arrêter des muons de 17 *GeV*.
Après coupure, 40 événements neutrinos seront conservés et 34 d'entre eux produiront un muons. La statistique attendue n'était que de 6 événements en ne considérant que le neutrino électronique. Une deuxième saveur de neutrino était découverte, le neutrino muonique [8].

1.2.3 L'expérience DONUT

La découverte du neutrino ν_τ fut beaucoup plus tardive. La première raison est qu'on ignorait sa possible existence jusqu'à la découverte du τ en 1975. La seconde raison vient du défi technique que représente en partie la création de ν_τ et principalement l'identification de l'interaction d'un τ. L'étude de l'expérience DONUT (Direct Observation of NU Tau) est intéressante car sa technique de détection est très proche de celle d'OPERA.

Pour la production des ν_τ le faisceau de protons de 800*GeV* du TeVatron (FermiLab) est utilisé. Il est dirigé sur une cible de tungstène d'un mètre d'épaisseur produisant des particules charmées dont la désintégration produit des τ et des ν_τ (principalement

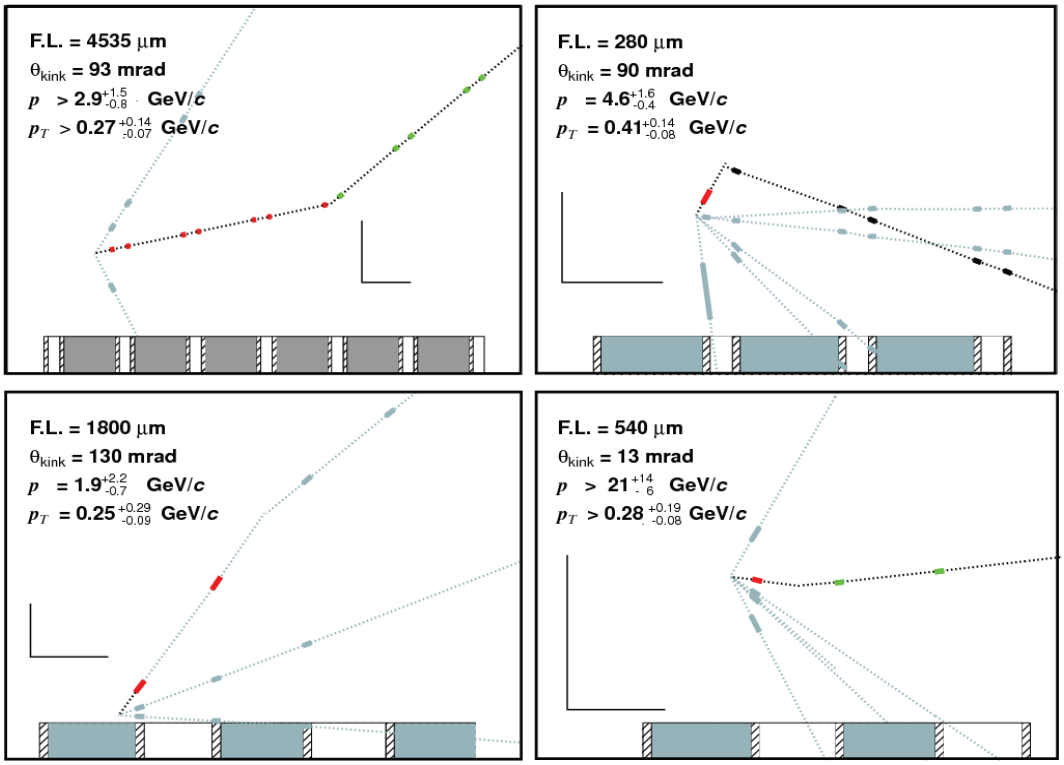


FIGURE 1.4 – *Interactions ν_τ observées par DONUT : les parties grisées représentent les plaques de fer et les parties hachurées les feuilles d'émulsion. Les points rouges, verts et gris représentent les traces observées dans les émulsions. Les points rouges sont utilisés pour les traces laissées par un τ. En haut à gauche et en bas à droite : interactions $\tau \to e\nu_e\nu_\tau$. En haut à droite et en bas à gauche : interactions $\tau \to h\nu_\tau X$*

$D_s \to \tau\nu_\tau$). La désintégration des τ sera une seconde source de ν_τ importante. Au final on obtient un faisceau composé de 5% de ν_τ et de 95% des deux autres saveurs. Un blindage assure l'arrêt des particules les moins énergétiques, les autres sont déviées par un champ magnétique.
Pour la détection, comme pour OPERA, des émulsions photographiques ont été utilisées. En effet, au-dessus du seuil de production du τ de 3.4 GeV, l'interaction d'un ν_τ par courant chargé donne un τ qui se désintègre dans la majorité des cas en une particule chargée, après une distance moyenne parcourue de 2 mm. Entre le τ incident et la particule chargée émise on observe un angle moyen de 50 $mrad$. Cette topologie dite «en coude»est due aux neutrinos émis et non détectés. Les émulsions photographiques, avec une résolution inférieure au micron, relèvent ce défi. Pour augmenter la masse du détecteur (et donc le nombre d'interactions), les émulsions étaient, en partie, intercalées avec des plaques d'acier. Les zones d'interactions étaient identifiées grâce à un trajectographe utilisant des fibres scintillantes.
Le détecteur fut exposé pendant 6 mois au faisceau et après analyse des émulsions à l'aide de microscopes, en l'an 2000, DONUT publia ses résultats : 4 événements identifiés (*cf.*

FIGURE 1.4) pour un bruit de fond attendu de 0.34 événement. La dernière saveur de neutrinos légers, le ν_τ, était enfin observée [9].

1.3 Le domaine des neutrinos solaires

Dans cette partie et la suivante vont être décrits les résultats des expériences ayant conduit au concept d'oscillation des neutrinos. Ensuite ce formalisme des oscillations sera abordé avant de présenter les observations qui ont permis sa validation.

Le domaine des neutrinos solaires est caractérisé par des neutrinos de faible énergie émis par le soleil, à grande distance du détecteur qui les observe. Leur identification est facilitée par le caractère très directif des interactions neutrinos : l'angle de la particule émise après interaction est dans la majorité des cas, l'angle d'incidence du neutrino. Les résultats sont donc présentés en fonction de l'angle entre la direction de la particule émise et la direction du soleil dans le référentiel du détecteur. Ce domaine a été particulièrement étudié ces dernières décennies pour plusieurs raisons : tout d'abord pour valider le modèle standard du soleil, puis, en raison d'un déficit de flux dans les données appelé «le problème des neutrinos solaires», pour valider les interprétations de ce phénomène (oscillations, effet MSW, *cf.* 1.5).

1.3.1 Les prédictions du Modèle Standard du Soleil

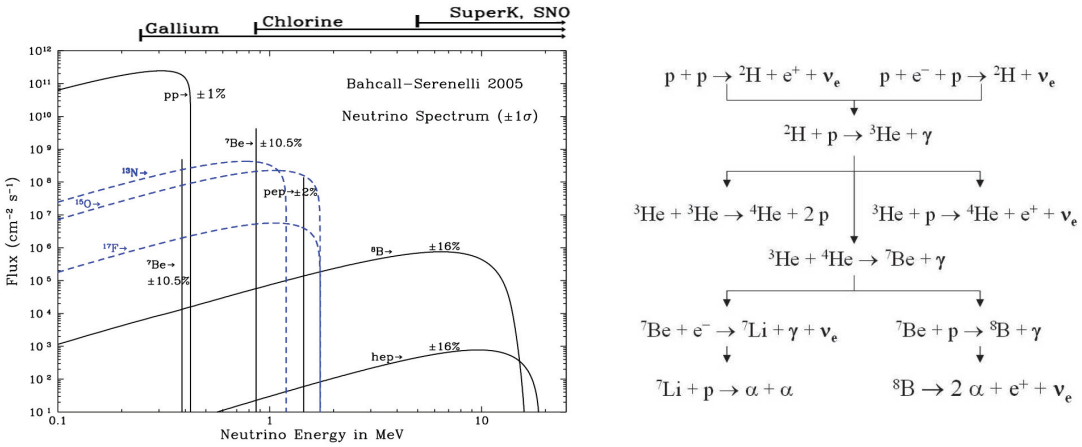


FIGURE 1.5 – *A gauche : flux de neutrinos solaires attendu sur Terre pour chaque branche de la chaîne proton-proton. Les seuils en énergie de quelques expériences sont indiqués au dessus du graphique. En bleu : flux de neutrinos attendu dû aux réactions du cycle CNO. Ce dernier n'est pas discuté ici car sa contribution au flux total n'est que de l'ordre de* 1% *du flux total.*
A droite : chaîne de réaction proton-proton dans le soleil. L'ensemble des neutrinos produits par cette chaîne, qui est la source prédominante de production de neutrinos dans le soleil, sont des neutrinos de type électronique.

L'énergie émise par le soleil est produite par une série de réactions de fusions ayant lieu dans son cœur, décrite par le Modèle Standard du Soleil, et dont la majorité intervient dans la chaîne «proton-proton». Un modèle détaillé du soleil a été développé et affiné pendant des années, construits sur une règle d'équilibre : la pression générée par les réactions de fusions compense exactement la force gravitationnelle pour éviter son effondrement. On l'appelle le Modèle Standard du Soleil (SSM, de l'anglais «Solar Standard Model«) [12]. Un grand nombre d'effets physiques prédits par ces modèles ont été parfaitement observés depuis des années confirmant la bonne description de l'astre.
La majorité de l'énergie provenant du soleil venant des réactions nucléaires, un nombre important de neutrinos est donc émis. De plus, l'ensemble des neutrinos produits par la chaîne «proton-proton» est de type électronique (*cf.* FIGURE 1.5, droite). Ce flux de ν_e, contraint par les modèles, devrait être détectable sur Terre (*cf.* FIGURE 1.5, gauche) [13]. C'est l'objet des expériences sur les neutrinos solaires.

1.3.2 Les premières expériences

Les toutes premières expériences ayant produit des résultats sur les neutrinos solaires n'avaient pas été construites pour ces observations. Le signal provenant des neutrinos constituait un bruit de fond pour leur analyse principale (étude des caractéristiques du soleil ou de la désintégration du proton). Par la suite, une série d'expérience dites de première génération ont été mise en place pour expliquer le déficit de flux observé (*cf.* 1.3.3). Ces expériences sont décrites sans distinction dans la suite de cette partie.

Chlorine

La première expérience dédiée au neutrinos solaire fut Chlorine [14], en 1967. Le détecteur était placé dans une mine d'or dans le sud du Dakota, à environ $1500m$ de profondeur. Le détecteur était rempli de perchloroethylene (C_2Cl_4). L'interaction des neutrinos avec le chlore (^{37}Cl) produit un isotope radioactif de l'argon (^{37}Ar) selon une réaction β inverse :

$$\nu_e +^{37} Cl \rightarrow^{37} Ar + e^- \tag{1.8}$$

Le seuil très bas de cette réaction rendait le détecteur sensible à quasiment tous les neutrinos émis par le soleil (*cf.* FIGURE 1.5, gauche). Le nombre d'isotopes ^{37}Ar étant directement proportionnel au nombre de neutrinos ayant interagi, leur comptage permis d'estimer le flux de neutrinos solaires. Après presque trente ans de prise de données, et beaucoup de travail sur les possibles biais de comptage du nombre d'interactions, le flux observé correspondait à 0.34 ± 0.03 du flux attendu, soit environ un tiers [15].

SAGE et GALLEX-GNO

Suivant l'expérience Chlorine, deux expériences utilisant le gallium pour détecter les neutrinos furent construites en Europe et en Russie : SAGE («Soviet-American Gallium Experiment») [16] et GALLEX («Gallium Experiment», qui deviendra GNO, «Gallium Neutrino Observatory», dans une deuxième phase) [17] qui était placée dans le laboratoire

Expérience	Seuil d'énergie	(flux mesuré)/(flux SSM)
Chlorine	0.814 MeV	0.34
SAGE-GALLEX-GNO	0.233 MeV	0.58
Super-Kamiokande	5-20 MeV	0.45

TABLE 1.1 – *Flux mesuré par les différentes expériences observant le déficit de neutrinos solaires ainsi que leur seuil de détection.*

souterrain du Gran Sasso. Le principe de détection de ces expériences était le suivant :

$$\nu_e +^{71} Ga \rightarrow^{71} Ge + e^- \tag{1.9}$$

Cette réaction à un seuil de 0.233 MeV, ce qui permet la détection de tous les neutrinos dans le domaine solaire émis par la chaîne proton-proton. Ces deux expériences avaient des technologies différentes. SAGE utilisait un réservoir rempli de gallium liquide pur tandis que GALLEX-GNO utilisait une solution aqueuse contenant du chlorure de gallium ($GaCl_3$) et de l'acide chlorhydrique (HCl).
La combinaison des résultats de ces deux expériences donna un flux égal à 0.579 ± 0.050 du flux attendu, soit environ la moitié [18].

Les détecteurs Cherenkov : Kamiokande et Super-Kamiokande

Le détecteur Kamiokande («Kamioka Nucleon Decay Experiment») fut construit au Japon au début des années 1980 pour observer la désintégration des nucléons [19]. En 1985, après des modifications, il fut utilisé pour la détection des neutrinos de basses énergies (qui étaient un bruit de fond pour les analyses précédentes du détecteur). Ce détecteur est constitué d'un réservoir cylindrique contenant 2140 tonnes d'eau pure. Les trois saveurs de neutrinos peuvent interagir dans l'eau par diffusion élastique :

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \tag{1.10}$$

L'électron produit émet une lumière Cherenkov qui est détectée par les 1000 photomultiplicateurs qui entourent la cuve. Bien que le détecteur soit sensible aux trois saveurs de neutrinos, l'interaction d'un neutrino électronique est favorisé d'un facteur 6 environ. Cet effet est du, comme pour l'effet MSW, à l'abondance d'électron dans la matière stable. De plus, à cause de son seuil élevé, cette expérience ne peut détecter que les neutrinos issus du ^8B.
En 1991 commença la construction d'une version plus grande et améliorée de Kamiokande : Super-Kamiokande (*cf.* 1.4.2). La prise de donnée de cette expérience commença en 1996. Après 1258 jours de prise de données, le flux observé correspondait à $0.451 \pm 0.005(\text{stat})^{+0.016}_{-0.014}(\text{syst})$ du flux attendu [19].

1.3.3 Le problème des neutrinos solaires

Pour toutes les expériences présentées précédemment, le flux observé est donc en désaccord important avec le flux prédit par le SSM (*cf.* TABLE 1.1). Pourtant, ce modèle semble

prédire correctement tous les autres effets déjà observés dans le soleil comme sa luminosité, sa température, son rayon ou encore ses courants de surface. Cette contradiction entre théorie et expérience, généralement appelé «le problème des neutrinos solaires», conduit à l'élaboration du mécanisme des oscillations neutrinos (*cf.* 1.5). Bien que ce nouveau champ d'explications soit tout à fait en accord avec les résultats de ces expériences, aucune preuve directe n'était encore observée et d'autres modèles pouvaient encore expliquer cette différence entre les prédictions du SSM et les résultats expérimentaux. Pour valider la théorie des oscillations, observer les 3 saveurs de neutrinos avec une sensibilité identique et avoir accès au flux total est nécessaire (*cf.* 1.6.1).

1.4 Le domaine des neutrinos atmosphériques

Le terme «neutrinos atmosphériques» désigne les neutrinos issus de la désintégration des pions et des kaons produits par l'interaction des rayons cosmiques (principalement des protons) avec les noyaux de la haute atmosphère. Nous verrons dans la suite de ce chapitre que tout neutrino produit artificiellement avec un rapport $\frac{L}{E}$ identique à ces derniers est bien sûr considéré comme un neutrino dépendant des paramètres du secteur atmosphérique : $\Delta m^2_{23} = \Delta m^2_{atm}$ et $\theta_{23} = \theta_{atm}$. Les neutrinos qui font l'objet de l'étude d'OPERA ont ces caractéristiques.

1.4.1 Interactions dans la haute atmosphère

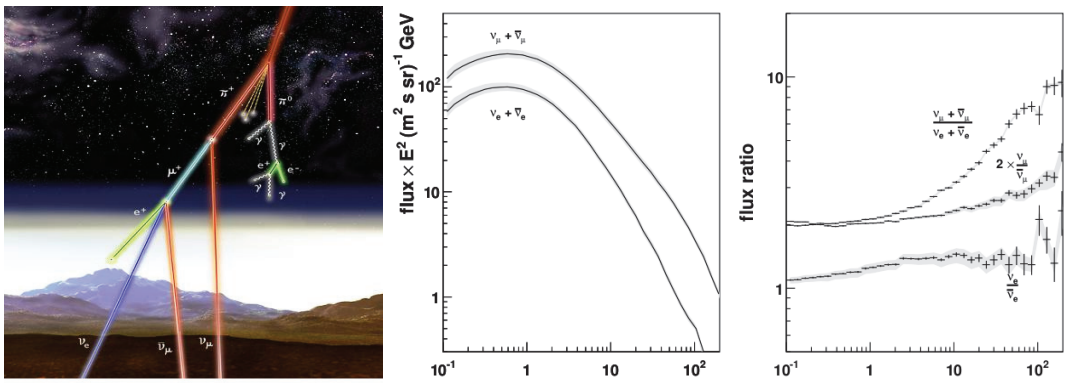


FIGURE 1.6 – *A gauche : interaction dans la haute atmosphère.*
Milieu et à droite : flux de neutrinos atmosphériques et rapport des flux évalué sur le site de Super-Kamiokande (Japon) par une simulation Monte Carlo sur la production de particules secondaires dans l'atmosphère : la zone grisée correspond à un indice de confiance de 95%. *La couverture est de* 4π. *Le rapport du nombre neutrinos muoniques sur le nombre de neutrinos électroniques augmente au delà de* 2*GeV*.

Les rayons cosmiques interagissent et créent des pions et des kaons dont les désintégrations vont produire une première partie des neutrinos (et anti-neutrinos) atmosphériques (ν_μ ou $\bar{\nu}_\mu$ seulement) ainsi que des muons. Ensuite ces muons vont à leur tour se dés-

intégrer, créant ainsi d'autres neutrinos (ν_μ, $\bar{\nu}_\mu$ et ν_e ou $\bar{\nu_e}$ cette fois-ci, *cf.* FIGURE 1.6, gauche). Les réactions de productions sont donc les suivantes :

$$\pi^+, \kappa^+ \rightarrow \nu_\mu + \mu^+ \rightarrow \nu_\mu + e^+ + \nu_e + \overline{\nu_\mu} \tag{1.11}$$

$$\pi^-, \kappa^- \rightarrow \overline{\nu_\mu} + \mu^- \rightarrow \overline{\nu_\mu} + e^- + \overline{\nu_e} + \nu_\mu \tag{1.12}$$

Le rapport de la composante muonique sur la composante électronique attendu est simplement donné par les interactions ci-dessus. Il vient :

$$\frac{\nu_\mu + \overline{\nu_\mu}}{\nu_e + \overline{\nu_e}} = 2 \tag{1.13}$$

Ce rapport dépend de l'énergie des neutrinos. Au-delà de 2 GeV le muon produit est trop énergétique et n'a plus le temps de se désintégrer dans l'atmosphère (*cf.* FIGURE 1.6, droite). Ceci augmente donc les rapports ν_μ/ν_e et $\nu_\mu/\overline{\nu_\mu}$. Le flux de neutrinos atmosphériques est bien décrit, la précision est de l'ordre de 20% sur les normalisations et le rapport des flux est connu avec une erreur de 5%.

1.4.2 Super-Kamiokande

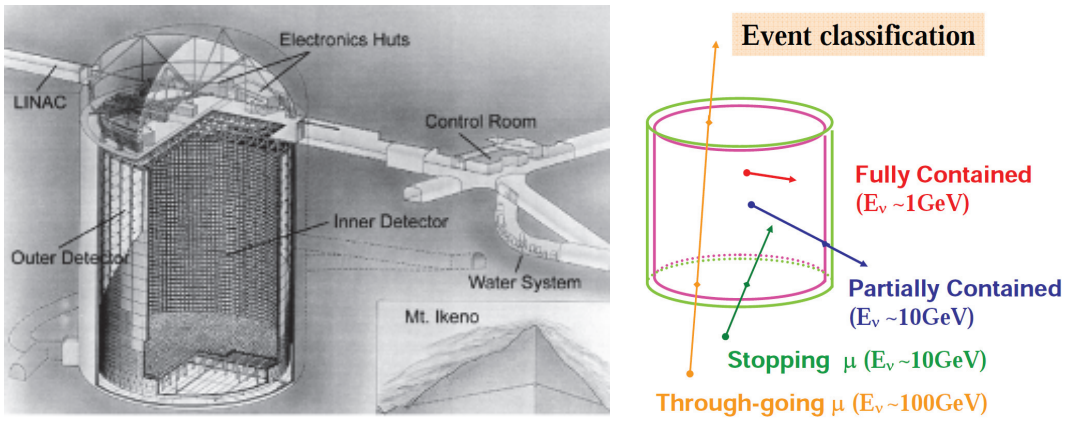


FIGURE 1.7 – *A gauche : vue schématique du détecteur Super-Kamiokande. A Droite : classification topologique des événements dans Super-Kamiokande.*

Super-Kamiokande, qui comme nous l'avons vu a joué un rôle important dans l'étude du problème des neutrinos solaires, a aussi obtenu des résultats majeurs dans le secteur atmosphérique. Pour le décrire plus précisément, ce détecteur se trouve à une profondeur équivalente à 2700 mètres d'eau et est constitué de deux cuves isolées optiquement. La première, dite «cuve interne» est remplie d'eau purifiée et est équipée de 11 129 photomultiplicateurs. C'est dans cette région du détecteur, et plus particulièrement dans le volume fiduciel central correspondant à 22.5 tonnes d'eau, que les interactions neutrino sont observées. La cuve externe, elle aussi remplie d'eau, a un rôle de VETO et est équipé de 1885 photomultiplicateurs (*cf.* FIGURE 1.7).

Interactions dans le détecteur

Super-Kamiokande n'est sensible qu'à la diffusion élastique sur un électron dans le secteur solaire (*cf.* 1.3). Cependant, dans le secteur atmosphérique, l'énergie du neutrino incident, allant de $0.1 GeV$ à plusieurs TeV, est suffisante pour créer des particules plus lourde. D'autres réactions de courants chargés du type $\nu_l + N \rightarrow l + X$ sont donc possibles entre le neutrino et les noyaux, produisant un lepton chargé [20] :

- la diffusion quasi-élastique de courant chargé sur un noyau : $\nu_l + N \rightarrow l + N'$
- la production de mésons : $\nu_l + N \rightarrow l + N' + m$
- la production de pions :$\nu_l +^{16} O \rightarrow l + \pi +^{16} O$
- la diffusion profondément inélastique sur un noyau : $\nu_l + N \rightarrow l + N' + hadron$

Ces interactions sont sensibles aux trois saveurs et la détection du lepton l produit nous renseigne directement sur la saveur du neutrino incident. De plus, le noyau étant beaucoup plus lourd que le lepton, ce dernier aura la même direction de propagation et la même énergie que le neutrino en raison de la conservation de la quantité de mouvement si, et cela est le cas pour l'analyse de Super-Kamiokande, l'hypothèse d'une topologie quasi-élastique est posée. Les informations obtenues grâce à l'effet Cherenkov peuvent donc directement nous renseigner sur les caractéristiques du neutrino incident.

Identification et classification des événements

Des méthodes utilisant le maximum de vraisemblance ont été mises en place pour rejeter le bruit de fond et différencier les événements ν_e et ν_μ [21]. La production de pions est par exemple un bruit de fond pour l'identification des électrons. Ils produisent deux gammas lors de leur désintégration et les anneaux produits sont très semblables à ceux des électrons. Si les deux gammas sont trop proches, les deux anneaux ne sont pas différentiables et une mauvaise identification est possible.
Une fois identifiés, les événements sont classifiés dans un premier temps, en fonction de leur topologie, les événements sont répartis en trois catégories (*cf.* FIGURE 1.7) : complètement contenus («FC», «Fully Contained»), partiellement contenus («PC», «Partially Contained») ou produits par un muon montant («UPμ», «upward-going μ»). Ensuite, les événements entièrement contenus dans le détecteur sont subdivisés en deux catégories en fonction de leur énergie : «sub-GeV» ($E < 1.33\ GeV$) et «multi-GeV» ($E > 1.33\ GeV$). Pour finir, une dernière classification est faite en fonction de la direction de la particule détectée. Cette dernière caractéristique donne accès à la distance parcourue par le neutrino avant l'interaction. Les résultats de l'expérience Super-Kamiokande sur les neutrinos atmosphériques dépendent de ces différentes catégories d'événements.

1.4.3 Le problème des neutrinos atmosphériques

Super-Kamiodande mesure entre autres le rapport $\frac{\nu_\mu + \overline{\nu_\mu}}{\nu_e + \overline{\nu_e}}$ observé à celui prédit par la théorie. Les premiers résultats sont en fait exprimés sous la forme d'un double rapport :

$$R \equiv \frac{(\mu/e)_{données}}{(\mu/e)_{MC}} \tag{1.14}$$

avec μ et e représentant le nombre d'événements de type muon et de type électron observés pour les données et la simulation Monte Carlo («MC»). Ce rapport présente l'avantage de considérablement réduire les incertitudes théoriques et expérimentales, en particulier la méconnaissance du flux absolu.
Si théorie et expérience sont en accord, ce rapport vaut donc 1. Cependant, des expériences ayant déjà produit la même analyse et utilisant l'effet Cherenkov pour la détection comme Kamiokande [22, 23, 24] et IMB [25, 26] ou un calorimètre contenant du fer comme Soudan-2 [27] avaient observé un rapport inférieur à 1. Les premiers résultats de Super-Kamiokande allaient aussi dans ce sens [28, 29]. D'un autre côté, deux anciennes expériences ayant moins de données et utilisant elles aussi un calorimètre contenant du fer, Fréjus [30] et NUSEX [31], observaient un rapport en accord avec la théorie. La question sur l'oscillation des neutrinos dans le secteur atmosphérique était donc ouverte, car cette dernière pouvait expliquer la faible valeur de R observée. De plus, ce rapport devait dépendre de la distance parcourue par les neutrinos avant d'être détectés car la probabilité d'oscillation dépend de $\frac{L}{E}$.

1.5 Oscillation des neutrinos

La solutions aux problèmes mentionnés avant, et confirmée par la suite, est l'oscillation des neutrinos. C'est est un phénomène quantique qui permet à un neutrino d'une saveur spécifique d'être plus tard détecté avec une saveur différente. Plus précisément la probabilité de mesurer un neutrino dans un certain état de saveur varie périodiquement au cours de la propagation. Ce mécanisme permet d'expliquer le déficit détecté lors de l'observation des neutrinos dans le domaine solaire et atmosphérique (*cf.* 1.3 et 1.4). Pour permettre ce phénomène, les neutrinos doivent être massifs et la loi de conservation dans la famille des leptons doit être violée (par exemple, ν_μ devient ν_e).
Les neutrinos oscillent si leurs états propres de saveur (e, μ et τ) ne sont pas leurs états propres de masse (ou états propres de propagation). Les trois neutrinos connus ν_e, ν_μ et ν_τ peuvent donc être décrits comme un mélange quantique de trois états propres de masse m_i, $i = 1, 2, 3$:

$$|\nu_l >= \sum_i U_{li} |\nu_i > \tag{1.15}$$

U_{li} est la matrice de mélange, aussi appelée matrice MNSP pour Maki-Nakagawa-Sakata-Pontecorvo [32, 33].

1.5.1 Le secteur des quarks : la matrice CKM

Une avancée importante pour la physique des neutrinos fut, en 1962, la mise en place du formalisme du phénomène d'oscillation, de manière purement théorique par Maki, Nakagawa et Sakata. Pour poser cette hypothèse, ils se sont inspirés d'un phénomène déjà observé : l'existence d'un mélange entre les familles de quarks. Par exemple, l'interaction du boson $W^\pm$ ne devrait être observée qu'entre u et d, s et c, t et b. Pourtant des cas d'interactions faibles telles que $\Lambda^0 \to p\pi^-$ sont aussi observées bien qu'un quark s devienne un quark u (*cf.* FIGURE 1.8). Pour décrire ce phénomène, on utilise une matrice de rotation

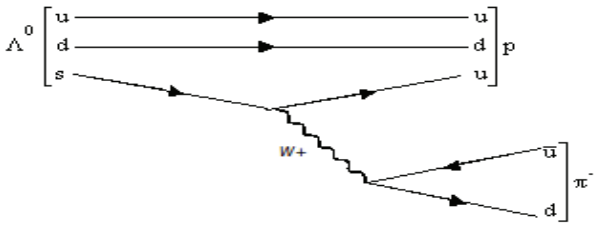


FIGURE 1.8 – *Diagramme de Feynman de la désintégration de Λ^0 : un quark s devient un quark u*

entre les états propres des quarks libres (*ie* u,d,s, ...), produits de l'interaction forte, et les états propres des quarks lors du couplage avec le boson W. Dans ce modèle, le boson W ne couple pas simplement un quark u à un quark d mais un quark u à un quark d', superposition linéaire de quark d, s et b. Cette matrice est appelé matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [34, 35]). C'est une matrice unitaire 3×3 :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{1.16}$$

Les éléments non-diagonaux de cette matrice autorise des transitions entre les différentes familles de quarks lors d'une interaction faible par courant chargé. Une phase complexe dans la matrice V autorise la violation de la symétrie C et de la symétrie P dans le secteur des quarks.

1.5.2 Formalisme des oscillations à deux saveurs

Maki, Nakagawa et Sakata ont donc proposé que quelque chose de similaire pouvait se produire dans le secteur des neutrinos et supposèrent que les états de saveurs des neutrinos soient différents des états de masse. Par exemple, une particule ν_e, produite par le couplage d'un boson W et d'un électron, est une superposition de deux états de masse ν_1 et ν_2. Pour comprendre ce mécanisme, nous allons nous restreindre à deux saveurs de neutrinos. Dans ce formalisme, la matrice MNSP est de la forme :

$$\begin{pmatrix} |\nu_e> \\ |\nu_\mu> \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1> \\ |\nu_2> \end{pmatrix} \tag{1.17}$$

θ est appelé angle de mélange.

Soit, à $t = 0$, un ν_e avec une impulsion $\vec{p}$. Nous pouvons écrire ces différentes composantes dans la base des états de masse :

$$|\nu_e(t=0)>= \cos\theta|\nu_1> + \sin\theta|\nu_2> \tag{1.18}$$

Si ce neutrino se propage dans le vide, à un instant t quelconque, son état est décrit par :

$$|\nu(\vec{x},t)>= e^{i(\vec{p}.\vec{x}-E_1 t)}\cos\theta|\nu_1> + e^{i(\vec{p}.\vec{x}-E_2 t)}\sin\theta|\nu_2> \tag{1.19}$$

avec $E_i = \sqrt{\vec{p}^2 + m_i^2}$. Si les états de masse ν_1 et ν_2 ont une masse identique, les deux composantes auront une impulsion et une énergie identique et le facteur de phase n'aura aucun effet physique. Donc en considérant $m_1 \neq m_2$ et $m_i \ll p \equiv |\vec{p}|$ (cas ultrarelativiste), l'expression de E_i devient :

$$E_i = \sqrt{p^2 + mi^2} = p\sqrt{1 + \frac{m_i^2}{p^2}} \simeq p + \frac{mi^2}{2p} \tag{1.20}$$

A un instant $t > 0$, l'état du neutrino sera donc proportionnel à la superposition des états $|\nu_1>$ et $|\nu_2>$:

$$|\nu(t)> \propto \cos\theta|\nu_1> + e^{i\phi}\sin\theta|\nu_2> \tag{1.21}$$

avec :

$$\phi = (\frac{m_1^2 - m_2^2}{2p})t = (\frac{\Delta m_{12}^2}{2p})t \tag{1.22}$$

Il apparaît clairement qu'un neutrino dans un état initial «pur» ν_e, après propagation, aura une composante ν_μ non nulle. En utilisant ce résultat, nous pouvons maintenant écrire la probabilité qu'un neutrino dans l'état de saveur α à l'instant $t = 0$ soit détecté dans l'état β à l'instant t :

$$P(\nu_\alpha \Rightarrow \nu_\beta) = | < \nu_\beta)|\nu_\alpha > |^2 \tag{1.23}$$

soit :

$$P(\nu_\alpha \Rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \tag{1.24}$$

avec :

$$\begin{aligned} \Delta m_{ij}^2 &\equiv m_i^2 - m_j^2 \\ p &\approx E \\ t &\approx \frac{L}{c} \end{aligned}$$

en exprimant L en km et E en GeV, l'équation devient :

$$P(\nu_\alpha \Rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta)\sin^2\left[\frac{1.27\Delta m_{ij}^2(eV^2)L(km)}{E(GeV)}\right] \tag{1.25}$$

avec L la distance entre la source et le détecteur en km, E l'énergie du neutrino en GeV, θ l'angle de mélange et Δm_{ij}^2 la différence de masse quadratique des états propres en eV^2. L'amplitude de l'oscillation est régie par l'angle de mélange $\sin^2 2\theta$ et la période des oscillations est fonction du terme Δm_{ij}^2 pour une énergie E donnée (*cf.* FIGURE 1.9).

1.5.3 Formalisme des oscillations à trois saveurs

En considérant trois saveurs, le formalisme devient :

$$\begin{pmatrix} |\nu_e> \\ |\nu_\mu> \\ |\nu_\tau> \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1> \\ |\nu_2> \\ |\nu_3> \end{pmatrix} \tag{1.26}$$

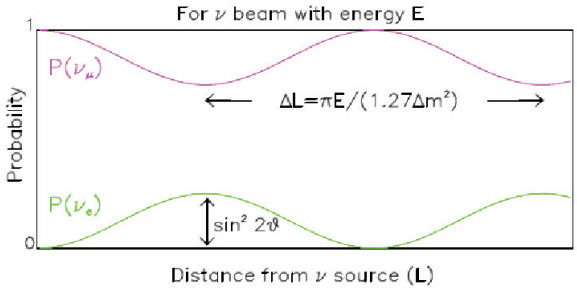


FIGURE 1.9 – *Exemple de l'oscillation du neutrino en fonction de l'éloignement de la source. La longueur d'onde dépend des paramètres expérimentaux L et E (énergie du neutrino), et du paramètre fondamental Δm^2. Les variations de l'amplitude suivent* $\sin^2 2\theta$.

La matrice MNSP se paramétrise de la façon suivante si on ne prend en compte que les termes de Dirac (la paramétrisation prenant en compte les terme de Majorana est présentée plus loin) :

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{cp}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{+i\delta_{cp}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta_{cp}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{+i\delta_{cp}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{+i\delta_{cp}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \tag{1.27}$$

et finalement, après factorisation :

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{cp}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{cp}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & +c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.28}$$

La matrice MNSP est donc une matrice unitaire 3×3, paramétrée par 3 angles de mélange $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ (avec les conventions $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ et $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$) et une phase de Dirac δ_{cp}. δ_{cp} est une phase non nulle si l'interaction faible viole partiellement la conservation de CP dans le domaine leptonique. Dans l'expression (1.28), la matrice MNSP se décompose en trois matrices unitaires de rotation, chaque membre dépendant d'une variable différente : le premier membre dépend de l'angle de mélange θ_{23}, il caractérise le domaine des neutrinos atmosphériques, le dernier, dépendant de θ_{12}, caractérise le domaine des neutrinos solaires et enfin le membre central dépend d'une combinaison de θ_{13} et de δ_{cp}. Ce dernier membre est mesuré par les expériences sur réacteur ainsi que, dans l'avenir, par les expériences sur super-faisceaux, faisceaux β et les usines à neutrinos. Les dénominations «solaire», «atmosphérique» et «réacteur» proviennent des caractéristiques des neutrinos de chacun de ces domaines observés empiriquement (notamment la distance parcourue par le neutrino entre son émission et sa détection, L, et son énergie E). Par exemple, le domaine des neutrinos solaires est caractérisé par l'oscillation des ν_e vers une autre saveur. La probabilité d'oscillation dépend majoritairement de l'angle de mélange θ_{12} en raison de la valeur de $\sin^2(\frac{\Delta m^2_{ij} L}{4E})$ pour L et E observés dans ce secteur (*cf.* (1.31)). Ce terme est donc appelé $\theta_{solaire}$.

Sous cette forme, la matrice U ne prend en compte que les termes de Dirac. Les phases de Majorana peuvent être prises en compte en écrivant un terme supplémentaire :

$$U_{maj} = U \times diag(e^{i\frac{\phi_2}{2}}, e^{i\frac{\phi_3}{2}}, 1) \tag{1.29}$$

Contrairement à la phase de Dirac δ_{cp}, ces deux phases de Majorana disparaissent dans le calcul des probabilités d'oscillation qui font intervenir le terme $U * U$.
A partir de la matrice MNSP, il est possible d'exprimer la probabilité d'oscillation d'un neutrino ν_α à $t = 0$ en un neutrino ν_β à un instant t quelconque :

$$P(\nu_\alpha \Rightarrow \nu_\beta) = |\sum_i U_{\alpha i} U^*_{\beta i} e^{-\frac{m_i L}{2E}}|^2 \tag{1.30}$$

soit :

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \Rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} &- 4\sum_{i<j} Re(U^*_{\beta i} U_{\beta j} U_{\alpha i} U^*_{\alpha j}) \sin^2(\frac{\Delta m^2_{ij} L}{4E}) \\ &\pm 2\sum_{i<j} Im(U^*_{\beta i} U_{\beta j} U_{\alpha i} U^*_{\alpha j}) \sin^2(\frac{\Delta m^2_{ij} L}{2E}) \end{aligned} \tag{1.31}$$

Le signe «±» correspond à un «−» pour les neutrinos et un «+» dans le cas des anti-neutrinos. Cette formule fait apparaître les différents angles de mélanges ainsi que la différence de masse quadratique. Ces valeurs seront mesurables par les expériences.

1.5.4 Probabilités d'oscillation

Nous pouvons maintenant calculer les probabilités d'oscillations dans le vide des ν_e et des ν_μ [36] :

$$\begin{aligned} P(\nu_e \to \nu_e) &= 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Delta_{31} \\ &\quad -(c_{13}^4 \sin^2 2\theta_{12} + s_{12}^2 \sin^2 2\theta_{13}) \sin^2 \Delta_{21} \\ &\quad +s_{12}^2 \sin^2 2\theta_{13} (\frac{1}{2} \sin 2\Delta_{21} \sin 2\Delta_{31} + 2 \sin^2 \Delta_{31} \sin^2 \Delta_{21}) \end{aligned} \tag{1.32}$$

$$\begin{aligned} P(\nu_e \to \nu_\mu) &= s_{23}^2 \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Delta_{31} \\ &\quad +4J(\sin 2\Delta_{21} \sin^2 \Delta_{31} - \sin 2\Delta_{31} \sin^2 \Delta_{21}) \\ &\quad -(s_{23}^2 s_{12}^2 \sin^2 2\theta_{13} - 4K) \\ &\quad \times[\frac{1}{2} \sin 2\Delta_{21} \sin 2\Delta_{31} + 2 \sin^2 \Delta_{21} \sin^2 \Delta_{31}] \\ &\quad +[c_{13}^2 (c_{23}^2 - s_{13}^2 s_{23}^2) \sin^2 2\theta_{12} + s_{23}^2 s_{12}^2 \sin^2 2\theta_{13} - 8K s_{23}^2] \\ &\quad \times \sin^2 \Delta_{21} \end{aligned} \tag{1.33}$$

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \to \nu_\mu) &= 1 - (c_{13}^4 \sin^2 2\theta_{23} + s_{23}^2 \sin^2 2\theta_{13}) \sin^2 \Delta_{31} \\ &\quad +[c_{13}^2 (c_{12}^2 - s_{13}^2 s_{23}^2) \sin^2 2\theta_{23} + s_{12}^2 s_{23}^2 \sin^2 2\theta_{13} - 8K s_{23}^2] \\ &\quad \times[\frac{1}{2} \sin 2\Delta_{21} \sin 2\Delta_{31} + 2 \sin^2 \Delta_{21} \sin^2 \Delta_{31}] \\ &\quad -[\sin^2 2\theta_{12} (c_{23}^2 - s_{13}^2 s_{23}^2)^2 + s_{13}^2 \sin^2 2\theta_{23} (1 - c_\delta^2 \sin^2 2\theta_{12}) \\ &\quad +2 s_{13} \sin 2\theta_{12} \cos 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \cos 2\theta_{23} c_\delta - 16K s_{23}^2 s_{12}^2 \\ &\quad + \sin^2 2\theta_{23} c_{13}^2 (c_{12}^2 - s_{13}^2 s_{12}^2) + s_{13}^2 s_{23}^2 \sin^2 2\theta_{13}] \sin^2 \Delta_{21} \end{aligned} \tag{1.34}$$

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \to \nu_\tau) &= c_{13}^4 \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \Delta_{31} \\ &\quad +4J(\sin 2\Delta_{21} \sin^2 \Delta_{31} - \sin 2\Delta_{31} \sin^2 \Delta_{21}) \\ &\quad -[c_{13}^2 \sin^2 2\theta_{23} (c_{12}^2 - s_{13}^2 s_{12}^2) + 4K \cos 2\theta_{23}] \\ &\quad \times[\frac{1}{2} \sin 2\Delta_{21} \sin 2\Delta_{31} + 2 \sin^2 \Delta_{21} \sin^2 \Delta_{31}] \\ &\quad +[\sin^2 2\theta_{23} (c_{12}^2 - s_{13}^2 s_{12}^2)^2 + s_{13}^2 \sin^2 2\theta_{12} (1 - \sin^2 2\theta_{23} c_\delta^2) \\ &\quad +4K \cos 2\theta_{23} \\ &\quad +s_{13} \sin 2\theta_{12} \cos 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \cos 2\theta_{23} (1 + s_{13}^2) c_\delta] \sin^2 \Delta_{21} \end{aligned} \tag{1.35}$$

avec le facteur de Jarlskog J défini par :

$$J = \frac{1}{8} c_{13} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{12} s_\delta \tag{1.36}$$

c_δ et s_δ représente respectivement le cosinus et le sinus relatifs à la phase de Dirac. K est défini, pour plus de clarté dans les équations, comme :

$$K = \frac{1}{8} c_{13} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{12} c_\delta \,. \tag{1.37}$$

Dans toutes ces équations, $\Delta_{ij} \equiv \frac{\Delta m^2_{ij} L}{4E_\nu}$ avec $\Delta m^2_{ij} = m^2_i - m^2_j$.
Les probabilités d'oscillations non explicitées dans les équations ci-dessus peuvent être obtenues en utilisant la conservation de la probabilité :

$$\sum_\alpha P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) = \sum_\beta P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) = 1 \tag{1.38}$$

Les probabilités d'oscillations des anti-neutrinos sont obtenus en remplaçant dans les formules δ par $-\delta$. Tant que la symétrie CP est conservée (*ie* $\delta = 0$ entrainant $J = 0$), $P(\bar{\nu}_\alpha \to \bar{\nu}_\beta) = P(\nu_\beta \to \nu_\alpha)$, et $P(\nu_\alpha \to \nu_\beta)$ se déduit de $P(\nu_\beta \to \nu_\alpha)$.

Pour les études sur les neutrinos atmosphériques (ou ligne de faisceau avec un rapport L/E similaire), le terme Δ_{31} est dominant. Au premier ordre, ces oscillations ne dépendront donc que de la différence de masse au carré Δm^2_{31} ($|\Delta m^2_{31}| \simeq |\Delta m^2_{32}|$). Les probabilités d'oscillation peuvent être approximées par :

$$P(\nu_e \to \nu_e) \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Delta_{31} \tag{1.39}$$
$$P(\nu_e \to \nu_\mu) \simeq s^2_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Delta_{31} \tag{1.40}$$
$$P(\nu_\mu \to \nu_\mu) \simeq 1 - (c^4_{13} \sin^2 2\theta_{23} + s^2_{23} \sin^2 2\theta_{13}) \sin^2 \Delta_{31} \tag{1.41}$$
$$P(\nu_\mu \to \nu_\tau) \simeq c^4_{13} \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \Delta_{31} \tag{1.42}$$

Pour les études sur les neutrinos solaires, où $\Delta_{31} \gg 1$, les termes dépendant de Δ_{31} sont moyennés. Pour ce secteur, les oscillations seront donc dominées par Δm^2_{21} et la probabilité d'oscillation des ν_e émis par le soleil peut s'écrire comme :

$$P(\nu_e \to \nu_e) \simeq 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{13} - c^4_{13} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \Delta_{21} \tag{1.43}$$

En considérant $\theta_{13} \to 0$, comme cela a été montré par des expériences telles que CHOOZ (*cf.* 1.6.2), les probabilités d'oscillations $\nu_\mu \to \nu_\tau$ dans le secteur atmosphérique et $\nu_e \to \nu_\mu$ dans secteur solaire sont complètement décorrélées, *ie* déterminées par des paramètres complètement indépendants. Dans ce cas, ces deux probabilités d'oscillations peuvent être considérés dans le formalisme d'oscillation entre deux saveurs (*cf.* 1.5.2).

1.5.5 Effet MSW - Oscillations dans la matière

Tous les effets présentés jusqu'à maintenant concerne la propagation des neutrinos dans le vide. La présence de matière à un effet sur la probabilité d'oscillation des neutrinos. Il est appelé effet MSW [37, 38] (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein). Cet effet prend en compte le fait que la matière stable contient une grande quantité d'électrons mais quasiment jamais de muons ou de tau. Cette asymétrie a pour conséquence que les ν_e peuvent interagir dans la matière par échange de bosons W (*ie* par courant chargé avec les électrons) et Z (par courant neutre avec les électrons et les quarks) tandis que les ν_μ et les ν_τ ne peuvent interagir que par courant neutre en échangeant un boson Z avec les électrons et les quarks. Le ν_e aura donc un terme d'interaction supplémentaire proportionnel à la densité d'électrons dans la matière qui n'est pas présent pour les autres saveurs. Ce terme à la forme

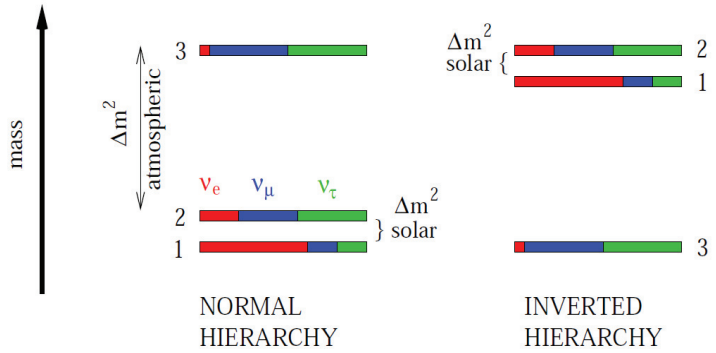


FIGURE 1.10 – *Hiérarchie normale et inversée : en fonction du signe de* $\Delta m^2_{atm} = \Delta m^2_{23}$, *la hiérarchie sera dite normale* $m_1 < m_2 < m_3$ *ou inversée* $m_3 < m_1 < m_2$.

d'un potentiel :

$$V_c(\nu_e) = \sqrt{2} G_F N_e \tag{1.44}$$
$$V_c(\bar{\nu}_e) = -\sqrt{2} G_F N_e \tag{1.45}$$

avec N_e la densité d'électrons dans la matière et G_F la constante de Fermi.
Pour toutes les saveurs, un potentiel décrit aussi l'interaction par courant neutre avec les quarks et les électrons :

$$V_N = \frac{-G_F N_e}{2} \tag{1.46}$$

Replaçons-nous dans les cas des oscillations à deux saveurs pour prendre en compte ces effets dans la matrice de mélange :

$$\begin{pmatrix} |\nu_e> \\ |\nu_\mu> \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_m & \sin\theta_m \\ -\sin\theta_m & \cos\theta_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_{1m}> \\ |\nu_{2m}> \end{pmatrix} \tag{1.47}$$

Nous pouvons donc réécrire la probabilité d'oscillation avec ces nouveaux éléments de matrice :

$$P(\nu_\mu \to \nu_e) = \sin^2 2\theta_m \sin^2\left(\frac{L\Delta m^2_m}{4E}\right) \tag{1.48}$$

L'amplitude de l'oscillation, comme nous l'avons vu dans la partie 1.5.2 est définie pas le terme $\sin^2 2\theta_m$ et la longueur d'onde dépend d'un nouveau terme de différence des masses au carré effectif Δm^2_m :

$$\sin^2 2\theta_m = \frac{\sin^2 2\theta}{(\frac{A}{\Delta m^2} - \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta} \tag{1.49}$$
$$\Delta m^2_m = \Delta m^2 \sqrt{(\frac{A}{\Delta m^2} - \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta} \tag{1.50}$$

avec :

$$A = 2\sqrt{2} G_F N_e E_\nu = 1.54 \times 10^{-4} N_e E_\nu \tag{1.51}$$

E_ν est exprimé en GeV. Il apparait donc que le terme A est positif ou nul, donc le signe de $\frac{A}{\Delta m^2}$ sera identique au signe de Δm^2. Si $\Delta m^2 > 0$, le dénominateur sera inférieur à 0 et l'amplitude des oscillations augmentera. Dans le cas contraire, l'amplitude diminuera. De plus, une résonance sera observable pour $sin^2 2\theta_m = 1$, *ie* $N_e = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2} G_F E_\nu}$.
Cet effet est donc très intéressant car il permet d'avoir accès au signe de Δm^2 et ainsi de définir la hiérarchie des masses m_1, m_2 et m_3. Grâce à cette méthode, nous savons que $\Delta m^2_{12} \approx 8.0 \times 10^{-5}$ eV^2 est positif [39]. Le signe de Δm^2_{23} nous dira si la hiérarchie est normale ($\Delta m^2_{23} > 0$) ou inversée ($\Delta m^2_{23} < 0$, *cf.* FIGURE 1.10). Le signe de Δm^2_{12} est connu en grande partie grâce aux expériences sur les neutrinos solaires et aux résultats de *KamLAND*. En effet l'effet MSW est prédominant dans le soleil pour les oscillations de neutrinos en raison de la forte densité de matière présente à l'intérieur. Dans le secteur atmosphérique, les oscillations ne sont que très faiblement sensibles à l'effet MSW et le signe de Δm^2_{23} n'est donc pas observable.

1.6 Confirmation expérimentale des oscillations de neutrinos

Les neutrinos, dans le Modèle Standard étendu (*cf.* Annexe A), ont une masse. Comme cela a été présenté, ils n'interagissent que par interaction faible et cet effet ne peut être utilisé à la fois lors de leur création et de leur interaction pour avoir accès aux paramètres de la matrice de mélange U_{MNSP}. Seule l'observation des oscillations de neutrinos peut donc nous renseigner sur les différentes variables de cette matrice.

1.6.1 La solution au problème des neutrinos solaires

SNO et Super-Kamiokande

L'expérience SNO («Sudbury Neutrino Observatory») est située au Canada, dans une ancienne mine offrant une protection contre les rayons cosmiques équivalent à 6150 m d'eau. Le détecteur est constitué d'un réservoir sphérique en acrylique rempli de 1000 tonnes d'eau lourde (D_20) et entouré de 9600 photomultiplicateurs placés sur une structure externe. L'ensemble de cette structure est immergé, lui donnant ainsi un rôle de VETO.
Comme Super-Kamiokande, c'est un détecteur Cherenkov sensible à la diffusion élastique. Cependant, SNO présente l'avantage, grâce à l'eau lourde qu'il contient, d'observer des réactions de courants chargés et de courants neutres. L'interaction de courant chargé n'est possible que pour les ν_e en raison des faibles énergies des neutrinos solaires qui ne permettent pas la création de μ et de τ. L'étude de ces interactions permet donc d'obtenir la proportion de ν_e dans les données venant de la diffusion élastique (*cf.* . TABLE 1.2).
Pour améliorer le canal de détection, dans une deuxième phase, deux tonnes de chlorure de sodium ($NaCl$) ont été ajoutées dans la cuve. En effet, grâce à l'importante section efficace de capture de ^{35}Cl, ce procédé permet d'obtenir une efficacité de capture de 83%. Dans une troisième phase, des compteurs proportionnels à hélium 3 (^3He) ont encore amélioré la sensibilité du détecteur aux interactions de courants neutres.
Dès juin 2001, à la fin de la phase I, l'analyse combinée des résultats sur les courants chargés de SNO et sur la diffusion élastique de Super-K a permis de résoudre le problème

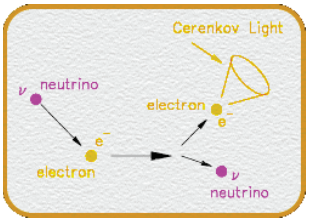
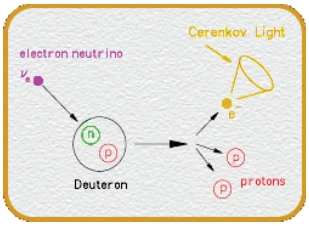
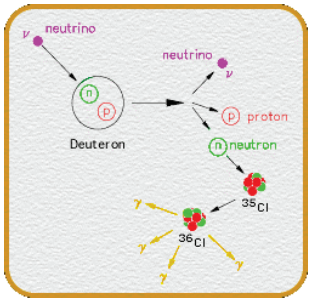
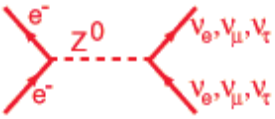
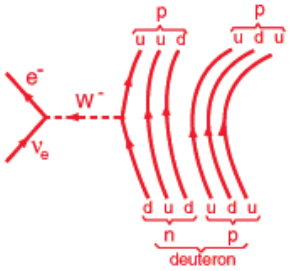
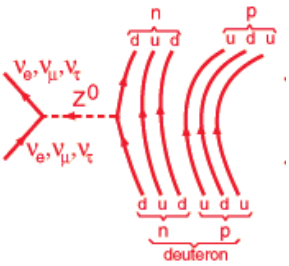
Diffusion élastique	Courant chargé	Courant neutre
$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$ $E_{détection} > 5MeV$	$\nu_x + d \rightarrow p + p + e^-$ $E_{seuil} = 1.4MeV$	$\nu_x + d \rightarrow p + n + e^-$ $E_{seuil} = 2.2MeV$
		
		
$\Phi_{ES} =$ $0.86\Phi_{\nu_e} + 0.14(\Phi_{\nu_\mu} + \Phi_{\nu_\tau})$	$\Phi_{CC} = \Phi_{\nu_e}$	$\Phi_{NC} = \Phi_{\nu_e} + \Phi_{\nu_\mu} + \Phi_{\nu_\tau}$

TABLE 1.2 – *Les trois interactions observables par* SNO. *Leur combinaison permet de résoudre le problème des neutrinos solaires.*

des neutrinos solaires [40]. En 2002, après la phase II, ce résultat est confirmé par l'étude des données sur les courants neutres avec des valeurs beaucoup plus précises [41] :

$$\phi^{CC}_{SNO}(\nu_e) = 1.76^{+0.06}_{-0.05}(stat.)^{+0.09}_{-0.09}(syst.) \times 10^6 cm^{-2}s^{-1} \quad (1.52)$$

$$\phi^{ES}_{SNO}(\nu_x) = 2.39^{+0.24}_{-0.23}(stat.)^{+0.12}_{-0.12}(syst.) \times 10^6 cm^{-2}s^{-1} \quad (1.53)$$

$$\phi^{NC}_{SNO}(\nu_x) = 5.09^{+0.44}_{-0.43}(stat.)^{+0.46}_{-0.43}(syst.) \times 10^6 cm^{-2}s^{-1} \quad (1.54)$$

Alors que les prédictions du SSM sont :

$$\phi(\nu_x) = 5.05^{+1.01}_{-0.81} \times 10^6 cm^{-2}s^{-1} \quad (1.55)$$

Ces résultats permettent aussi d'avoir accès aux valeurs (et au signe pour la différence de masse, *cf.* 1.5.5) de $\Delta m^2_{12} = \Delta m^2_{sol}$ et $\theta_{12} = \theta_{sol}$. Dans ce secteur, les oscillations sont dominées par l'effet MSW. L'analyse le prend en compte et extrait les paramètres d'oscillation dans le vide :

$$\Delta m^2_{sol} = 7.1^{+1.0}_{-0.3} \times 10^{-5}\ eV^2 \quad (1.56)$$

$$\theta_{sol} = 32.5^{+2.4}_{-2.3} \text{ degrés} \quad (1.57)$$

Pour évaluer l'effet MSW dû au passage des neutrinos à travers la Terre, l'asymétrie entre le flux de jour et celui de nuit est observée. Super-Kamiokande observe une différence de $1.8 \pm 1.6^{1.3}_{-1.2}\%$ [42].

Les observations basées sur les courants neutres (ϕ^{NC}_{SNO}) sont donc, pour la première fois, en accord avec les prédictions du SSM (*cf.* FIGURE 1.11). Le flux total de neutrinos est conservé alors qu'un déficit de ν_e est observé : ils se sont donc transformés en l'une des deux autres saveurs, les neutrinos oscillent.

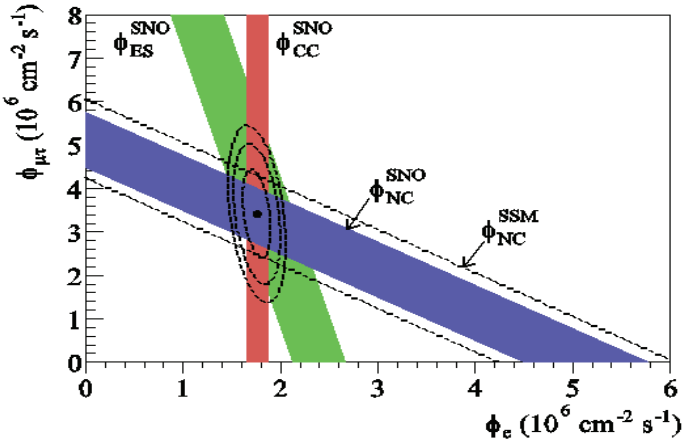


FIGURE 1.11 – *Représentation des résultats combinés de* SNO *et des prédictions du SSM. La largeur des bandes correspond à une incertitude de 1σ [41]*

KamLAND

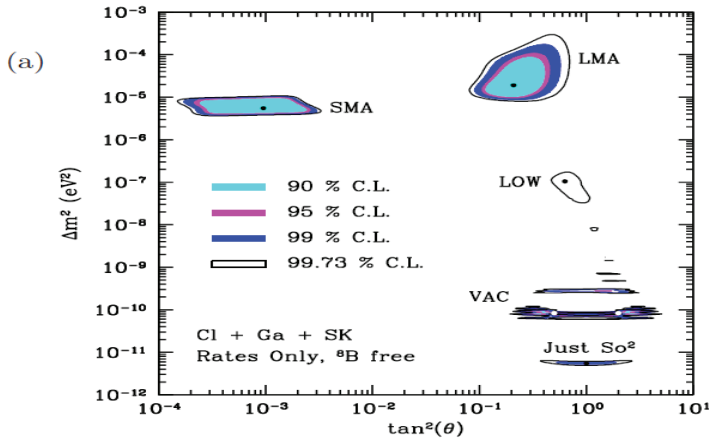


FIGURE 1.12 – *Régions autorisées pour les paramètres solaires avant KamLAND*

D'un point de vue historique, plusieurs zones dans l'espace (Δm^2_{sol},θ_{sol}) restaient compatibles avec les données. Des solutions appelées, entre autres, LMA («Large Mixing angle» pour grand angle de mélange), SMA («Small Mixing angle» pour petit angle de mélange) et LOW (pour faible Δm^2_{sol}, de l'ordre de 10^{-7} eV^2) existaient [43] (*cf.* FIGURE 1.12). La solution LMA a été retenue comme seule possibilité, dans un premier temps, grâce à une expérience nommée KamLAND («Kamiokande Large Anti-Neutrino Detector») qui était dédiée à la confirmation des oscillations de neutrinos dans le domaine solaire (même L/E). *KamLAND* a observé les $\bar{\nu}_e$ émis par une vingtaine de centrales nucléaires l'entourant, à une distance moyenne de 180 km, par la réaction $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^-$ dans du scintillateur liquide. En considérant l'invariance CPT ($P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$), le rapport L/E de ces neutrinos permettait l'observation de Δm^2_{sol}. La bonne résolution en énergie que procure le scintillateur liquide permet d'observer plus finement les distorsions du spectre et offre une excellente sensibilité à Δm^2_{sol}. L'analyse combinée des résultats permettra de ne conserver que la solution LMA [44] (*cf.* FIGURE 1.13) :

$$\Delta m^2_{sol} = 7.9^{+0.6}_{-0.5} 10^{-5}\, eV^2 \tag{1.58}$$

$$\tan^2\theta = 0.40^{+0.10}_{-0.07} \tag{1.59}$$

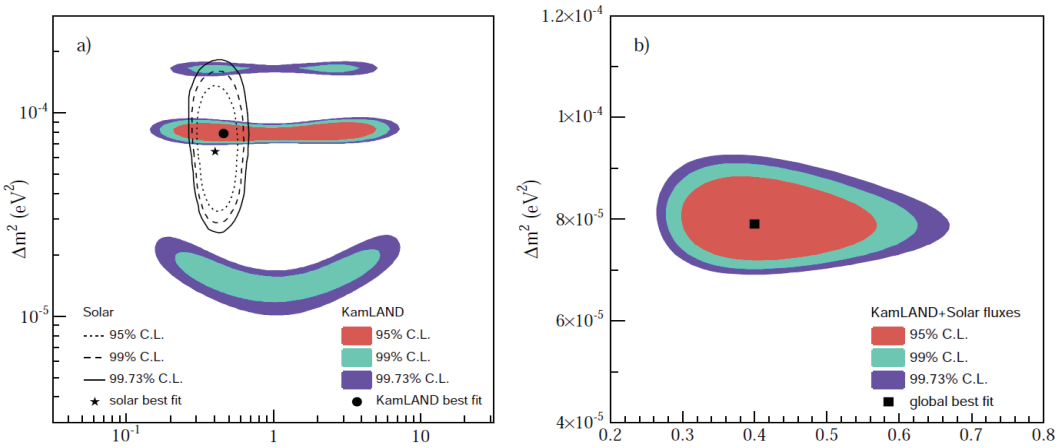


FIGURE 1.13 – *Résultats de KamLAND associés aux expériences sur les neutrinos solaires. A gauche : résultats de KamLAND et des expériences sur les neutrinos solaires présentés séparément. La sensibilité importante de KamLAND à Δm^2_{sol} apparaît clairement. A droite : résultats combinés, avec l'hypothèse de l'invariance de CPT.*

1.6.2 Observations des oscillations dans le secteur atmosphérique

CHOOZ et Palo Verde

A la fin des années 1990, deux expériences furent simultanément mises en place en France (CHOOZ [45]) et aux États-Unis (Palo Verde [46]). Le détecteur CHOOZ était

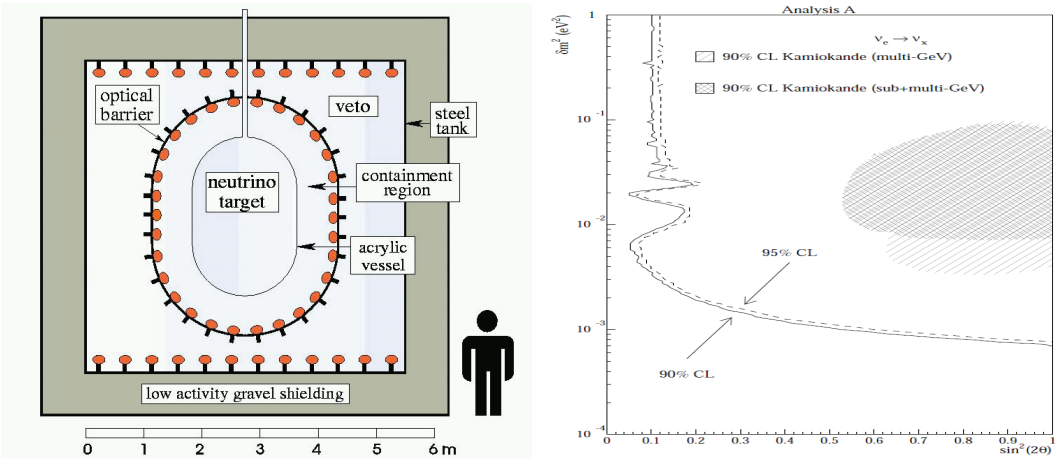


FIGURE 1.14 – *A gauche : détecteur de l'expérience CHOOZ.*
A droite : limite d'exclusion à 90% et 95% de niveau de confiance sur la valeur de θ_{13} en fonction de Δm^2_{13} pour l'expérience CHOOZ. Les limites obtenues par Kamiokande lors de la publication de ces résultats sont aussi présentées

situé dans une laboratoire souterrain protégée des rayons cosmiques par l'équivalent de 300 m d'eau. Il observait, grâce à l'interaction β inverse, les $\bar{\nu}_e$ émis par deux réacteurs proches ($\bar{\nu}_e + p \to n + e^+$). Le détecteur était composé de trois zones concentriques (*cf.* FIGURE 1.14, gauche) : une sphère de plexiglas transparente remplie de liquide scintillateur dopé au gadolinium (Gd), une enveloppe entourée de parois opaque remplie de liquide scintillateur non dopé et la région externe servant de VETO. Les résultats présentés ne permettent pas de conclure à un comportement oscillatoire pour CHOOZ [47] ni pour Palo Verde [46]. Le rapport entre le nombre de positrons attendus et observés donne :

$$R_{CHOOZ} = 1.01 \pm 2.8\% \text{ (stat.)} \ \pm 2.7\% \text{ (syst.)} \tag{1.60}$$
$$R_{Palo\ Verde} = 1.01 \pm 2.4\% \text{ (stat.)} \ \pm 5.3\% \text{ (syst.)} \tag{1.61}$$

Le spectre d'énergie des positrons ne montre pas de dépendance en énergie du flux observé. La meilleur connaissance des erreurs systématiques fait la force de CHOOZ. En effet ce détecteur a été construit avant la mise en route des réacteurs ce qui a permis de comparer le flux sans réacteur au flux avec un réacteur, puis deux réacteurs.

Ainsi, l'hypothèse de l'oscillation $\nu_\mu \to \nu_e$ (car le terme dominant de cette probabilité d'oscillation dépend des mêmes paramètres) dans le domaine des neutrinos atmosphériques est fortement rejetée. Les premiers résultats du secteur solaire permettent de lever une dernière ambiguïté et de produire des limites sur les paramètres dans le secteur réacteur à 90% de niveau de confiance [47] (*cf.* FIGURE 1.14, droite) :

$$\Delta m^2_{23} \simeq \Delta m^2_{13} \ = \ 2.4 \times 10^{-3}\ eV^2 \tag{1.62}$$
$$\sin^2\theta_{13} \ \leq \ 0.14 \tag{1.63}$$

Résultats de Super-Kamiokande

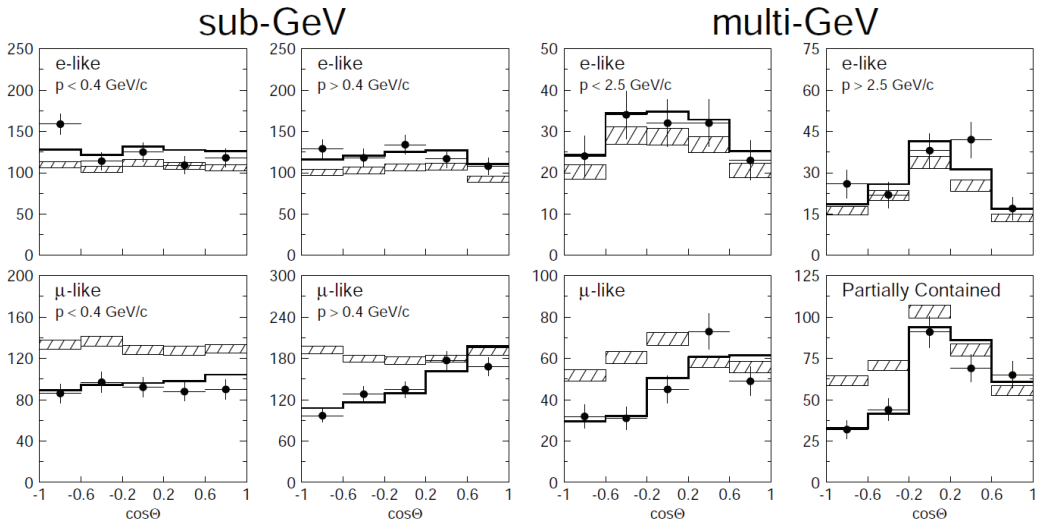


FIGURE 1.15 – *Distribution des événements μ et e, sub-GeV et multi-GeV en fonction de l'angle zénithal : les particules montantes ont un* $\cos\Theta < 0$ *et les descendantes ont un* $\cos\Theta > 0$. *La région hachurée représente les résultats attendus par la simulation Monte Carlo sans oscillation. La ligne noire représente le meilleur ajustement des données en considérant des oscillations* $\nu_\mu \to \nu_\tau$.

Une des caractéristiques principales de Super-Kamiokande est sa mesure, en considérant des interactions quasi-élastiques, de l'angle d'incidence des neutrinos (*cf.* 1.4.2). On peut donc étudier le rapport R (rapport entre les prédictions du SSM et l'observation) en fonction de la distance parcourue par les neutrinos avant leur interaction. En prenant en compte toutes les directions d'incidence, en 1998, les mesures sont [29] :

$$R_{sub-GeV} = 0.63 \pm 0.03 \text{ (stat.)} \ \pm 0.05 \text{ (sys.)} \tag{1.64}$$

$$R_{multi-GeV} = 0.65 \pm 0.05 \text{ (stat.)} \ \pm 0.08 \text{ (sys.)} \tag{1.65}$$

Ce rapport est inférieur à 1. Super-Kamiodande a donc proposé une analyse basée sur le nombre d'événements de types μ et e attendus et observés en considérant ou non les oscillations [29] (*cf.* FIGURE 1.15). Une deuxième analyse est produite en observant les fluctuations du rapport du nombre des événements observés et attendus en fonction de L/E_ν qui intervient dans la probabilité d'oscillation des neutrinos. Ces analyses montrèrent un déficit d'événement de type μ venant des antipodes pouvant être expliqué par des oscillations $\nu_\mu \to \nu_\tau$ dans le secteur atmosphérique, aucun excès n'est observé dans le flux de ν_e. La conclusion la plus évidente est que les ν_μ ont oscillé en une saveur autre que ν_e, *ie* en ν_τ. Une autre possibilité serait l'oscillation en neutrinos non détectables et donc jamais observés, les neutrinos stériles (ν_s). Ce point est discuté dans le prochain paragraphe.

La statistique de Super-Kamiokande est suffisante pour observer l'oscillation des ν_μ vers une autre saveur. C'est la première preuve de l'oscillation des neutrinos. Son analyse

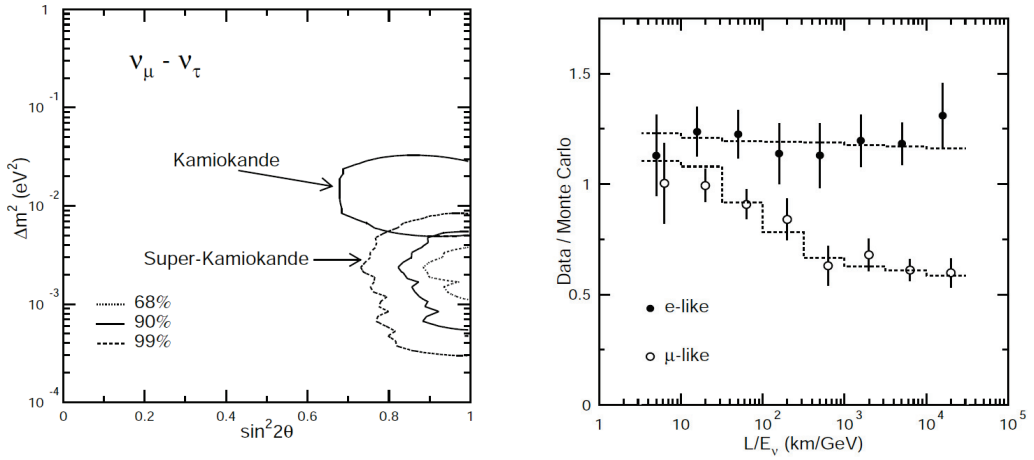


FIGURE 1.16 – *A gauche : limites sur les paramètres d'oscillation* Δm^2_{23} *et* $\sin^2 2\theta_{23}$ *pour Kamiokande et Super-Kamiokande.*
A droite : rapport entre le nombre d'événements observés et attendus par la simulation Monte Carlo, pour les événements complètement contenus, en fonction de $\frac{L}{E_\nu}$*. La ligne en pointillés représente les valeurs attendues pour une oscillation* $\nu_\mu \to \nu_\tau$*.*

permet aussi de donner des premières valeurs aux paramètres d'oscillation dans ce secteur, Δm^2_{23} et θ_{23} (*cf.* FIGURE 1.16). Le meilleur ajustement est obtenu pour :

$$\Delta m^2_{23} = 2.2 \times 10^{-3}\ eV^2 \tag{1.66}$$
$$\sin^2 2\theta_{23} = 1.0 \tag{1.67}$$

Les scénarios d'oscillation des ν_μ atmosphériques

Les données de Super-Kamiokande montrent un déficit d'événements de type μ sans excès significatif d'événements de type e. Ce résultat permet de conclure que les neutrinos ν_μ oscillent majoritairement vers une autre saveur. L'approche la plus logique est de penser qu'il oscille en ν_τ, la troisième saveur de neutrinos légers actifs. Cependant, des théories basées sur la présence d'autres neutrinos légers, dits «stériles» (*ie* qui n'interagissent pas avec la matière) existent.

Dans un premier temps, Super-Kamiokande ne pouvait pas favoriser un scénario par rapport à l'autre [48]. En 2000 et 2001 [49, 50], une analyse incluant l'observation de deux effets distincts a permis de réduire fortement ces incertitudes, favorisant largement le scénario $\nu_\mu \to \nu_\tau$ dans le secteur atmosphérique.
Le premier effet discriminant est l'effet de la matière sur les oscillations. En effet, les ν_μ et les ν_τ interagissant de la même manière dans la matière (*cf.* . 1.5.5), la probabilité d'oscillation ne sera donc pas affecté. Par contre, un ν_s n'interagira jamais dans la matière, même par courant neutre. Un potentiel apparait donc dans l'équation d'oscillation (*cf.* 1.5.5) qui va cette fois-ci dépendre de N_n, la densité de neutron dans la matière et non

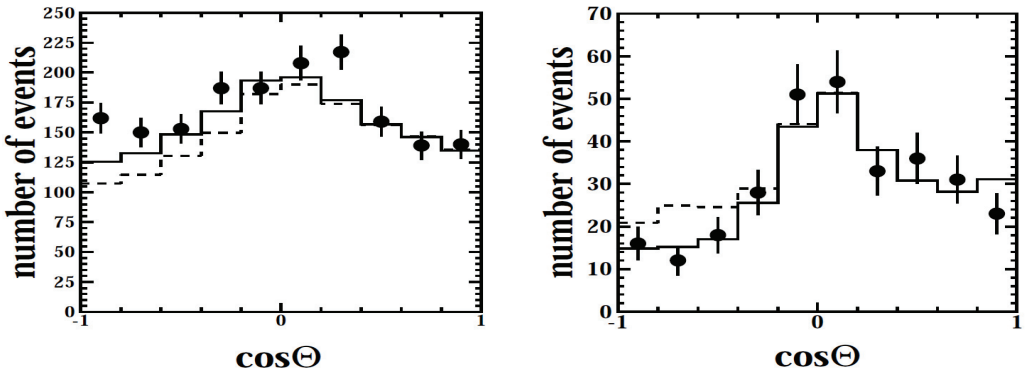


FIGURE 1.17 – *A gauche : distribution angulaire des événements «courant neutre». Les points représentent les données, la ligne pleine le résultat de l'ajustement en considérant les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et la ligne en pointillé correspond à l'hypothèse des neutrinos stériles.*
A droite : distribution angulaire des événements de haute énergie (partiellement contenu), la légende est identique à la celle de la distribution de gauche.

plus de N_e, la densité d'électron. Le terme A prend donc la forme :

$$A = \pm \frac{\sqrt{2}E}{G_F N_n} \tag{1.68}$$

En considérant la densité de la matière dans la Terre, $\frac{A}{\Delta m^2}$ est de l'ordre de l'unité pour $E = 5GeV \times \frac{\Delta m^2}{10^{-3}eV^2}$. La valeur de Δm^2 utilisée lors de cette étude était de 3×10^{-3} eV^2. Cette approche nous permet donc de conclure que pour une énergie supérieure à 15 GeV , les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ disparaissent. Pour ce type d'événement, une symétrie autour de l'axe zénithal devrait donc apparaitre car la densité de rayons cosmiques arrivant sur terre, donc de neutrinos atmosphériques, est en première approximation isotrope. Les résultats de cette étude n'observe pas cette symétrie, les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ décrivent mieux la distribution obtenue (*cf.* FIGURE 1.17, à droite).
Le second critère discriminant vient de l'étude des interactions de courant neutre (NC, «Neutral Current»). En effet, ces dernières apportent une sensibilité identique aux ν_μ et aux ν_τ alors que les ν_s n'interagiront jamais. Le rapport entre les événements de courant neutre descendant sur les événements de courant neutre montant devrait être égal à 1 en cas d'oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ tandis qu'il devrait décroitre avec la distance parcourue par le neutrino en cas d'oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$. Des critères de sélection permettent de garantir des incertitudes inférieures à 3% sur ces rapports. Pour cette analyse, les résultats obtenus sont encore en défaveur des neutrinos stériles (*cf.* FIGURE 1.17, à gauche).
Le scénario des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ est donc rejeté par ces analyses à 99% de niveau de confiance. Cependant un scénario proposant une oscillation vers un mélange de ν_τ et de ν_s jusqu'à 25% n'est pas rejeté. Néanmoins, la confirmation directe de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ n'a pas été apportée et la seule possibilité pour résoudre cette problématique est l'observation directe des ν_τ. Une telle expérience est nommée expérience d'apparition et

c'est dans ce cadre que s'inscrit OPERA(*cf.* Chapitre 3).

Une autre confirmation des oscillations : l'expérience K2K

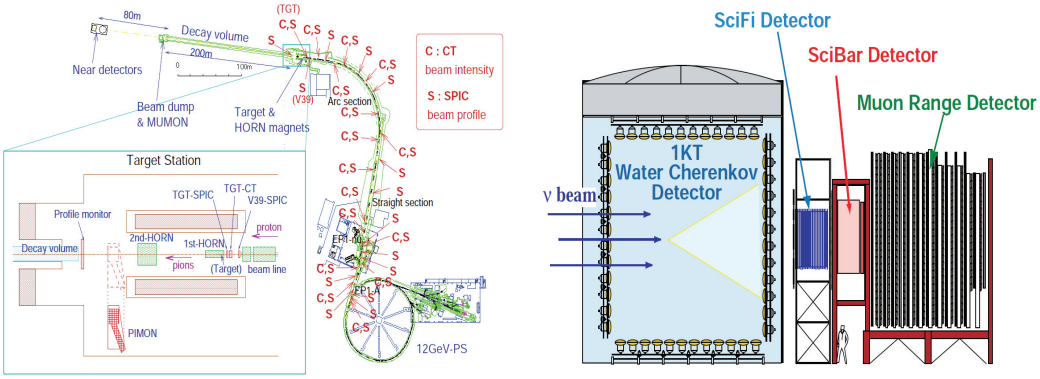


FIGURE 1.18 – *L'expérience K2K : schéma du faisceau (à gauche) et du détecteur proche de K2K (à droite)*

Après les premiers résultats de l'expérience Super-Kamiokande, une vérification était nécessaire. Le meilleur moyen d'y parvenir est de contrôler le flux de neutrinos incidents pour ne plus être dépendant des incertitudes liées à la méconnaissance du flux «naturel». Un faisceau de neutrinos a donc été mis au point entre un centre de recherche japonais, KEK, et la mine de Kamioka où se trouve le détecteur Super-Kamiokande. Cette expérience se nomme K2K («KEK to Kamioka», *cf.* FIGURE 1.18) [51].

Le faisceau est produit grâce au synchrotron de KEK qui accélèrent des protons jusqu'à 12 GeV. Ces derniers sont dirigés sur une cible en aluminium produisant des pions π^+ qui sont ensuite focalisés grâce à des cornes magnétiques et se désintègrent suivant $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, créant ainsi des neutrinos ν_μ. L'énergie moyenne des neutrinos est 1.3 GeV et le faisceau est aligné dans la direction du détecteur Super-Kamiokande situé à 250 km. Le rapport $\frac{L}{E}$ des neutrinos ainsi produit et de l'ordre de celui du secteur atmosphérique. Le faisceau est quasiment pur en ν_μ (98.2%) avec une faible proportion de ν_e (1.3%) et de $\bar{\nu}_\mu$ (0.5%).
Les caractéristiques du faisceau sont mesurées par une série de détecteurs proches situées 300 m après la cible, dont un détecteur Cherenkov ayant des caractéristiques proches de Super-Kamiokande. Ils permettent d'avoir accès au spectre d'énergie et au flux de neutrinos émis. En comparant ces données à celles mesurées par Super-Kamiokande, l'effet de l'oscillation des neutrinos peut être testé. Si le déficit de neutrino est dû aux oscillation, alors K2K doit observer une «disparition» de ν_μ. En effet, en raison de leur énergie inférieure à 3.4 GeV , les ν_τ hypothétiquement créés ne peuvent pas interagir dans Super-Kamiokande par courant chargé.

La prise de données de K2K a duré de 1999 à 2004 et le résultat observé est un déficit d'événements de type μ au niveau de Super-Kamiokande. De plus, une dépendance en

énergie apparait aussi, comme prédit par le modèle des oscillations [52]. Une méthode de maximum de vraisemblance combinée entre le spectre en énergie et le flux observé exclut l'hypothèse de non-oscillation à 4σ. Le meilleur ajustement est en accord avec l'observation des neutrinos atmosphériques par Super-Kamiokande (*cf.* FIGURE 1.19) :

$$\Delta m^2_{23} = 2.8 \times 10^{-3}\ eV^2 \tag{1.69}$$

$$\sin^2 2\theta_{23} = 1 \tag{1.70}$$

Enfin, une étude sur l'oscillation possible $\nu_\mu \to \nu_e$ a été menée, mais aucun événement de

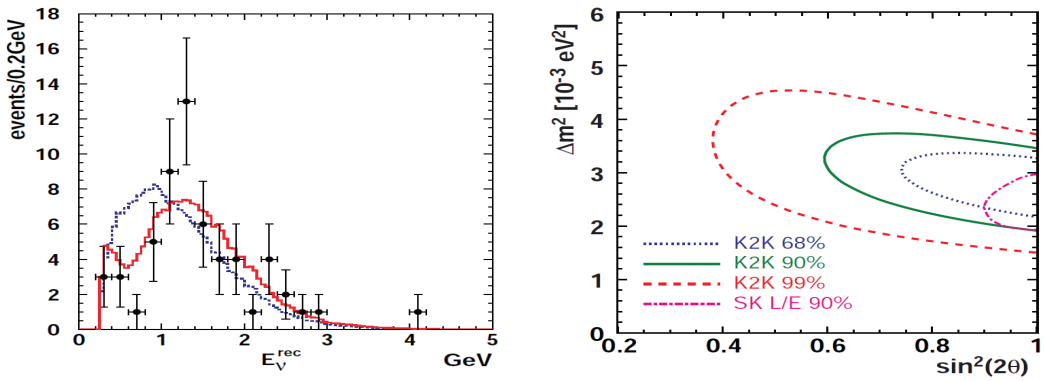


FIGURE 1.19 – *A gauche : distribution des énergies observées dans le détecteur Super-Kamiokande. La ligne bleue correspond aux prédictions de la simulation pour un modèle sans oscillation, la ligne rouge pour un modèle avec oscillation $\nu_\mu \to \nu_\tau$.*
A droite : limite d'exclusion dans le plan $(\sin^2 2\theta_{23}, \Delta m^2_{23})$ *obtenue à partir des résultats de K2K et de Super-Kamiokande [53]*

type e n'a été détecté. En effet, en raison du flux important de ν_e atmosphériques, et de sa méconnaissance, les expériences observant le flux «naturel», ne sont pas sensibles à une éventuelle faible proportion de ν_μ ayant oscillé en ν_e. Cette probabilité d'oscillation fait intervenir l'angle de mélange θ_{13} qui d'après les observations, est de l'ordre de quelques degrés (*cf.* 1.6.2)

1.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu que le formalisme du Modèle Standard n'est pas suffisant pour expliquer les propriétés des neutrinos. L'observation des oscillations de neutrinos implique que ces derniers n'ont pas une masse nulle. Plusieurs mécanismes sont capables d'expliquer la génération d'une masse pour le neutrino et les observations actuelles ne permettent pas de favoriser l'un ou l'autre.
Cependant, la différenciation des cas de Majorana et de Dirac n'est pas la seule inconnue dans le problème des neutrinos. Les ordres de grandeurs des paramètres d'oscillation (θ_{ij}, Δm^2_{ij}) dans les trois domaines présentés (solaire, atmosphérique et réacteur) sont connus, mais θ_{13} n'est contraint que par une limite supérieure. La valeur de δ_{CP}, la hiérarchie

des masses (normale ou inversée), et évidemment les masses des neutrinos sont des problèmes toujours ouverts. Un grand nombre d'expériences ont essayé, et essayent toujours, d'améliorer notre connaissance sur le neutrino. Nous verrons dans le chapitre suivant les résultats expérimentaux qui contraignent l'ensemble de ces variables.

Chapitre 2

Statut actuel de la recherche et perspectives

Sommaire

2.1 Derniers résultats dans le secteur solaire 35
2.1.1 Borexino 35
2.1.2 Combinaison des résultats 36
2.2 MINOS : mesure précise des paramètres atmosphériques 38
2.2.1 Le faisceau NuMI 38
2.2.2 Les détecteurs proche et lointain 39
2.2.3 Résultats 39
2.3 Un domaine mixte : θ_{13} et δ_{CP} 40
2.3.1 Vu par des expériences sur réacteur 41
2.3.2 Vu par des expériences sur faisceau de neutrinos 42
2.4 Les outils du futur 48
2.4.1 Les super-faisceaux 48
2.4.2 Les faisceaux β 49
2.4.3 L'usine à neutrinos 49
2.4.4 Sensibilité attendue 53

Après les résultats concluant à l'existence des oscillations des neutrinos, de nouvelles expériences ont été mises en place dans le but d'améliorer d'une part la précision sur la mesure des paramètres d'oscillation et d'autre part la sensibilité aux paramètres encore inconnus comme l'angle de mélange θ_{13} et la phase δ_{CP}.
Dans ce chapitre seront présentées, dans un premier temps, les dernières limites sur les paramètres solaires et atmosphériques. Ensuite, une description des expériences ayant contraint l'angle de mélange θ_{13} et des expériences en cours à la recherche de la phase δ_{CP} sera faite. Avant d'aborder les projets futurs et les perspectives dans la dernière partie, des outils en marge de la recherche sur les oscillations seront décrits : les télescopes à neutrinos.

2.1 Derniers résultats dans le secteur solaire

2.1.1 Borexino

Le détecteur Borexino, situé dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso, détecte les neutrinos exclusivement par l'observation de l'électron de recul issu de la diffusion élastique

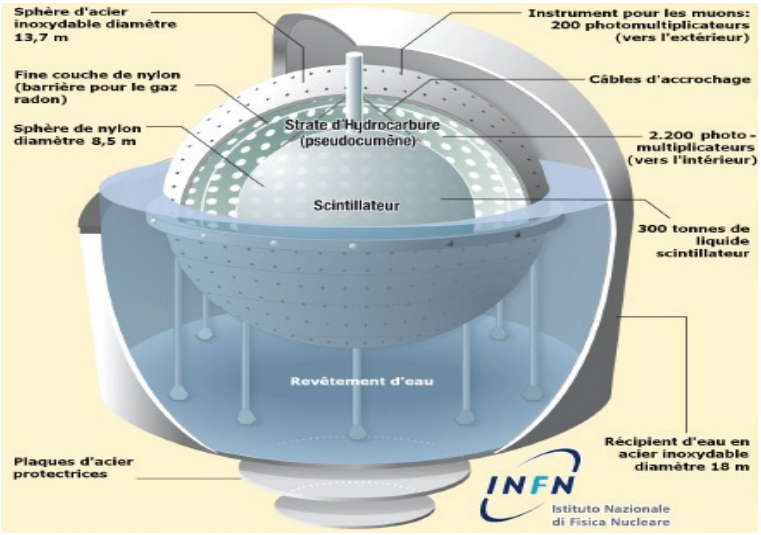


FIGURE 2.1 – *Le détecteur Borexino*

dans du scintillateur liquide ($\nu_\alpha + e^- \rightarrow \nu_\alpha + e^-$). La partie active de la cible contient 278 tonnes de pseudocumène que regardent plus de 2200 photomultiplicateurs. L'ensemble est entouré d'eau purifiée servant de VETO à muons grâce à des photomultiplicateurs orientés vers l'extérieur (*cf.* FIGURE 2.1). La pureté des composants liquides et des études approfondies du bruit de fond à faible énergie [54] permettent d'avoir un seuil de détection très bas de l'ordre de 250 KeV. Celà permet de détecter les neutrinos provenant du ^7Be [55] qui, grace à leur abondance, permettent de mener des études sur les variations temporelles, saisonnières ou diurnes, et de contraindre ainsi un peu plus le modèle standard du soleil. Les derniers résultats produis par la collaboration rejettent l'hypothèse de non-oscillation à 4 sigma :

$$N_{obs}^{^7Be} = 49 \pm 3(\text{stat}) \pm 4(\text{syst}) \text{ événements}/(\text{jour * 100 tonnes}) \tag{2.1}$$

Borexino mène aussi des études sur les «géoneutrinos» [56] (neutrinos produits par la désintégration des éléments radioactifs à l'intérieur de la Terre) et sur les neutrinos provenant des réacteurs. Le flux mesuré de géoneutrinos est $3.9^{+1.6}_{-1.3}$ evts/(jour * 100 tonnes), soit une observation à 99.997% de niveau de confiance. La mesure des anti-neutrinos provenant des réacteurs rejète l'hypothèse de non-oscillation à 99.60% de niveau de confiance. La combinaison de ces deux résultats permet de rejeter l'hypothèse d'un géo-réacteur au centre de la Terre d'une puissance supérieure à 3 TW à 95% de niveau de confiance.

2.1.2 Combinaison des résultats

Les derniers résultats de l'analyse des paramètres d'oscillation des neutrinos solaires combinent les données de la majorité des expériences sur les neutrinos solaires (SNO, Chlorine, SAGE, Gallex-GNO, Borexino et Super-Kamiokande) ainsi que ceux de KamLAND

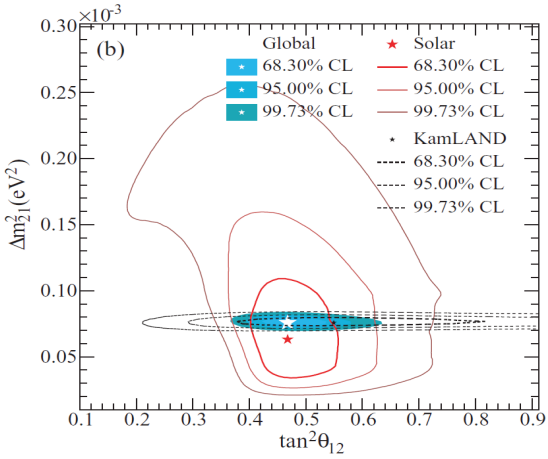


FIGURE 2.2 – *Meilleur ajustement actuel des données dans le plan des paramètres solaires utilisant les données des expériences sur les neutrinos solaires et les résultats de KamLAND.*

sur les anti-neutrinos provenant de réacteurs (*cf.* FIGURE 2.2). Le meilleur ajustement des données, dans le cas d'une analyse à 2 saveurs est [57] :

$$\theta_{12} = 34.06^{+1.16}_{-0.84} \text{ degrés} \tag{2.2}$$

$$\Delta m^2_{21} = 7.59^{+0.20}_{-0.21} \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \tag{2.3}$$

Un ajustement considérant les trois saveurs de neutrinos permet aussi de contraindre

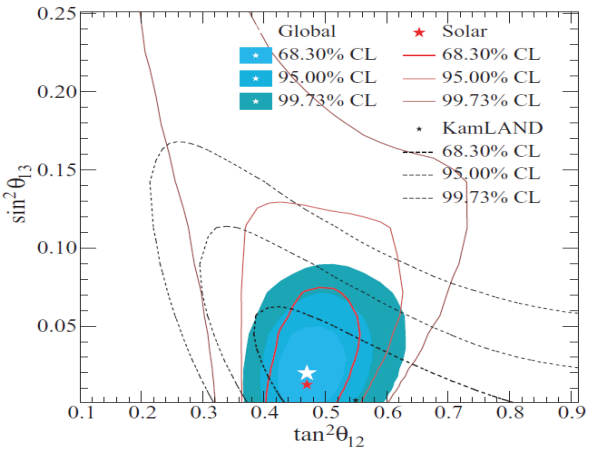


FIGURE 2.3 – *Meilleur ajustement actuel des données dans le plan* ($\tan^2\theta_{12}$, $\sin^2\theta_{13}$) *par KamLAND et les expériences sur les neutrinos solaires. La solution* $\sin^2\theta_{13}$ *n'est pas exlue.*

l'angle de mélange θ_{13}. Le meilleur ajustement de ce paramètre est obtenu par (*cf.* FIGURE 2.3) :

$$\sin^2\theta_{13} = 2.00^{+2.09}_{-1.63} \times 10^{-2} \tag{2.4}$$

Ce résultat permet d'obtenir une limite supérieure sur $\sin^2\theta_{13}$:

$$\sin^2\theta_{13} < 0.057 \quad 95\% \text{ C.L.} \tag{2.5}$$

2.2 MINOS : mesure précise des paramètres atmosphériques

MINOS («Main Injector Neutrino Oscillation Search») est une expérience sur faisceau construite pour obtenir une mesure précise des paramètres d'oscillation dans le secteur atmosphérique.

2.2.1 Le faisceau NuMI

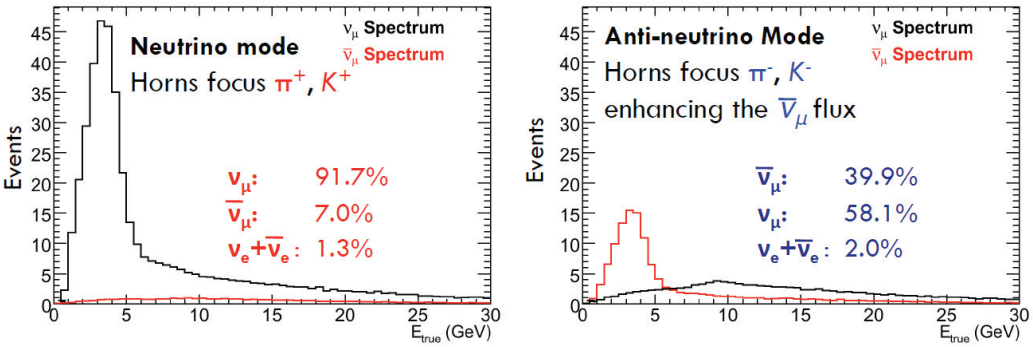


FIGURE 2.4 – *Composition du faisceau Numi en mode neutrino et anti-neutrino.*

Le faisceau NuMI [58], produit au FermiLab, est utilisé pour cette expérience. Son principe est proche de celui utilisé pour l'expérience K2K. Des protons de 120 GeV frappent une cible de carbone produisant ainsi des pions et des kaons chargés qui sont ensuite focalisés par deux cornes électromagnétiques vers un tunnel de désintégration de 675 m. Une des caractéristiques principales de cette ligne de faisceau est sa capacité à pouvoir modifier la polarisation des cornes, ce qui permet, au choix, une focalisation des π^+, K^+ ou π^-, K^-. Ensuite la désintégration de ces particules donnera majoritairement selon la sélection :

$$\pi^+,\ K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \tag{2.6}$$

$$\pi^-,\ K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \tag{2.7}$$

NuMI est donc, selon la polarisation des cornes, un faisceau de neutrinos ou un faisceau d'anti-neutrinos. De plus, il permet aussi l'émission de spectres d'énergie différents en modifiant la position des cornes par rapport à la cible. L'utilisation de ces différentes configurations permet de vérifier la modélisation du faisceau et aide à réduire les erreurs systématiques. Lorsque les pions et kaons positifs sont sélectionnés et en configuration «faible énergie», le faisceau contient 92.9% de ν_μ, 5.8% de $\bar{\nu}_\mu$, 1.2% de ν_e et 0.1% de $\bar{\nu}_e$. Son énergie moyenne est de 3.5 GeV (*cf.* . FIGURE 2.4).

2.2.2 Les détecteurs proche et lointain

MINOS est une expérience de disparition. Elle va donc comparer le flux de neutrinos observé avant oscillations par un détecteur proche à celui d'un détecteur lointain, après oscillations. Ces deux détecteurs ont une technologie identique pour réduire les incertitudes dues à la technique de détection. Ce sont des calorimètres magnétisés en acier, instrumentalisés avec des barreaux de scintillateur. Le détecteur proche, d'une masse de 0.98 kilotonnes, se situe à 1 *km* de la cible. Le détecteur lointain, d'une masse de 5.4 kilotonnes, est placé dans l'ancienne mine de Soudan 735 *km* plus loin [59].
Ces détecteurs ont été construits pour permettre l'identification des muons produits par l'interaction des ν_μ dans le fer par courant chargé. Le champ magnétique qui les entoure permet d'avoir accès à la charge du muon émis donc d'identifier neutrinos et anti-neutrinos. L'énergie est calculée grâce aux techniques standards de calorimétrie via le dépôt d'énergie $\frac{dE}{dx}$. L'énergie des neutrinos est en-dessous du seuil de production des τ, les ν_τ ne sont donc pas observables.
La discrimination des particules et anti-particules grâce à la mesure de la charge va permettre de tester l'hypothèse de la violation de la symétrie CPT. S'il y a brisure de symétrie, les paramètres d'oscillation des ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ doivent être différents. Le calorimètre est suffisamment précis pour observer aussi les gerbes électromagnétiques permettant de tester l'hypothèse de disparition des ν_μ vers un état stérile par l'identification des interactions de courant neutre ou d'être sensible à d'éventuelles oscillations $\nu_\mu \to \nu_e$. Cette dernière analyse, dépendant de θ_{13}, est présentée dans la partie suivante.

2.2.3 Résultats

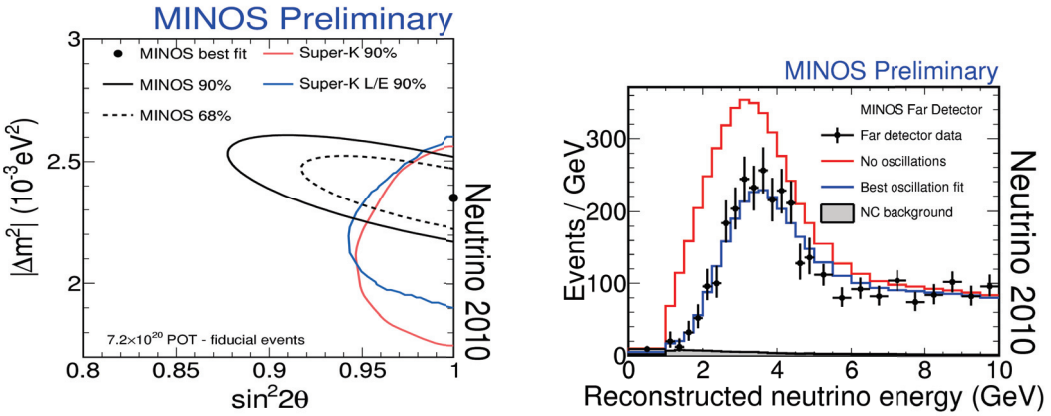


FIGURE 2.5 – *A gauche : contours d'exclusion dans le plan* $(\Delta m^2_{23}, \sin^2 2\theta_{23})$ *pour les expériences MINOS et Super-Kamiokande.*
A droite : spectre d'énergie observé dans le détecteur lointain de MINOS. La ligne rouge représente l'hypothèse sans oscillation, la ligne bleue le meilleur ajustement en considérant des oscillations $\nu_\mu \to \nu_\tau$. *Les points sont les données obtenues.*

La prise de données de MINOS a commencé en mai 2005 et a observé les oscillations neutrinos dans le faisceau NuMI en mode neutrino jusqu'à juin 2009 (correspondant à 7×10^{20} protons dans la cible, «pot» de l'anglais «proton on target»). Ensuite, entre septembre 2009 et mai 2010 faisceau est passé en mode anti-neutrino (1.8×10^{20} pot) et tourne depuis en mode neutrino. Les derniers résultats présentés par MINOS sont préliminaires et prennent en compte la statistique depuis le début de la prise de données jusqu'à mai 2010.

L'analyse de MINOS est une analyse «aveugle» («blind analysis»). Dans un premier temps, une petite partie des données est extraite pour développer les algorithmes et les coupures qui produiront les résultats physiques. Ensuite une analyse poussée est faite entre ces données et la simulation Monte Carlo permettant de s'assurer que tous les détails du détecteur sont bien modélisés et les paramètres des distributions bien compris. Une fois toutes ces étapes franchies, les incertitudes, les erreurs systématiques et la sensibilité attendue sont calculées. Ensuite, les queues de distribution sont révélées et comparées au modèle attendu. Enfin, toutes les données sont regardées pour produire l'analyse finale. Cette méthode permet de s'assurer que l'analyse ne converge pas par inadvertance sur une fluctuation des données et ne biaise pas le résultat final ou sa significance [60].

Les derniers résultats obtenus par MINOS ont été présentés de façon préliminaire à la conférence «Neutrino 2010» d'Athènes (*cf.* . FIGURE 2.5) :

$$\Delta m^2_{23} = 2.35^{+0.11}_{-0.08} \times 10^{-3}\ eV^2 \tag{2.8}$$

$$\sin^2 2\theta_{23} > 0.91\ (90\%\ \text{C.L.}) \tag{2.9}$$

Un autre résultat présenté concerne la probabilité d'oscillation $\nu_\mu \to \nu_s$ basé sur l'étude des interactions de courant neutre [61]. Il est présenté sous la forme d'une limite supérieure sur la quantité de ν_μ pouvant osciller en ν_s à 90% de niveau de confiance. Il dépend aussi d'une éventuelle oscillation $\nu_\mu \to \nu_e$. Cette quantité est inférieure à 22% des ν_μ ayant oscillé et passe à 40% en considérant une oscillation $\nu_\mu \to \nu_e$.

2.3 Un domaine mixte : θ_{13} et δ_{CP}

Les paramètres d'oscillation solaires et atmosphériques sont de mieux en mieux connus au fil des années et des expériences. Cependant, les paramètres du secteur «réacteur»ne sont pas encore mesurés. Seul Δm^2_{13} est connu et il est de l'ordre de Δm^2_{23} quelque soit la hiérarchie de masse considérée (*cf.* . 1.5.5) car Δm^2_{12} est 2 ordres de grandeur plus petit que Δm^2_{23}. Les deux autres paramètres sont θ_{13} et δ_{CP}. Le premier a été contraint pendant des années par une limite supérieure, la limite de CHOOZ , qui vient d'être améliorée cette année par l'expérience MINOS. Aucune expérience actuelle n'a la sensibilité nécessaire pour observer la phase de Dirac, δ_{CP}.

2.3.1 Vu par des expériences sur réacteur

Ces expériences utilisent les neutrinos émis par les centrales nucléaires et observent la probabilité de non-oscillation $\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_e$:

$$\begin{aligned} P(\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(1.27 \Delta m^2_{13} \frac{L}{E}\right) \\ - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(1.27 \Delta m^2_{21} \frac{L}{E}\right) \end{aligned} \tag{2.10}$$

Le premier terme, proportionnel à $\sin^2 2\theta_{13}$ et dépendant du Δm^2 le plus grand, domine si L est faible. Le deuxième terme est observable aux énergies des neutrinos émis par les réacteurs pour une distance L supérieure à 200 *km*. Par exemple, KamLAND a réussi à utiliser ce terme pour aider à la résolution du problème des neutrinos solaires.

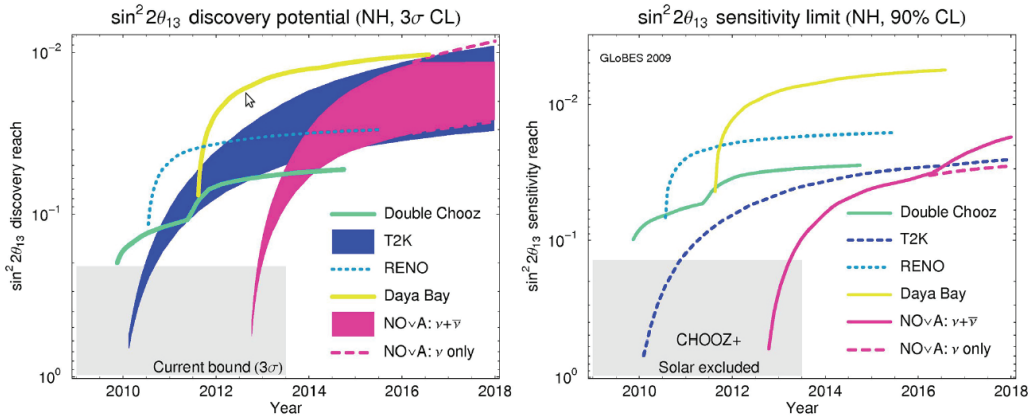


FIGURE 2.6 – *Potentiel de découverte et sensibilité attendues pour les expériences sur réacteur et sur faisceau jusqu'en* 2018

Les expériences sur réacteur peu éloignées de la source d'émission ne sont pas sensibles à la violation de symétrie CP (qui n'est observable que pour une expérience d'apparition et non de disparition) ni à la hiérarchie de masse ou à l'effet MSW qui est négligeable avec le rapport $\frac{L}{E}$ considéré. Une expérience de ce type avec une grande statistique et des erreurs systématiques faibles pourrait ainsi améliorer notre connaissance de θ_{13} de manière significative. Pour améliorer la sensibilité à ce paramètre l'outil idéal serait donc une expérience proche d'un réacteur puissant (de l'ordre du gigawatt) et utilisant un détecteur proche et un détecteur lointain, à 1 ou 2 *km* pour supprimer les erreurs systématiques. De plus, ce type d'expérience présente l'avantage non négligeable d'avoir un coût très faible, leur technique de détection étant relativement simple et la source de neutrino déjà présente.

C'est dans cet esprit que plusieurs expériences sont en cours de construction ou d'acquisition comme Daya Bay en Chine et Double CHOOZ en France, sur l'ancien site de CHOOZ. Les premiers résultats sont attendus pour 2011 ou 2012. Ces expériences seront

complémentaires d'autres expériences observant les mêmes paramètres mais aussi la phase δ_{CP} et la hiérarchie de masse : les expériences sur faisceau de neutrinos (*cf.* FIGURE 2.6).

2.3.2 Vu par des expériences sur faisceau de neutrinos

Ces expériences utilisent des faisceaux de neutrinos quasi-pur en ν_μ avec lesquels ils observent les paramètres d'oscillation $\nu_\mu \to \nu_e$:

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \to \nu_e) \approx & \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \left(R_{31}^{\frac{L}{E}} \right) \\ & + \sin^2 2\theta_{12} \cos^2 \theta_{23} \sin^2 \left(R_{21}^{\frac{L}{E}} \right) \\ & + \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{12} \sin \left(R_{31}^{\frac{L}{E}} \right) \sin \left(R_{21}^{\frac{L}{E}} \right) \sin \left(R_{32}^{\frac{L}{E}} \pm \delta_{CP} \right) \end{aligned} \tag{2.11}$$

avec $R_{ij}^{\frac{L}{E}} = 1.27 \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{E}$. Cette probabilité fait apparaitre les paramètres solaires et atmosphériques, l'angle de mélange θ_{13} et la phase de Dirac δ_{CP}. La présence d'un cosinus les rend dépendantes du signe de Δm_{32}^2 (donc de la hiérarchie des masses) et de la valeur et du signe de δ_{CP}.

MINOS : des résultats prometteurs

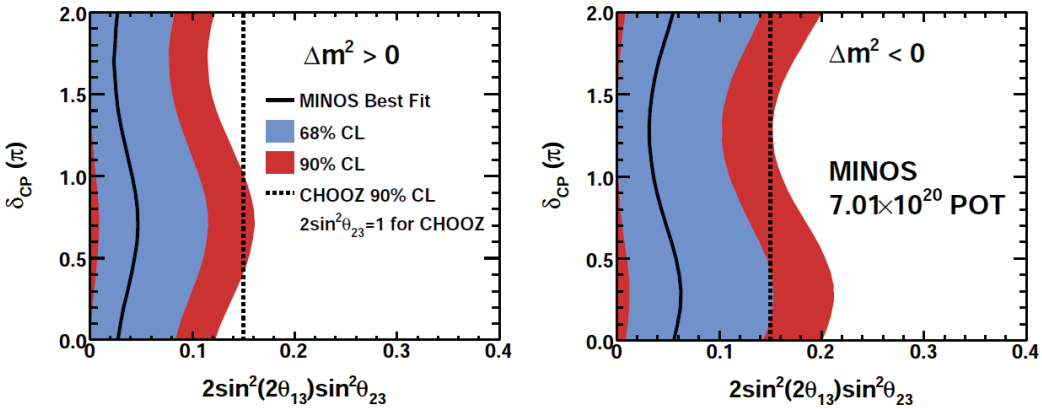


FIGURE 2.7 – *Premiers résultats de MINOS : limite d'exclusion de MINOS sur la valeur de* $2sin^2(2\theta_{13}) \sin^2 \theta_{23}$ *en fonction de la phase de Dirac* δ_{CP}*, à gauche pour une hiérarchie de masse normale, à droite pour une hiérarchie de masse inversée.*

MINOS (*cf.* 2.2) a aussi produit une analyse sur la probabilité d'apparition de ν_e dans le faisceau NuMI, pur à 98.7% en ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ [62].
Les différents modes de fonctionnement du faisceau NuMI permettent une bonne estimation du bruit de fond attendu. Trois sources de bruit de fond sont observées. La partie dominante vient des interactions de courant neutre et des interactions de ν_μ par courant

chargé à faible énergie, en particulier s'il y a production d'un π^0. La seconde partie, irréductible, vient de la composante ν_e et $\bar{\nu}_e$ (1.3%) du faisceau. Enfin une partie minoritaire vient de sources cosmologiques et des oscillations $\nu_\mu \to \nu_\tau$. Des coupures sur l'angle d'incidence, l'énergie reconstruite et le nombre de plans touchés ainsi qu'une sélection des événements «en temps» avec le faisceau permettent une première réduction du bruit de fond. Un réseau de neurones (ANN, «Artificial Neural Network») est utilisé pour la sélection finale. Il utilise 11 variables caractérisant le dépôt d'énergie transverse et longitudinal dans le détecteur.
Le résultat de cette analyse est l'observation de 54 événements dans le détecteur lointain pour 49.1 ± 7.0 (stat.) ± 2.7 (syst.) attendu correspondant à un excès de 0.7σ. Les limites à 90% de niveau de confiance sur la valeur de $\sin^2 2\theta_{13}$ peuvent être déduite en considérant $\delta_{CP} = 0$, $\sin^2\theta_{23} = 1$ et $|\Delta m^2_{32}| = 2.43 \times 10^{-3}\ eV^2$:

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0.12 \text{ (hiérarchie normale)} \tag{2.12}$$

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0.20 \text{ (hiérarchie inversée)} \tag{2.13}$$

Les résultats sont aussi présentés en considérant une valeur de δ_{CP} non nulle et en fonction du produit des sinus intervenant dans la probabilité d'oscillation : $2\sin^2(2\theta_{13})\sin^2\theta_{23}$ (*cf.* FIGURE 2.7). MINOS obtient donc, 11 ans après, dans le cas d'une hiérarchie de masse normale, une limite plus faible que l'historique limite de CHOOZ.

Noνa

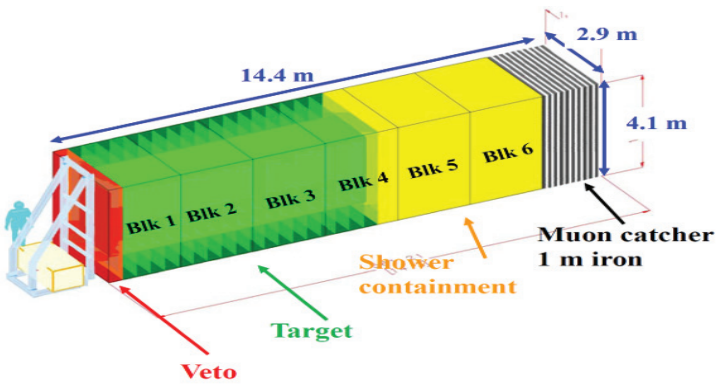


FIGURE 2.8 – *Schéma du détecteur proche de l'expérience Noνa : la cible contient du scintillateur liquide, ensuite vient une partie pour contenir l'énergie des gerbes produites et enfin un module permet observer les muons sortants.*

L'expérience NOνA [63] est en cours de construction aux États-Unis. Comme MINOS, elle utilise le faisceau NuMI du FermiLAB dont la puissance sera augmentée jusqu'à 700 kW. Cette expérience sera composée de deux détecteurs, un proche et un lointain situé à 810 *km* plus loin dans le Minnesota. La cible des détecteurs sera composée de barreaux remplis de scintillateur liquide dans lequel sera plongé une fibre optique à décalage d'indice. Cette dernière sera lue par une photodiode à avalanche (APD). Une partie placée derrière

la cible servira à contenir les gerbes et enfin un détecteur de muons est placé en bout du détecteur (*cf.* FIGURE 2.8). Vers fin 2011 le faisceau NuMi devrait être stoppé pour être modifié. Le détecteur lointain devrait être opérationnel courant 2013.

Une particularité de cette expérience est que le détecteur lointain sera en surface et placé «hors-axe» («off-axis») par rapport au faisceau. Cela permet d'obtenir un spectre d'énergie des neutrinos peu étalé (effet cinématique) et de plus faible énergie. Une autre expérience utilise une telle caractéristique : T2K.

T2K : une nouvelle utilisation de Super-Kamiokande

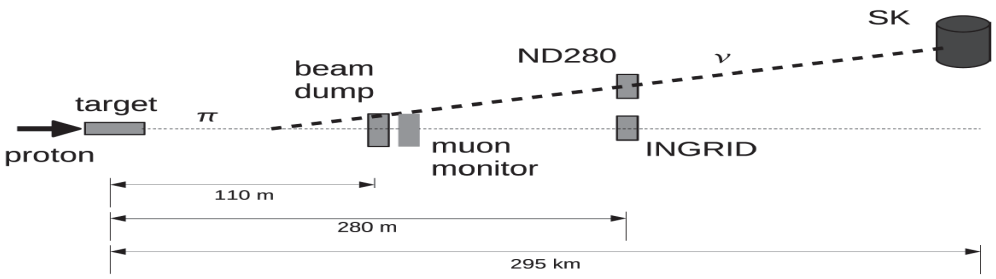


FIGURE 2.9 – *Ligne de faisceau de l'expérience T2K : les protons sont dirigés sur la cible produisant des pions et des kaons. Ces derniers, après focalisation, se désintègrent et créent les neutrinos. Les muons restants sont analysés par le détecteur MUMON. Deux détecteurs sont placés à* 280m *de la cible, le détecteur proche ND280 et dans l'axe du faisceau, le détecteur INGRID. Super-Kamiokande se situe à 295*km *«hors-axe».*

T2K («Tokai to Kamioka») [64] est une expérience utilisant un faisceau de neutrinos produit sur le site de J-PARC à Tokai. Son principe est le même que pour MINOS, une série de détecteurs proches permettent de connaitre les caractéristiques du faisceau lors de sa production et un détecteur lointain, Super-Kamiokande (*cf.* 1.4.2), observe le flux de neutrinos après un parcours de 295 *km*.
L'objectif principal de T2K est la mesure de l'angle de mélange θ_{13} par la détection de ν_e dans un faisceau quasi-pur en ν_μ. Cette probabilité d'apparence fait aussi intervenir les paramètres d'oscillations du secteur atmosphérique (Δm^2_{23} et $\sin^2 2\theta_{23}$). Une mesure indépendante de ces paramètres est possible via la probabilité de disparition de ν_μ obtenue par la comparaison des prédictions des détecteurs proches et des observations du détecteur Super-Kamiokande.

La ligne de faisceau de T2K - Le faisceau de neutrino est produit à J-PARC. Des protons de 30 *GeV* (puis de 50 *GeV* dans une seconde phase) sont envoyés sur une cible en carbone. Trois cornes magnétiques permettent la focalisation et la sélection des pions et des kaons chargés. Ces derniers se désintègrent ensuite dans un tunnel de 110 *m* contenant 1 atmosphère d'hélium permettant de réduire l'absorption des pions et la production de tritium. Les particules les moins énergétiques sont arrêtées à la fin du tunnel, celles qui

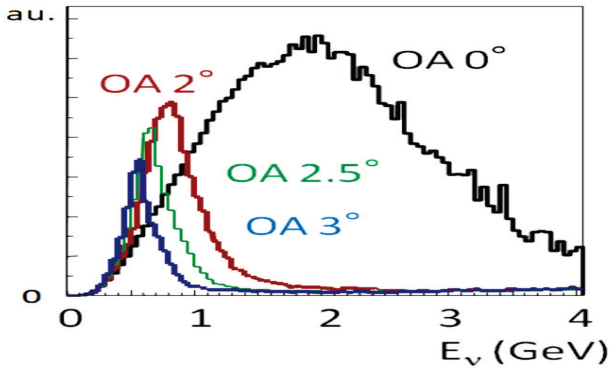


FIGURE 2.10 – *Profil d'énergie du faisceau de T2K en fonction de l'angle de décalage*

ont une énergie supérieure à 5 *GeV* traversent et permettent le monitorage du faisceau. La configuration du faisceau de T2K est, comme pour Noνa, «désaxée» (*cf.* FIGURE 2.10). En fonction de l'angle, une bande d'énergie est sélectionnée. L'orientation du faisceau, permettant des angles de 2° à 3° a été choisie pour être proche du premier maximum d'oscillation [65].
Les caractéristiques du faisceau sont connues grâce à deux séries de détecteurs proches. Le premier, MUMON («MUon MONitor»), placé à 110 *m*, détecte les muons de haute énergie grâce à des photodiodes en silicone et des chambres d'ionisation. Il permet d'avoir accès à la direction, au profil, à la structure en temps et à l'intensité. Le second, INGRID, placé à 280 *m*(*cf.* FIGURE 2.9) est composé de scintillateur plastique et mesure les mêmes caractéristiques mais par l'observation directe des neutrinos du faisceau.

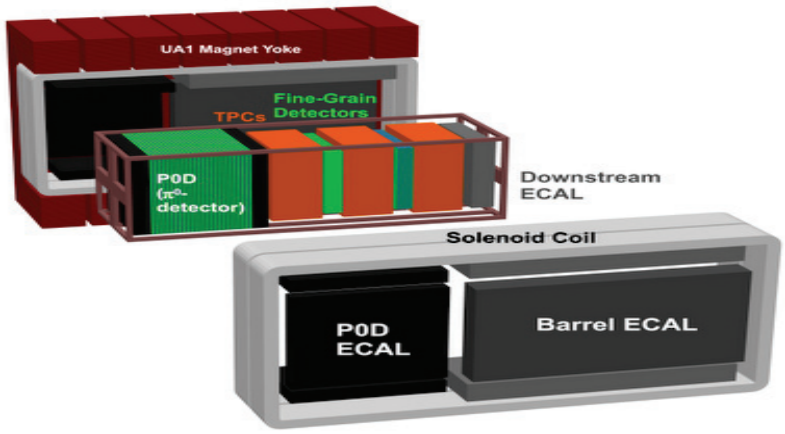


FIGURE 2.11 – *Vue schématique du détecteur proche ND280*

Le détecteur proche : ND280 - Le détecteur proche est placé «hors-axe» à 280 *m* de la cible. Il apporte des informations sur le flux et le spectre des neutrinos, la contamination

de ν_e (important pour la recherche de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$), et permet d'estimer le bruit de fond attendu à Super-Kamiokande via la mesure des sections efficaces des interactions. Il est constitué de quatre sous-détecteurs entourés d'un aimant :

- **Pizero detector (P0D) :** le bruit dominant pour la recherche des interactions de ν_e est la production de π^0 par interaction de courant neutre. Ce détecteur permet de mesurer la section efficace d'une telle production dans l'eau grâce à un système de réservoir intrumentés pouvant être remplis d'eau ou vides.
- **Le trajectographe :** un autre bruit de fond non-réductible pour la recherche des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ est la contamination du faisceau en ν_e. Cette partie de ND280 permet d'obtenir les flux respectifs de chaque composante du faisceau.
- **Le calorimètre électromagnétique :** Il entoure le trajectographe et permet de détecter les particules non-contenues améliorant ainsi la discrimination entre électrons, muons et π^0 et la résolution en énergie. Il sert aussi de VETO pour les interactions de neutrinos dans l'aimant.
- **Le détecteur latéral de muons :** La détection des muons à grand angle avec le faisceau est importante pour augmenter l'acceptance. Ce détecteur sert aussi de VETO pour les rayons cosmiques

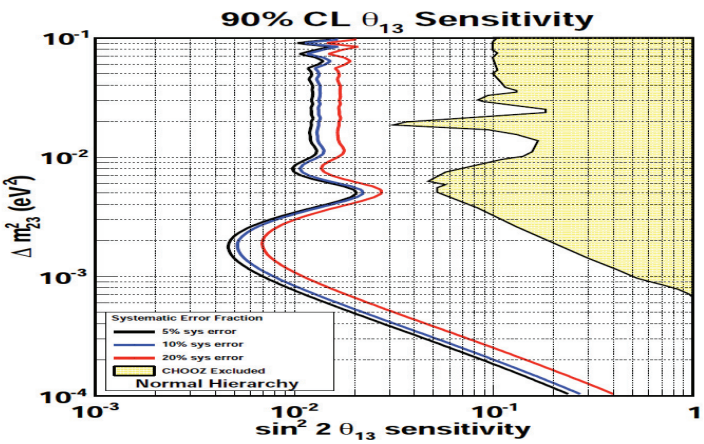


FIGURE 2.12 – *Sensibilité de l'expérience T2K à* $\sin^2 2\theta_{13}$ *en fonction de* Δm^2_{23}

Le statut actuel - La construction de T2K s'est terminée en mai 2009 et sa prise de données a commencé en Janvier 2010. 22 événements entièrement contenus ont déjà été observés dans Super-Kamiokande. En novembre 2010, le faisceau devrait atteindre sa puissance nominale. T2K devrait descendre la limite à 90% sur $\sin^2 2\theta_{13}$ à 0.08 et obtenir des mesures avec une précision de l'ordre de 10^{-4} eV sur Δm^2_{23} et de 1% sur $\sin^2 2\theta_{23}$ (*cf.* FIGURE 2.12).

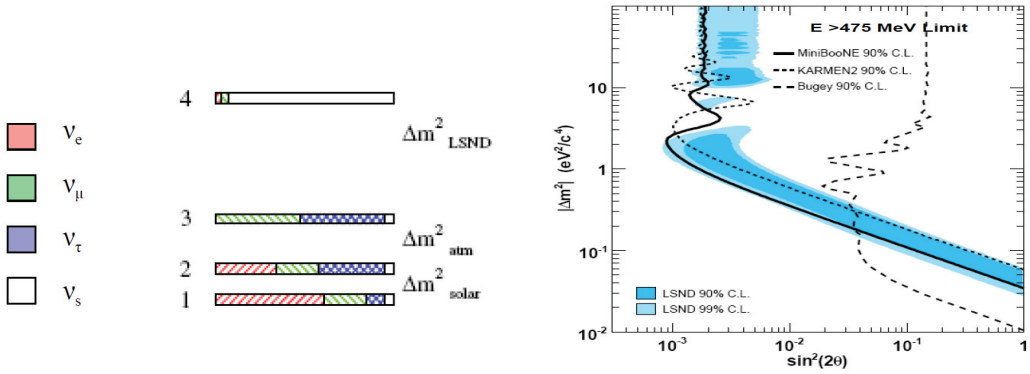


FIGURE 2.13 – *Résultats des expériences LSND, Karmen et MiniBoone. La zone des paramètres autorisée par LSND apparaît en bleu. Les zones exclues par Karmen, MiniBoone et Bugey ne sont pas en accord avec le résultat de LSND. Les résultats de LSND pourraient s'expliquer par l'existence d'un neutrino léger stérile (à droite).*

MiniBoone

Entre 1993 et 1997, *LSND*, une expérience sur faisceau de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$, observa un excés d'événements de ν_e et $\bar{\nu}_e$ dans ces données en contradiction avec les résultats obtenus par les expériences sur les neutrinos solaires et atmosphériques. Pour expliquer ce phénomène, un modèle à 3 neutrinos légers n'est pas suffisant. Il faut ajouter un nouveau neutrino, qui n'interagit pas avec la matière, dit neutrino «stérile» et donc une nouvelle différence de masse au carré de l'ordre de 1 eV^2. Entre 1997 et 2000, une autre expérience, *KARMEN*, tenta de reproduire cette observation sans succès : aucun excès ne fut observé.

L'expérience MiniBooNe [66] est la première étape du projet BooNe («Booster Neutrino Experiment») proposé en 1997 dans le but de confirmer ou d'infirmer les observations de LSND. Le détecteur est constitué d'une sphère de 12 m de diamètre contenant 800 tonnes d'huile minérale. Les neutrinos utilisés proviennent du faisceau NuMI produit au FermiLab. En fonction du mode de fonctionnement du faisceau, l'expérience pourra donc observer l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ou $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Le détecteur est placé «hors-axe» à 500 m de la cible. Le rapport L/E est identique à celui étudié par LSND mais l'énergie des neutrinos étant plus élevée, les erreurs systématiques et le bruit de fond sont différents. MiniBooNe recueille des données depuis 2002. Les premiers résultats, présentés en 2007, ne font apparaitre aucun excès avec le faisceau en mode «neutrino» (*cf.* FIGURE 2.13).
Cependant, dans les derniers résultats présentés à la conférence d'Athènes 2010, à faible énergie, un excès d'événements persiste en mode «neutrino». Les résultats sur la période en mode anti-neutrinos ne montrent, eux, aucun excès significatif. Divers scénarii ont été étudiés en prenant en compte un ou deux neutrinos stériles légers et aucun ne peux être rejeté, la statistique étant encore trop faible. L'expérience suivante du projet BooNe, MicroBooNe, devrait offrir une meilleure compréhension de ce problème.

2.4 Les outils du futur

Des projets à moyen et long terme (2015, 2020 ...) sont déjà en cours d'étude afin d'améliorer considérablement la sensibilité sur les paramètres d'oscillation, notamment θ_{13}, la phase δ et le signe de Δm^2_{23}. Trois types d'outils ont été imaginés : les super-faisceaux, les faisceaux β et à plus long terme les usines à neutrinos.

2.4.1 Les super-faisceaux

Les super-faisceaux sont des faisceaux de neutrinos conventionnels, comme présentés précédemment, mais générés à l'aide de faisceaux de protons de très haute intensité, de l'ordre de 2 à 5 MW. Plusieurs projets ont déjà été présentés notamment en Europe et au Japon ainsi que l'amélioration du faisceau NuMI au Fermilab pour l'expérience NOνA.

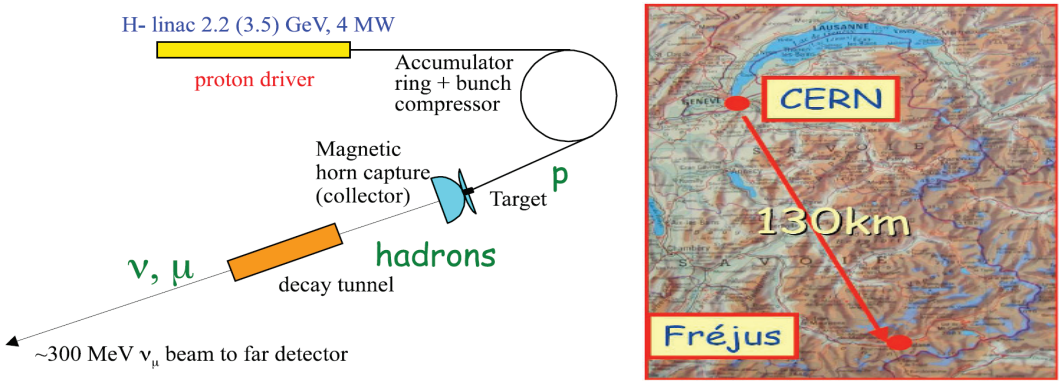


FIGURE 2.14 – *Le faisceau SPL : un faisceau intense de protons au CERN*

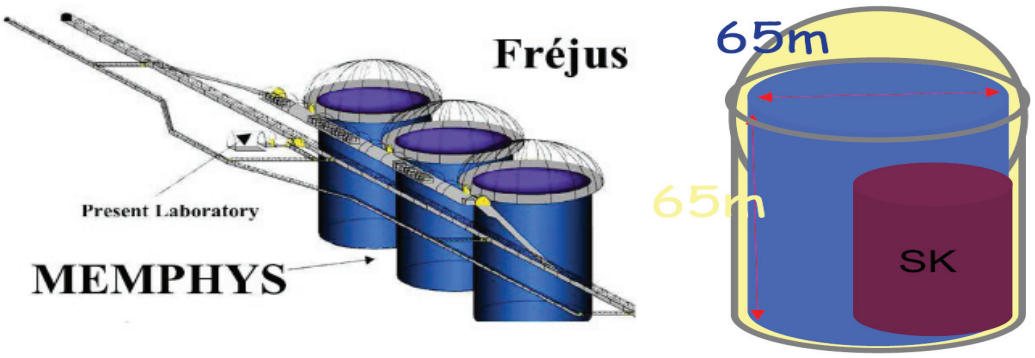


FIGURE 2.15 – *Le détecteur MEMPHYS : c'est un détecteur Cherenkov de* 440 *kilotonnes placé dans le laboratoire souterrain de Modane, à* 130*km du CERN*

En Europe, un nouveau projet de faisceau est à l'étude au CERN : le SPL (*cf.* FIGURE 2.14) [67, 68]. Une ligne d'accélération de proton linéaire délivrant des protons de 4 à 5 *GeV* permettra de produire un faisceau de 4 MW. La cible sera constituée de mercure.

Pour la détection des neutrinos, un détecteur Cherenkov de 440 kilotonnes, MEMPHYS [69], serait placé dans le laboratoire souterrain de Modane dans le tunnel du Fréjus, distant de 130 *km* (*cf.* FIGURE 2.15).
L'option japonaise est le projet T2HK (Tokaï to HyperKamiokande) [70] qui est en fait la seconde phase de l'expérience T2K. Un faisceau de 4 MW sera envoyé vers un nouveau détecteur Cherenkov «mégatonne» situé symétriquement à Super-Kamiokande par rapport à l'accélérateur de JParc. Une autre option actuellement à l'étude pour T2HK serait l'utilisation d'un détecteur à argon liquide.

2.4.2 Les faisceaux β

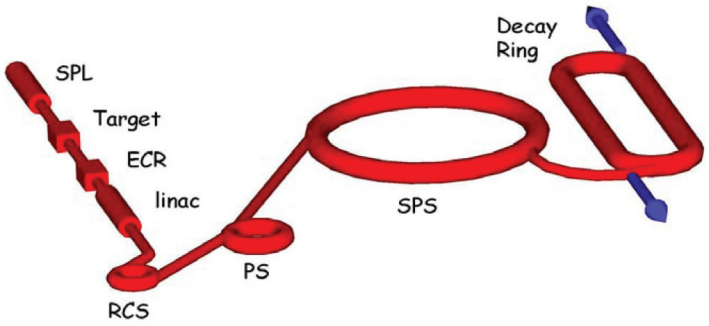


FIGURE 2.16 – *Projet de faisceau β au CERN : les atomes radioactifs sont accélérés jusqu'à l'anneau de désintégration pour produire un faisceau intense de neutrinos électroniques de faible énergie.*

Les faisceaux β [71] permettent de produire un faisceau pur et intense de ν_e et $\bar{\nu}_e$ par l'accélération de noyaux radioactifs. Pour qu'ils puissent être accélérés, des ions avec une durée de vie suffisamment longue sont choisis. Cependant, cette durée de vie doit aussi leur permettre de se désintégrer rapidement pour produire les neutrinos :

$$^{6}_{2}He \rightarrow^{6}_{3} Li + e^- + \bar{\nu}_e$$
$$^{18}_{10}Ne \rightarrow^{1} 8_9F + e^+ + \nu_e$$

L'énergie des neutrinos ainsi produits est de l'ordre de 100 *MeV*. Ces faisceaux, très intenses, devraient permettre d'améliorer considérablement la sensibilité sur la phase δ et l'angle de mélange θ_{13}. Plusieurs projets sont à l'étude, au CERN par exemple (*cf.* FIGURE 2.16). Les faisceaux β sont plus purs et plus intenses que les super-faisceaux. Ils permettent aussi d'observer séparément neutrinos et anti-neutrinos.

2.4.3 L'usine à neutrinos

Le principe des usines à neutrinos [72, 73] est d'accélérer des muons qui donneront naissance, après leur désintégration, à un faisceau pur et intense de $\bar{\nu}_\mu$ et ν_e (ou ν_μ et $\bar{\nu}_e$,

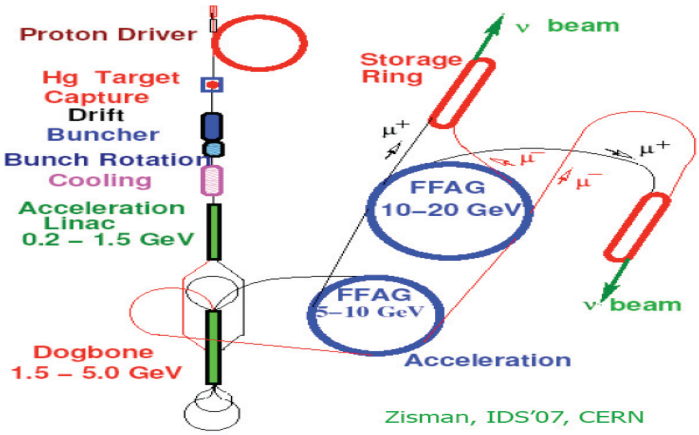


FIGURE 2.17 – *Schéma de l'usine à neutrino : des protons sont accélérés vers un cible de mercure pour produire des muons. Ces derniers passent ensuite dans plusieurs modules réduisant leur énergie (Bunch rotation) ainsi que leur émission transverse (Cooling). Ils sont ensuite accélérés jusqu'à* 20 *GeV (LINAC, FFAG) puis dirigés vers un anneau de désintégration pour produire le faisceau de neutrinos.*

en fonction de la charge du muon). Plusieurs canaux sont observables avec un tel outil, ils sont appelés «canal d'or», «d'argent» et «de platine» (*cf.* FIGURE 2.18)

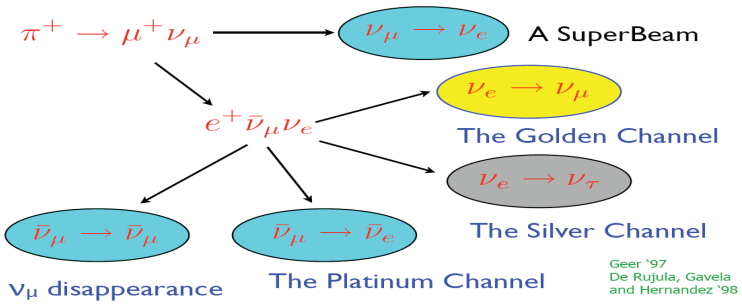


FIGURE 2.18 – *Canaux d'étude de l'usine à neutrino :* 3 *canaux principaux sont étudiables grâce à l'usine à neutrinos : le canal d'or, d'argent et de platine.*

Les solutions clones

Les probabilités d'oscillation font apparaître plusieurs paramètres inconnus : θ_{13}, le signe de Δm^2_{23}, la phase δ et «l'octant» de θ_{23} (*ie* le signe de $\tan 2\theta_{23}$). Il y a deux solutions autorisées pour le doublet (θ_{13}, δ) pour chacun des quatre couples (signe de Δm^2_{23}, signe de $\tan 2\theta_{13}$). Au total 8 solutions clones sont donc possibles (*cf.* FIGURE 2.19). L'étude des 3 canaux présentés ci-dessous permet de lever cette dégénérescence [74, 75].

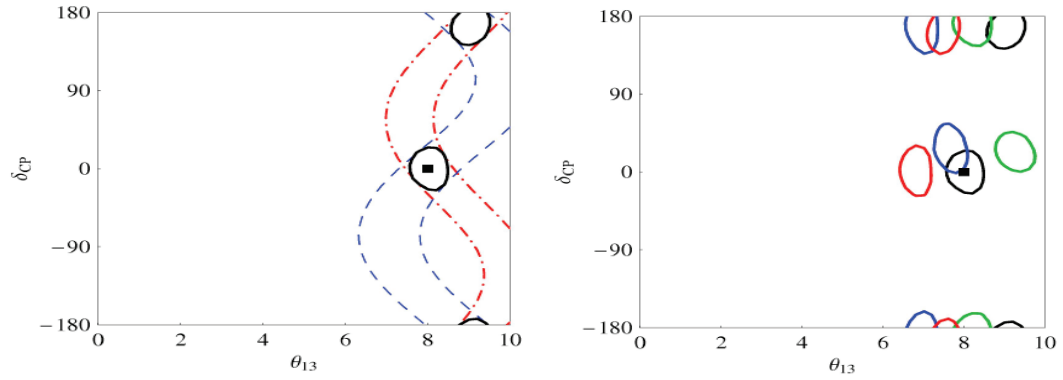


FIGURE 2.19 – *Solutions clones du couple de paramètres (θ_{13}, δ) : les régions autorisées pour les neutrinos et les anti-neutrinos ont deux intersections. Pour chaque paramètre inconnu, deux solutions sont possibles, il y a donc 8 solutions en tout. La figure de gauche présente les clones dits «intrinsèques» : deux couples de valeurs des paramètres sont autorisés, il faut avoir accès à différentes corrélations entre ces deux paramètres pour lever cette dégénérescence d'ordre 2. La figure de droite présente l'ensemble des solutions clones : il y a 4 cas différents fonction du signe de Δm^2_{23} ($s_{\theta_{13}}$)et $\tan 2\theta_{23}$ (s_{oct}) pour les neutrinos (s) et les anti-neutrinos ($\bar{s}$) : le cas «intrinsèque» en noir ($s_{\theta_{13}} = \bar{s}_{\theta_{13}}$ et $s_{oct} = \bar{s}_{oct}$) , le cas «octant» en rouge ($s_{\theta_{13}} = \bar{s}_{\theta_{13}}$ et $s_{oct} = -\bar{s}_{oct}$), le cas «signe» en vert ($s_{\theta_{13}} = -\bar{s}_{\theta_{13}}$ et $s_{oct} = \bar{s}_{oct}$) et le cas «mixte» en bleu ($s_{\theta_{13}} = -\bar{s}_{\theta_{13}}$ et $s_{oct} = -\bar{s}_{oct}$). Au total, on obtient une dégénérescence d'ordre 8 [74, 75].*

Le canal d'or

Le canal d'or est l'étude de l'oscillation $\nu_e \to \nu_\mu$. La probabilité d'oscillation est sensible à θ_{13}, au signe de Δm^2_{23} ainsi qu'à la phase δ :

$$P^{\pm}_{e\mu} = X^{\pm}_{\mu} \sin^2 2\theta_{13} + (Y^{\pm}_{c} \cos\delta \mp Y^{\pm}_{s} \sin\delta) \sin 2\theta_{13} + Z_{\mu} \tag{2.14}$$

avec :

$$X^{\pm} = \sin^2\theta_{23} (\frac{\Delta_{23}}{B^{\pm}})^2 \sin^2(\frac{B^{\pm}L}{2}) \tag{2.15}$$

$$Y^{\pm}_{c} = \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{12} \frac{\Delta_{12}}{A} \frac{\Delta_{23}}{B^{\pm}} \sin(\frac{B^{\pm}L}{2}) \cos(\frac{\Delta_{23}L}{2}) \tag{2.16}$$

$$Y^{\pm}_{s} = \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{12} \frac{\Delta_{12}}{A} \frac{\Delta_{23}}{B^{\pm}} \sin(\frac{B^{\pm}L}{2}) \sin(\frac{\Delta_{23}L}{2}) \tag{2.17}$$

$$Z = \cos^2\theta_{23} \sin^2 2\theta_{12} (\frac{\Delta_{12}}{A})^2 \sin^2(\frac{AL}{2}) \tag{2.18}$$

$\Delta_{ij} = \Delta m^2_{ij}/2E$, $B^{\pm} = |A \pm \Delta_{23}|$ et A le paramètre de la matière ($A = \sqrt{2} \times G_F \times \eta_e$). Le signal est l'observation d'un μ^- dans le détecteur ($\nu_e \to \nu_\mu \to \mu^-$). Le bruit de fond dominant provient des μ^+ produits par les $\bar{\nu}_\mu$ du faisceau. Pour obtenir une bonne réjection du bruit de fond le détecteur devra donc être magnétisé et de grande masse (appelé de type «MIND», «Magnetised Iron Neutrino Detector»[76]).

Le canal d'argent

Le canal d'argent correspond à l'étude de l'oscillation $\nu_e \to \nu_\tau$:

$$P_{e\tau}^{\pm} = X_\tau^{\pm} \sin^2 2\theta_{13} - (Y_c^{\pm} \cos\delta \mp Y_s^{\pm} \sin\delta) \sin 2\theta_{13} + Z_\tau \tag{2.19}$$

avec :

$$X_\tau^{\pm} = \frac{c_{23}^2}{s_{23}^2} X_\mu^{\pm} \text{ et } Z_\tau = \frac{s_{23}^2}{c_{23}^2} Z_\mu \tag{2.20}$$

La sensibilité aux paramètres est la même que pour le canal d'or, mais la différence de corrélation entre θ_{13} et δ permet de résoudre le problème des clones intrinsèques. Pour ce canal, le signal est le τ^- qui se désintègre en μ^- dans le détecteur. Le bruit de fond dominant provient une fois encore des μ^+ produits par l'interaction des $\bar{\nu}_\mu$ du faisceau. Pour l'étude de ce canal, un détecteur capable de reconstruire la charge du muon ainsi que d'identifier la désintégration du τ est nécessaire. Le choix le plus pertinent est l'utilisation d'émulsion et d'un spectromètre comme pour l'expérience OPERA.

Le canal de platine

Le canal de platine est l'étude de l'oscillation $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$. Comme les autres canaux, la probabilité d'oscillation est sensible aux trois paramètres avec une corrélation entre θ_{13} et δ différente du canal d'or et d'argent :

$$P_{\mu e}^{\pm} = X_\mu^{\mp} \sin^2 2\theta_{13} + (Y_c^{\mp} \cos\delta \pm Y_s^{\mp} \sin\delta) \sin 2\theta_{13} + Z_\mu \tag{2.21}$$

Cette fois-ci le signal est l'observation d'un positron dans la voie finale issu de l'interaction d'un $\bar{\nu}_e$ ($\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e \to e^+$). Le bruit de fond vient des électrons produits par l'interaction des ν_e du faisceau. Un détecteur capable d'identifier la charge de l'électron est donc nécessaire. Pour conserver une masse suffisante le choix idéal est un détecteur à argon liquide. La faisabilité d'un tel outil a été démontrée par l'expérience ICARUS .

Combinaison des canaux

Les résultats de la combinaison des trois canaux sont présentés (*cf.* FIGURE 2.20). En raison des différentes corrélations entre θ_{13} et δ que font apparaître les formules de probabilité d'oscillation de chaque canal, leur analyse combinée permettra de lever la dégénérescence d'ordre 8 observée. Cependant, une limitation importante est à prendre en compte pour les canaux «d'argent» et «de platine» : la faible statistique qui sera obtenue.

La ligne de faisceau «magique»

Nous avons vu que les équations présentées précédemment font apparaître le terme L, la distance entre l'émission et la détection des neutrinos, *ie* la longueur de la ligne de faisceau. Pour une certaine valeur de L, les termes en «$\sin(A \times L/2)$» deviennent nuls [77]. Cette longueur est appelée «ligne magique» et est comprise entre 7250 *km* et 7630 *km* (*cf.* FIGURE 2.21). Pour cette valeur de L, seul le premier terme de l'équation de probabilité

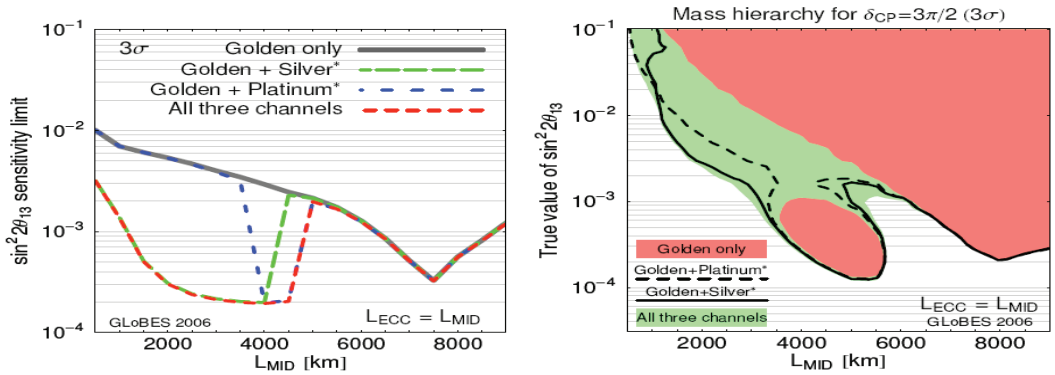


FIGURE 2.20 – *Sensibilité à θ_{13} de l'analyse de l'usine à neutrinos en combinant les 3 canaux observés (gauche) et observation de la vraie valeur de θ_{13} en fonction de la ligne de faisceau (droite)*

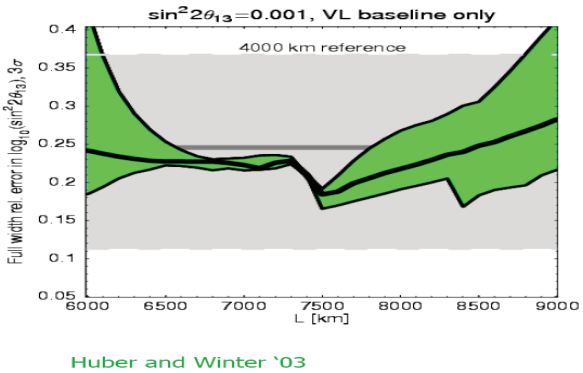


FIGURE 2.21 – *Incertitude sur l'observation de $\sin^2\theta_{13} = 10^{-3}$ en fonction de la longueur de la ligne de faisceau : pour L compris entre 7250 km et 7630 km la variation de l'incertitude est quasi-nulle car les termes faisant apparaître la phase δ disparaissent et la mesure n'est plus dépendante de ce paramètre. C'est la ligne «magique»*

reste, il n'y a donc plus de dépendance en δ. Cela permet donc une mesure de θ_{13} et du signe de Δm^2_{23}. Combinée avec une mesure à une autre distance, cette mesure participera à la levée de la dégénérescence.

2.4.4 Sensibilité attendue

Les expériences sur super-faisceaux devraient permettre d'abaisser les limites actuelles sur $\sin^2 2\theta_{13}$ et δ d'un facteur 20. Les projets à plus long terme comme l'usine à neutrinos et les faisceaux β seraient sensibles à des valeurs 1000 fois inférieures qu'actuellement [73]. Elles possèdent aussi une meilleure sensibilité à la hiérarchie de masse. Pour la sensibilité à la phase δ, là encore l'usine à neutrino reste le meilleur instrument. T2HK obtiendrait cependant une meilleure mesure de ce paramètre s'il est grand ($\sin^2 2\theta_{13} \approx 0.1$). En effet,

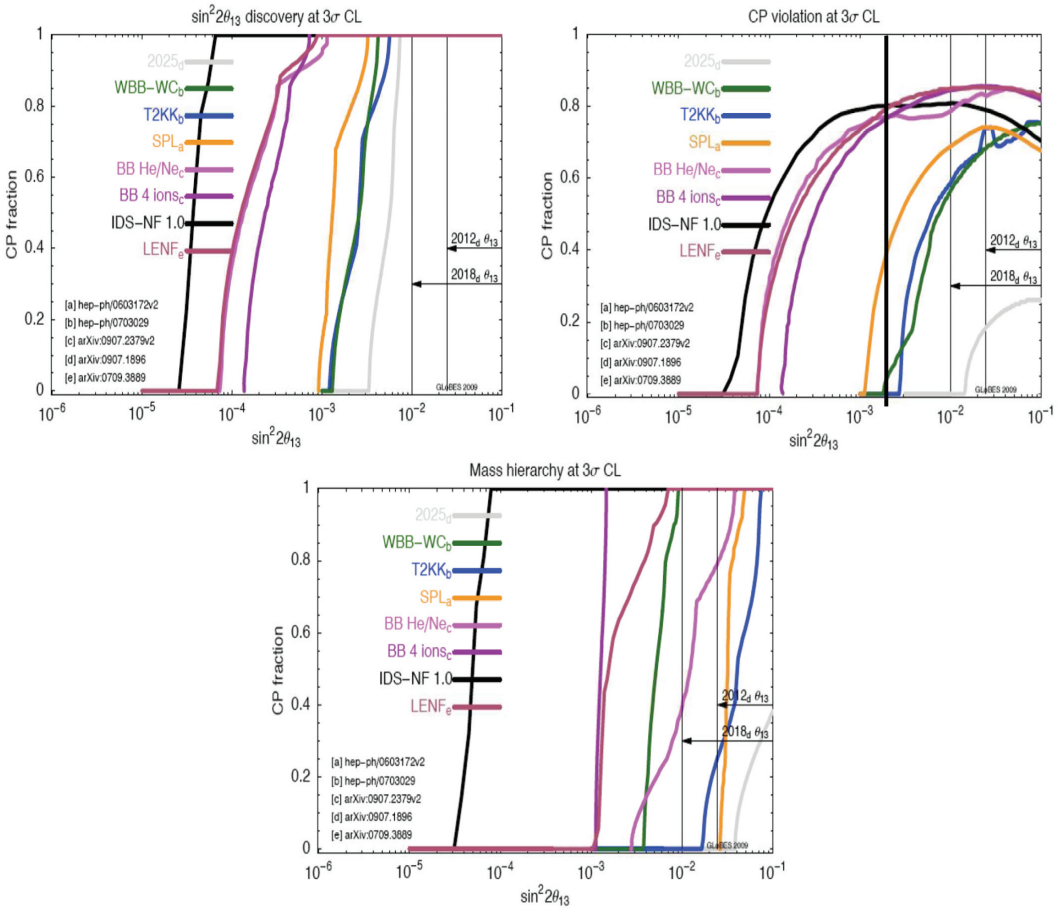


FIGURE 2.22 – *Sensibilité attendue sur* $\sin^2 2\theta_{13}$ *(gauche),* δ *(droite) et la hiérarchie de masse (bas) pour les expériences utilisant les super-faisceaux, les faisceaux* β *et l'usine à neutrinos*

pour cette valeur, les incertitudes sur les effets dans la matière dominent (*cf.* FIGURE 2.22). Les expériences à long terme possèdent donc un très grand potentiel de découverte. Cependant leur réalisation dépendra des résultats des expériences à plus court terme.

Chapitre 3

L'expérience OPERA

Sommaire

3.1 Les motivations physiques **56**
3.2 Le faisceau CNGS **58**
3.3 Le détecteur OPERA **59**
3.3.1 Description générale 59
3.3.2 La cible : murs de briques et trajectographe 61
3.3.3 Le spectromètre 63
3.4 Traitement des événements neutrino **65**
3.5 Les systèmes et procédures de scanning **67**
3.6 Le software d'OPERA **69**
3.6.1 Ressources et environnement informatiques 70
3.6.2 Procédure de stockage des données 70
3.6.3 Forme d'un «package» OPERA 70
3.6.4 Le format de données : le «Data model» 71
3.6.5 La chaîne de simulation 72
3.6.6 La reconstruction des traces 74
3.7 Statut de l'expérience **77**
3.7.1 État de l'analyse et du détecteur 77
3.7.2 Premier candidat ν_τ 77
3.7.3 Résultat sur le rayonnement cosmique 79
3.7.4 Autres analyses en cours 81
3.8 Perspectives **81**

L'expérience OPERA («Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus») [78] est située dans le plus grand laboratoire souterrain d'Europe, celui du Gran Sasso en Italie, procurant une protection de roche équivalente à 3800 m d'eau (*cf.* Figure 3.1, droite). Son objectif est de mettre en évidence l'oscillation $\nu_\mu \to \nu_\tau$ dans le domaine des neutrinos atmosphériques par l'observation de l'apparition de neutrinos ν_τ dans un faisceau quasiment pur en ν_μ produit au CERN (*cf.* Figure 3.1, gauche). OPERA est la seule expérience dite «d'apparition». Sa technique de détection est hybride, *ie* basée sur des détecteurs électroniques actifs et une cible constituée de détecteurs passifs, des feuilles d'émulsions. En cinq ans de prise de données, la statistique accumulée devrait permettre de valider ou d'invalider l'hypothèse de l'oscillation $\nu_\mu \to \nu_\tau$ dans le secteur atmosphérique.

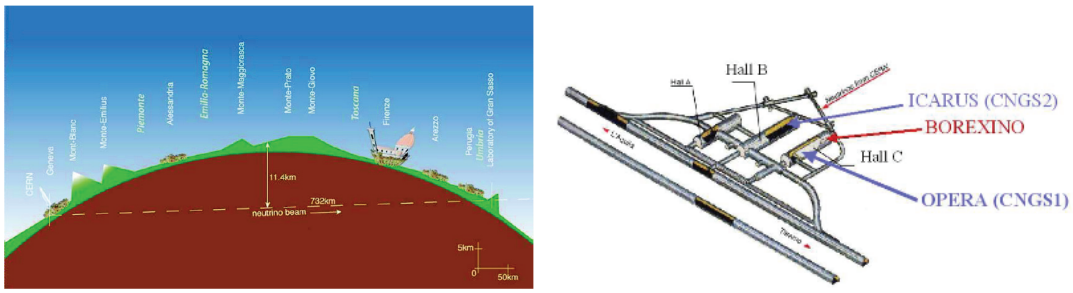


FIGURE 3.1 – *A gauche : le faisceau CNGS est produit au CERN et dirigé vers le laboratoire du Gran Sasso. A droite : vue schématique du laboratoire souterrain du Gran Sasso. L'expérience* OPERA *est située dans le Hall C.*

3.1 Les motivations physiques

Les expériences présentées dans le chapitre précédent ont mis en évidence l'oscillation des neutrinos dans le domaine des neutrinos atmosphériques. La combinaison des résultats exclut fortement l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ dans ce secteur et favorise donc l'hypothèse de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (*cf.* 1.6.2).
Cependant cette oscillation n'a jamais été observée en raison de la difficulté à identifier le

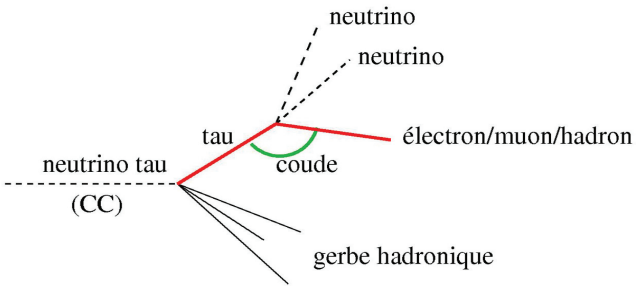


FIGURE 3.2 – *Topologie en coude de la désintégration du tau. Un angle caractéristique est observable entre la particule mère (le τ) et la particule fille (électron, muon ou hadron)*

τ produit par l'interaction du neutrino ν_τ. La signature d'un tel événement est caractérisée par la topologie en coude produite par la désintégration du τ du fait de la production de neutrinos dans la voie finale (*cf.* FIGURE 3.2). L'observation de cette topologie demande un détecteur à très grande résolution spatiale car le τ se désintègre très rapidement (temps de vie de $2.9 \times 10^{-13} s$) : son libre parcours moyen est de l'ordre du millimètre. Les principaux canaux de désintégration sont (*cf.* FIGURE 3.3) :

$$\begin{aligned}
\tau^- &\rightarrow \mu^- \nu_\tau \bar{\nu_\mu} \ (17.7\%) \\
\tau^- &\rightarrow e \nu_\tau \bar{\nu_e} \ (17.8\%) \\
\tau^- &\rightarrow h^- \nu_\tau n \pi^0 \ (49.5\%) \\
\tau^- &\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- n \pi^0 \ (15\%)
\end{aligned}$$

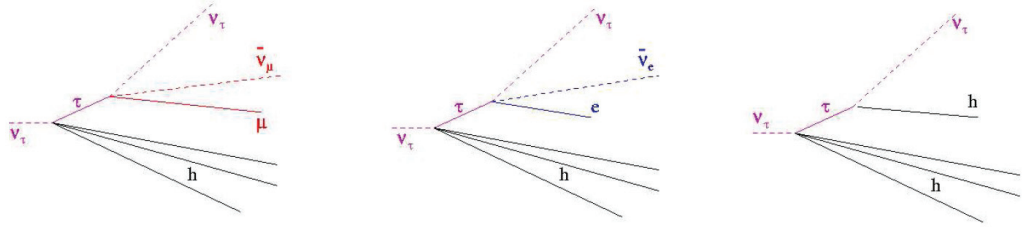


FIGURE 3.3 – *Topologie des désintégrations du τ : de gauche à droite, en μ (17.7%), en e (17.8%) et en un hadron (49.5%).*

OPERA est une expérience sur faisceau, utilisant le faisceau CNGS. Ce dernier est un faisceau quasiment pur en ν_μ et vierge en ν_τ, donc optimal pour la recherche d'apparition de ν_τ. OPERA sera l'expérience conclusive dans ce secteur. La grande résolution spatiale nécessaire à la détection du τ est obtenue grâce à la partie passive du détecteur : les émulsions.

Les prévisions du nombre d'événements observés dépendent des paramètres Δm^2_{23} et θ_{23}. OPERA n'améliorera cependant pas les limites sur ces paramètres car sa sensibilité est trop faible comparée à celle des expériences possédant deux détecteurs (proche et lointain). Le nombre d'événements ν_τ attendus varie entre 6.6 ($\Delta m^2_{23} = 1.9 \times 10^{-3}\ eV^2$) et 19.9 ($\Delta m^2_{23} = 3.0 \times 10^{-3}\ eV^2$) pour les 5 ans de prise de données prévus (*cf.* FIGURE 3.4).
De plus, la technologie d'OPERA permet l'identification des électrons et le faisceau

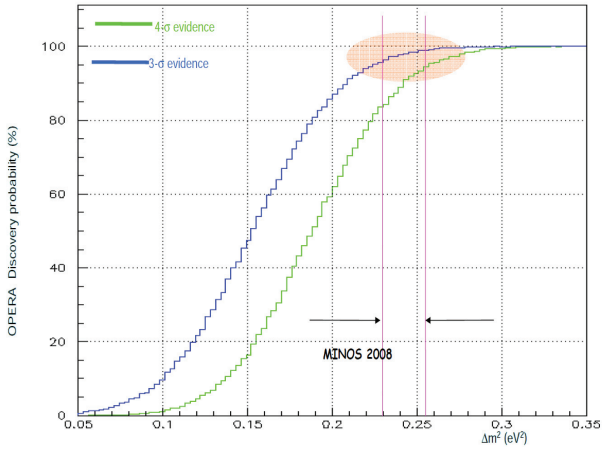


FIGURE 3.4 – *Potentiel de découverte d'*OPERA *après* 5 *ans de prise de données*

CNGS n'est que très faiblement contaminé en ν_e. Cela permettra aussi un analyse de l'oscillation $\nu_\mu \to \nu_e$ permettant de contraindre l'angle de mélange θ_{13}.

3.2 Le faisceau CNGS

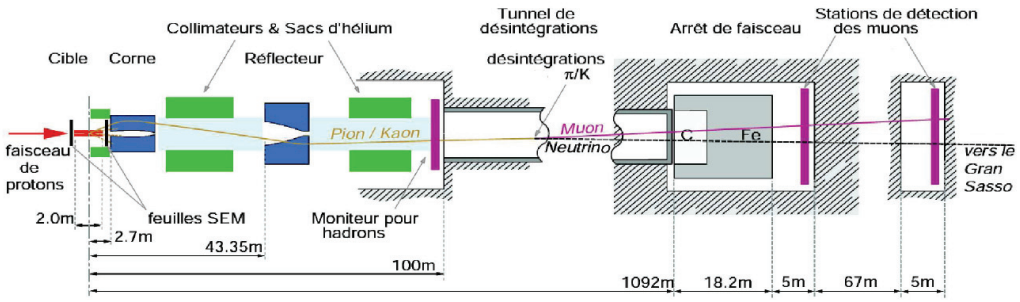


FIGURE 3.5 – *Schéma du faisceau CNGS : les pions et les kaons sont produits par la collision des protons issus du SPS sur un cible de graphite. Ils sont ensuite focalisés par un corne et orientés dans un tunnel ayant la direction du Gran Sasso par un réflecteur. Leur désintégration produit des ν_μ qui composent le faisceau. Une série de détecteurs de muons permettent de connaitre les caractéristiques du faisceau.*

Le faisceau CNGS (Cern Neutrino to Gran Sasso) est produit au CERN et dirigé vers le laboratoire souterrain du Gran Sasso situé à 732 *km* en Italie. Sur cette distance, l'effet MSW est négligeable, les neutrinos n'interagissent quasiment pas avec la matière. Il est produit de manière similaire aux différents faisceaux présentés précédemment (*cf.* FIGURE 3.5) :

- des protons de 400 *GeV* extraits de l'anneau du SPS sont projetés sur une cible dense de graphite pour produire un faisceau secondaire de pions et de kaons d'une énergie comprise entre 20 et 50 *GeV*.
- les particules de charge positive sont ensuite focalisées par une corne magnétique puis alignées par un réflecteur vers un tunnel de désintégration (les particules de charges négatives sont défocalisées).
- la désintégration des pions et des kaons dans le tunnel d'un kilomètre environ produit majoritairement des ν_μ. Un bouclier («dump») permet d'arrêter les hadrons les moins énergétiques encore présents (seuls les muons suffisamment énergétiques et bien-sûr les neutrinos le traversent) et une série de détecteurs de muons (en forme de croix) placée en aval permet de vérifier l'alignement du faisceau neutrinos, son profil, et son intensité.

La polarisation choisie favorise les particules positives car la section efficace des ν_μ (issus de la désintégration des π^+ et des K^+) avec la matière est plus grande que celle des $\bar{\nu}_\mu$ d'un facteur 2 environ. Le faisceau contient des neutrinos d'énergie comprise entre 5 et 30 *GeV*. Son rayon en arrivant au Gran Sasso est de 1.6 *km*. Il est constitué de $95.5\% \pm 0.07\%$ de ν_μ, $3.5\% \pm 0.07\%$ de $\bar{\nu}_\mu$ (issus des π^- et K^- non défocalisés), $0.5\% \pm 0.003\%$ de ν_e (issus principalement des kaons : $K^+ \to \pi^0 + e^+ + \nu_e$) et enfin $0.1\% \pm 0.001\%$ de $\bar{\nu}_e$. Une faible contamination en ν_τ existe, provenant de la désintégration du D_s^+, mais elle reste tout à fait négligeable puisqu'elle est de l'ordre de $10^{-6}\%$. L'énergie des neutrinos n'a pas été choisie au maximum d'oscillation mais a été choisie de manière à maximiser le nombre

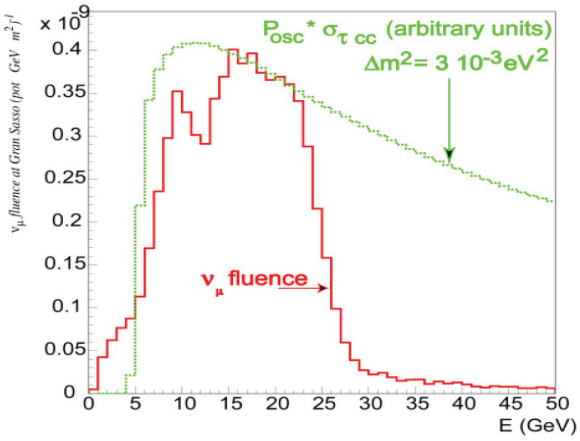


FIGURE 3.6 – *Profil d'énergie du faisceau CNGS observé au Gran Sasso (courbe rouge) et probabilité d'oscillation (courbe verte) : l'énergie moyenne des neutrinos n'est pas centrée sur le maximum d'oscillation mais a été choisi pour maximiser le nombre d'interactions dans la cible.* OPERA *est une expérience «off-peak».*

d'interactions de courant chargé (*cf.* FIGURE 3.6).

L'intensité nominale du faisceau est de 4.5×10^{13} protons par cycle. Le cycle du SPS définit la structure en temps du CNGS. En mode «partagé» , ce cycle dure 46.8 s divisées en une série de «sous-cycles». Ceux destinés au CNGS durent 6 s pendant lesquelles deux extractions rapides de 10.5 μs espacées de 50 ms alimentent le faisceau, chacune contenant 2.4×10^{13} protons environ (dans la configuration optimale). Quand le LHC ne fonctionne pas, le cycle SPS est raccourci et dure 39.6 s (*cf.* FIGURE 3.7). Le faisceau CNGS fonctionne environ 200 jours par an.

3.3 Le détecteur OPERA

3.3.1 Description générale

Le détecteur OPERA est divisé en deux «super-modules» identiques contenant chacun deux parties distinctes :

- La partie cible contient les briques, des «mini-détecteurs» passifs constitués de feuilles de plomb et de feuilles d'émulsions, ainsi que le trajectographe qui permet la reconstruction des traces laissées par les particules et la localisation des briques dans lesquelles a lieu une interaction.
- Le spectromètre contient l'aimant, des RPC («Resistive Plate Chambers») et des tubes à dérives. Il permet d'avoir des informations précises sur la charge et l'énergie des particules.

En amont des deux super-modules, un VETO permet de rejeter les événements dont l'interaction s'est produite avant la première partie cible.

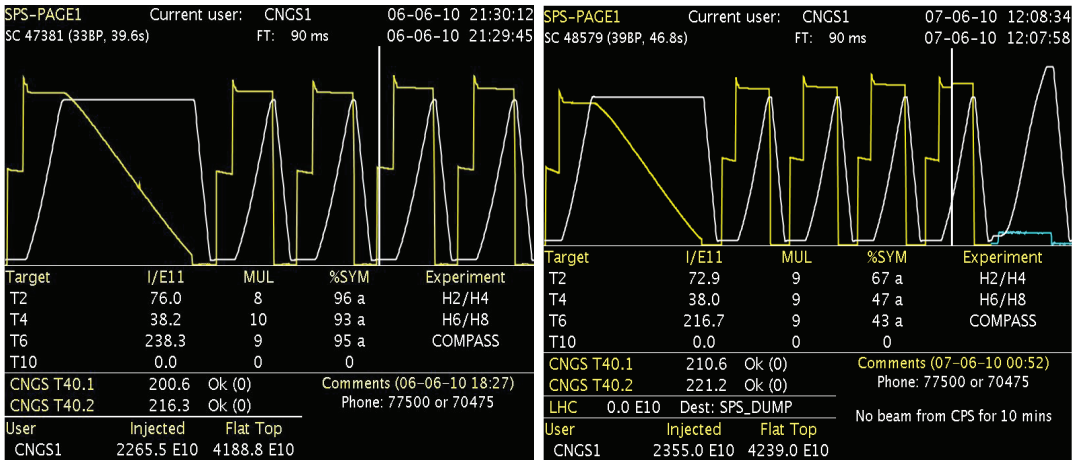


FIGURE 3.7 – *Cycles du SPS : de* 39.6 *s avec* 4 *extractions CNGS et une extraction de test (à gauche) ou de* 46.8 *s avec* 4 *extractions CNGS, une pour le LHC et une extraction pour les expériences sur cible fixe (à droite).*

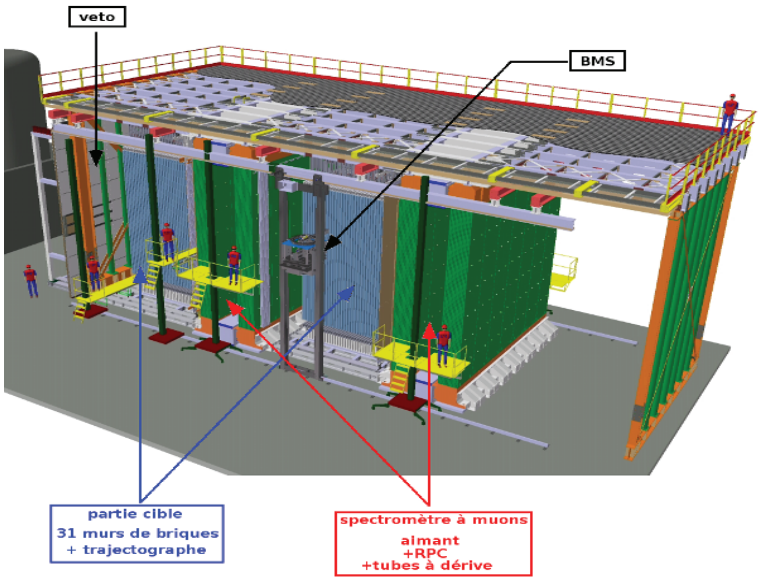


FIGURE 3.8 – *Vue schématique générale du détecteur* OPERA *: deux super-modules identiques (une partie cible et un spectromètre) sont précédés d'un VETO permettant de rejeter les événements dont les interaction ont lieu avant la cible. Le BMS permet de placer et d'extraire les briques.*

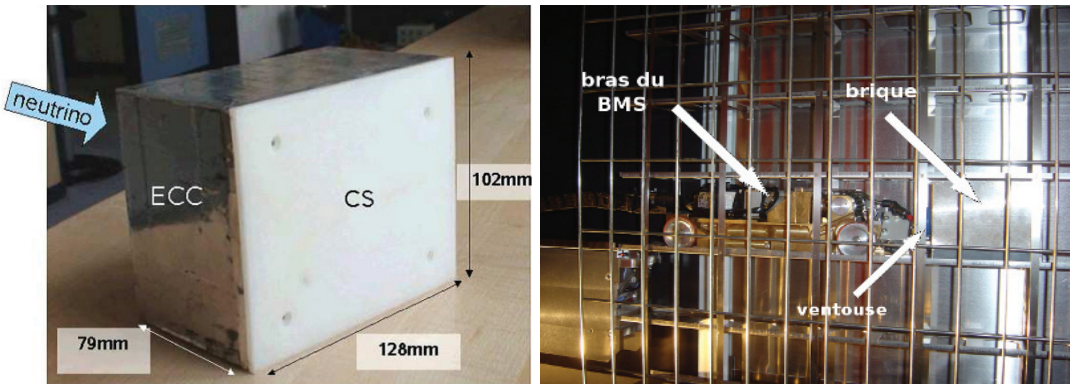


FIGURE 3.9 – *A gauche : brique d'*OPERA*. Sa largeur,* 79mm*, correspond à* 10 *longueurs de radiations. Sa structure contient une succession de plaques de plomb et de feuilles d'émulsion. Sous la plaque de plastique blanc, les feuilles interchangeables. A droite : insertion d'une brique dans le mur. Le bras motorisé du BMS, grâce à la ventouse placée à son extrémité peut déplacer la brique sur les différentes rangées de chaque mur.*

3.3.2 La cible : murs de briques et trajectographe

Les murs de briques

La brique est l'élément de base du détecteur (*cf.* FIGURE 3.9). Elle est constituée d'une alternance feuille de plomb (de 1 mm d'épaisseur), feuille d'émulsion. Une partie externe, la feuille interchangeable ou «CS» («Changeable Sheet»), est collée sur une face transverse de la brique. Elle sera développée avant la brique pour vérifier les prédictions données par le trajectographe. Chaque feuille d'émulsion contient deux feuilles de gélatine (44 μm chacune) de part et d'autre d'une base plastique (205 μm).
Au total, une brique a une section transverse de $10.2 \times 12.7\ cm^2$ pour 7.54 cm d'épaisseur, équivalent à 10 longueurs de radiation (X_0). Elle pèse 8.3 kg. Les dimensions sont optimisées pour minimiser l'incertitude sur la position du vertex d'une interaction neutrino et maximiser la masse fiducielle du détecteur. Grâce aux émulsions, la résolution est suffisante pour reconstruire la topologie en coude du τ (*cf.* FIGURE 3.2).
Il y a au total 154 700 briques réparties dans les 29 plans de chaque super-module pour une surface totale d'émulsion d'environ 76 000 m^2.
Les briques sont manipulées, pour le remplissage et l'extraction, par deux robots développés au LAPP-IN2P3 appelés manipulateurs de briques («Brick Manipulator System», «BMS»), situés de chaque côté du détecteur. Ces derniers ont permis dans un premier temps de remplir les murs de briques et permettent maintenant l'extraction des briques dans lesquelles ont été localisées des interactions. Les briques sont stockées dans des casiers avant d'être dirigées vers la zone où elles seront développées si l'analyse des CS confirme les prédictions du trajectographe.

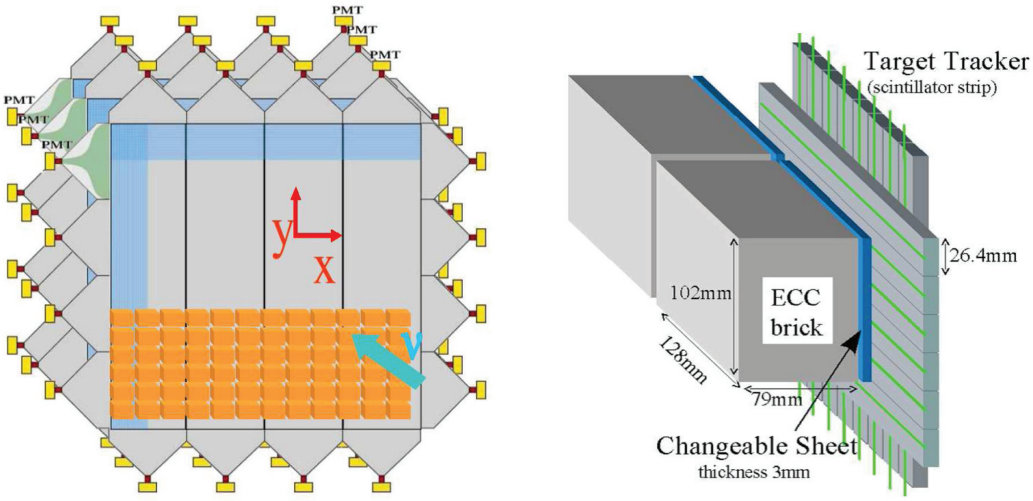


FIGURE 3.10 – *A gauche : plans de trajectographe. A droite : position d'une brique par rapport aux plans du trajectographe. La CS de chaque brique est positionnée contre les plans de trajectographe.*

Le trajectographe

Le trajectographe (appelé «Target Tracker», «TT») permet d'identifier la brique où s'est produite l'interaction neutrino[79]. On peut retrouver grâce à l'analyse des signaux, la position exacte de cette brique et du mur qui la contient, mais aussi la position approchée, à l'intérieur de la brique, du vertex. Ceci est utile pour optimiser le scanning ultérieur des feuilles d'émulsion. Le trajectographe permet aussi d'observer le dépôt d'énergie des particules.
Il est constitué de 62 plans répartis dans les deux super-modules. Un plan est placé entre deux murs de briques (*cf.* FIGURE 3.8). Il est formé par deux séries de barreaux de scintillateur plastique (*cf.* FIGURE 3.10) : un plan de barreaux horizontaux et un plan de barreaux verticaux permettant d'obtenir les positions en X et en Y du passage d'une particule. Ces plans sont divisés en huit modules, quatre verticaux et quatre horizontaux, composés de 64 barreaux chacun. Chaque barreau contient une fibre à décalage de longueur d'onde (WLS : WaveLength Shifter, *cf.* FIGURE 3.11) qui absorbe les photons émis par le scintillateur et les ré-émet dans une longueur d'onde différente. Aux extrémités de chaque fibre, un photomultiplicateur multipixel Hamamatsu détecte ces photons. Chaque barreau est constitué de polystyrène contenant 2% de p-Terphenyl et 0.02% de POPOP. Il est ensuite recouvert d'une couche de TiO_2 assurant une meilleure collection des photons (*cf.* FIGURE 3.11).
Au total un plan mesure 6.8 $m \times 6.8$ m (1 barreau : 2.6 $cm \times 1$ cm de section et 6.4 m de long, 4×64 barreaux par plan horizontal ou vertical). Le trajectographe a une surface totale de l'ordre de 3000 m^2.
L'électronique de lecture est placée directement derrière chaque photomultiplicateur. Les informations sont ensuite transmises par un câble Ethernet (RJ-45) au système d'acqui-

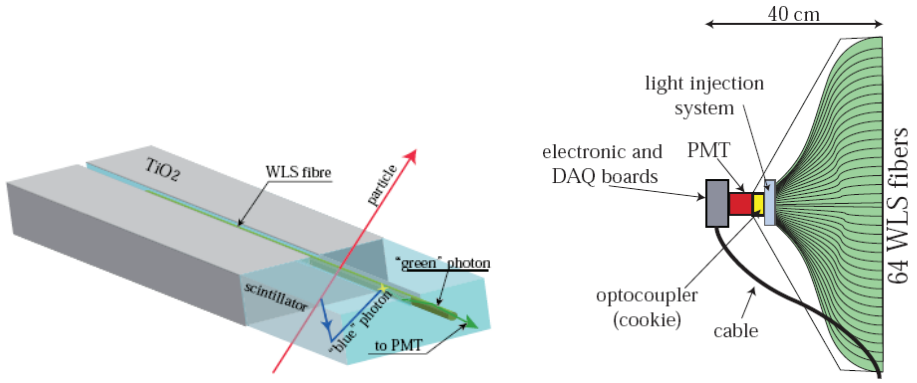


FIGURE 3.11 – *A gauche : détail d'un barreau de scintillateur. A droite : schéma du «end-cap» à l'extrémité d'un module. Un système d'injection de lumière permet la calibration de chaque photomultiplicateur. L'électronique de lecture est directement placée à l'arrière du photomultiplicateur.*

sition général du trajectographe. Chaque capteur est ainsi contrôlable directement via n'importe quel poste connecté à internet.
Le trajectographe est l'objet d'étude principal de cette thèse, il sera décrit plus précisément, notamment la partie électronique, photomultiplicateur et distribution d'horloge dans les chapitres suivants.

3.3.3 Le spectromètre

Un spectromètre est placé derrière chaque partie cible. Les informations qu'il fournit, associées à celles du trajectographe, permettent l'identification des muons, *ie* la mesure de leur charge et de leur impulsion. Cette identification est primordiale pour le canal $\tau \to \mu$: elle permet de discriminer le bruit de fond provenant des particules charmées. La désintégration du τ produit un μ^- tandis que la particule charmée produira un μ^+.

L'aimant

Chaque aimant (un par super-module) est constitué de deux murs de fer verticaux (les bras) reliés l'un à l'autre à leur base et à leur sommet. La structure interne de chaque bras est composée d'un succession de 12 plaques de fer de 5 cm d'épaisseur espacées de $2cm$. C'est dans cet espace que sont placées les RPC. Des bobines, formées de bandes de cuivre, situées au extrémités des deux bras sont parcourues par un courant de 1600 A produisant un champ moyen de 1.53 T dont les lignes de champ sont opposées dans les deux bras. Les dimensions externes de l'aimant sont 8.75 m de large, 2.64 m de long et plus de 10 m de haut (*cf.* FIGURE 3.12).

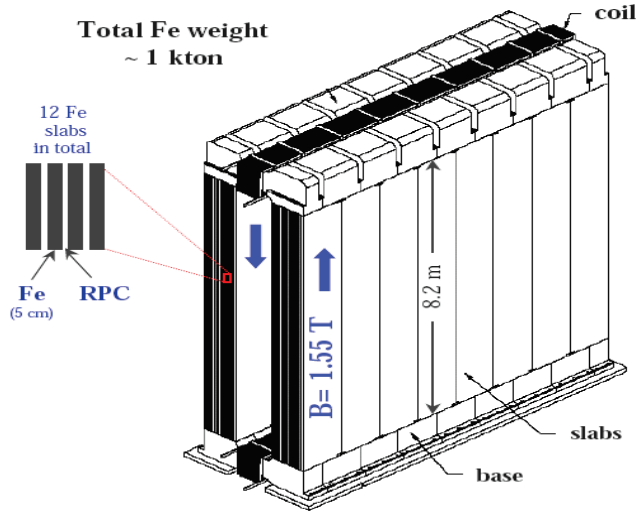


FIGURE 3.12 – *Vue isométrique de l'aimant dipolaire*

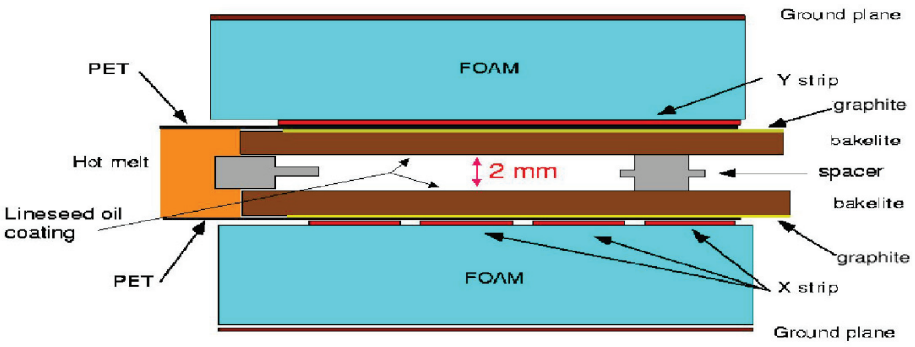


FIGURE 3.13 – *Vue de dessus d'une chambre à plaque résistive (RPC)*

Les RPC/XPC

Les RPC et les XPC d'OPERA permettent d'obtenir la position transverse des particules chargées dans le spectromètre. Elles sont aussi utilisées pour la génération des signaux de déclenchement des tubes à dérive. Le système est divisé en deux sous ensembles. Les RPC qui sont positionnées dans l'aimant de chaque super module et les XPC, des RPC inclinées de ± 42.6 degrés, placées en amont de chaque aimant.
Chaque aimant contient 11 plans de RPC constitués de 2 plans de bakélite de 2 *mm* d'épaisseur espacés de 2 *mm*. Cet espace est rempli d'un mélange de gaz à base d'argon. Les signaux électriques sont recueillis par deux rangées de bandes de cuivre perpendiculaires de 26 *mm* pour les horizontales collées sur la face avale et 35 *mm* pour les verticales collées sur l'autre face. Ces bandes sont espacées de 2 *mm* (*cf.* FIGURE 3.13).
Les XPC sont accolées aux stations de tubes à dérives. Leur technologie et leur caractéris-

tiques sont identiques à celles des RPC. Leur inclinaison permet de lever l'ambiguïté sur la reconstruction spatiale des traces.

Les tubes à dérive

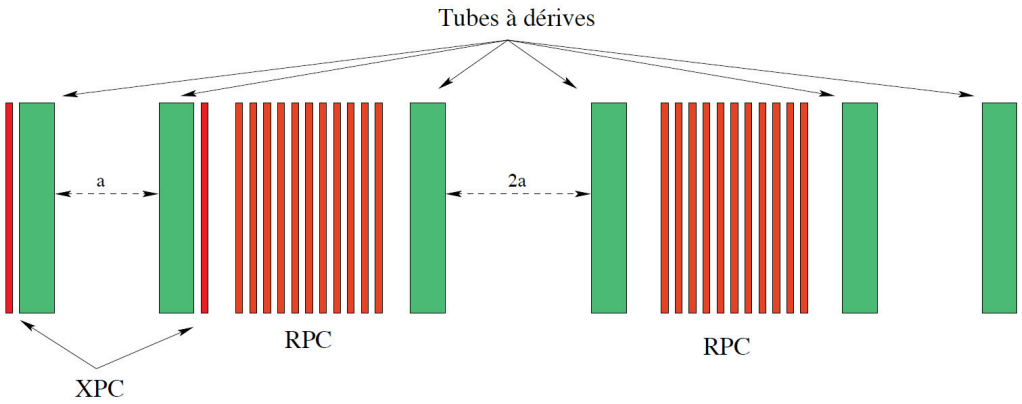


FIGURE 3.14 – *Disposition des différents éléments du spectromètre : les RPC sont placés à l'intérieur de chaque bras de l'aimant. Des stations de tubes à dérive sont placés de part et d'autre de chaque bras. Des plans de RPC inclinés, les XPC, sont placés en amont de l'aimant, accolés aux stations de tubes à dérives.*

Des stations de tubes à dérive sont placées avant, après et à l'intérieur de l'aimant (*cf.* FIGURE 3.14). Les tubes à dérives sont répartis en 6 groupes de 4 murs. 3 murs sont nécessaires pour lever l'ambiguïté sur la reconstruction de la trace, le quatrième permet de maintenir une efficacité élevée.
Ce dispositif permet de connaître la trajectoire du muon avec une résolution de 300 μm, et son énergie à 20 % près (pour $< p >= 6.5$ GeV). Au final l'identification des muons est supérieure à 95 %. Cette efficacité dépend de l'énergie. Pour les particules de plus de 5 GeV, elle est supérieure à 99% (*cf.* FIGURE 3.15).

3.4 Traitement des événements neutrino

Un événement sera conservé dans la base de données des détecteurs électroniques et analysé comme un événement neutrino s'il est corrélé en temps avec un «pulse» du faisceau CNGS dans une fenêtre de 2 ms. Pour cela, deux horloges atomiques sont utilisées, l'une au CERN l'autre au Gran Sasso. Leur synchronisation, effectuée dans un premier temps grâce à la même horloge atomique, et vérifiée à l'aide d'un signal GPS avec une précision d'environ 100 ns.
Une fois l'événement sélectionné, l'analyse des informations du TT donne la position de la brique candidate avec une efficacité moyenne de 80%. Cette brique est alors retirée de son mur grâce au BMS. Ensuite, un marquage par rayon X des CS et du premier feuillet d'émulsion est fait, permettant de retrouver leurs positions respectives lors de l'analyse

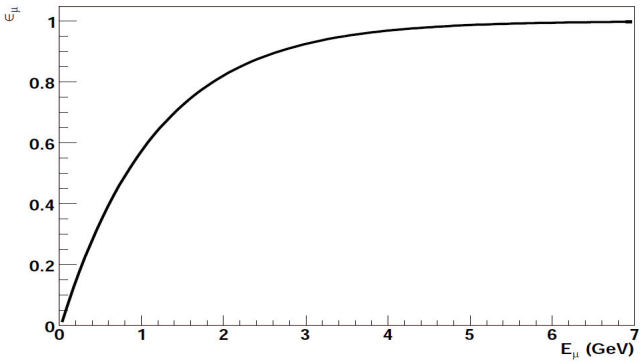


FIGURE 3.15 – *Efficacité d'identification des muons en fonction de l'énergie*

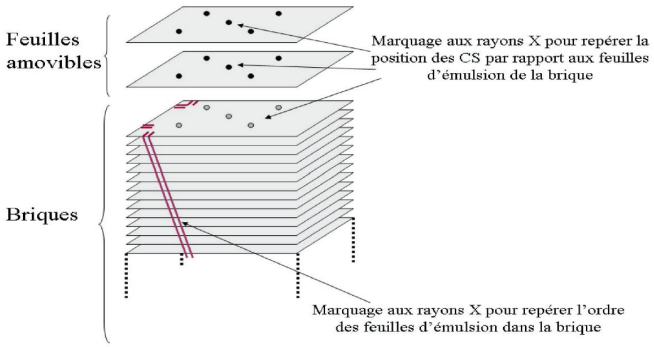


FIGURE 3.16 – *Marquage des feuilles d'émulsion : le premier marquage permet l'alignement des feuilles d'émulsions des CS avec la première feuille de la brique. Le second marquage permet de noter l'ordre des feuilles dans la brique.*

ultérieure. Les rayons X sont arrêtés par le plomb, les autres feuilles ne sont donc pas atteintes. L'alignement a posteriori aura une précision spatiale de 70 μm et une précision angulaire inférieure à 10 *mrad* (*cf.* FIGURE 3.16).
Les CS de la brique sont développées dans le laboratoire souterrain puis scannées. Le résultat est comparé avec les prédictions du trajectographe. Si les observations ne sont pas en accord, la brique sera redéposée dans le mur avec un nouveau doublet de CS. Si les prédictions sont confirmées, une série d'étapes sont exécutées avant de développer entièrement la brique :

- exposition de la brique à un faisceau mince de rayons X sur la tranche permettant le marquage de toutes les feuilles d'émulsion et ainsi pouvoir retrouver leur ordre respectif après le développement.
- transport de la brique en surface et exposition au rayonnement cosmique pendant un jour dans un puits blindé par 40*cm* de fer permettant une sélection de l'angle et de l'énergie des rayons [80]. Ces traces, sélectionnées à faible angle (inférieur à 1 radian), permettront de réaliser l'alignement de toutes les feuilles pendant l'analyse.

– ouverture de la brique en chambre noire. Des marques optiques d'environ 100 μm de diamètre, appelées marques fiducielles, sont imprimées une à une sur les feuilles. Ces marques forment un système de coordonnées dans lequel il sera possible d'aligner les feuilles ultérieurement (*cf.* FIGURE 3.16).
– développement de chaque feuille dans le laboratoire de surface.

Les briques sont ensuite envoyées dans les différents laboratoires de scanning pour être analysées. Les traces laissées par les particules sont reconstruites et éventuellement le vertex de l'interaction est localisé. Cette analyse permettra de définir le type d'événement contenu dans la brique.

3.5 Les systèmes et procédures de scanning

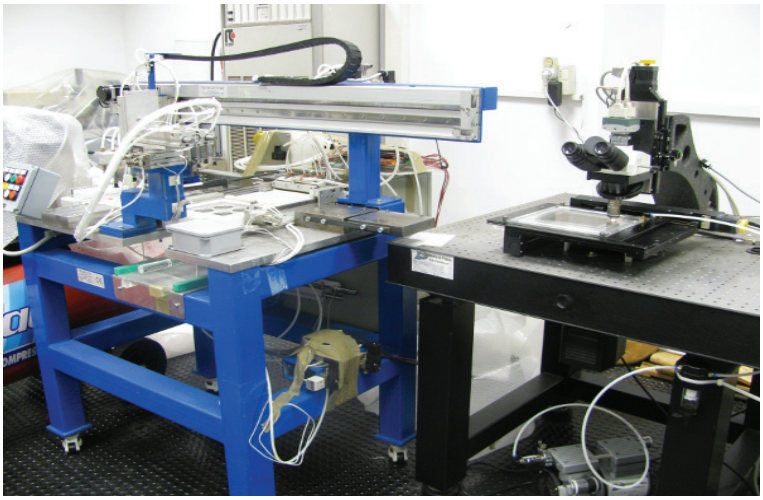


FIGURE 3.17 – *Photographie du système de scanning européen incluant le microscope et le système de changement de plaque d'émulsion automatique («plate changer»).*

Le scanning des émulsions d'OPERA est partagé entre l'Europe et le Japon. Le matériel et la technique utilisés sont différents pour les deux systèmes. Les performances de ces deux systèmes sont équivalentes.
La dernière version du système japonais est appelée S-UTS («Super-Ultra Track Selector»). Il utilise un microscope d'une profondeur de champ de 2 à 3 μm relié à un système d'acquisition qui photographie l'émulsion sur 16 niveaux de profondeur différents. Les images stockées en mémoire sont ensuite déplacées horizontalement les unes par rapport aux autres et les traces à un angle donné apparaissent sous forme de pic d'amplitude (*cf.* FIGURE 3.18).
Le Système de scanning européen (ESS) enregistre des séries de 16 images tomographiques pour chaque couche d'émulsion qui sont ensuite échantillonnées en fonction des niveaux de gris par un filtre. Les «micro-traces» sont ensuite reconstruites à partir de l'alignement des grains entre les différents niveaux de l'émulsion (*cf.* FIGURE 3.19).
Ensuite, pour les 2 systèmes, des coïncidences sont recherchées entre les «micro-traces»

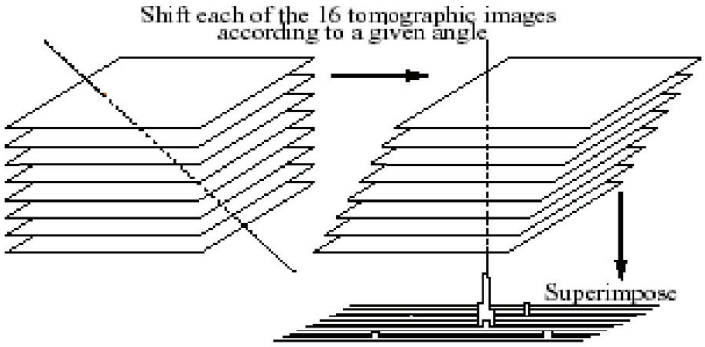


FIGURE 3.18 – *Processus de scanning japonais : les* 16 *prises de vues sont décalées pour faire apparaitre un maximum d'amplitude correspondant à une micro-trace*

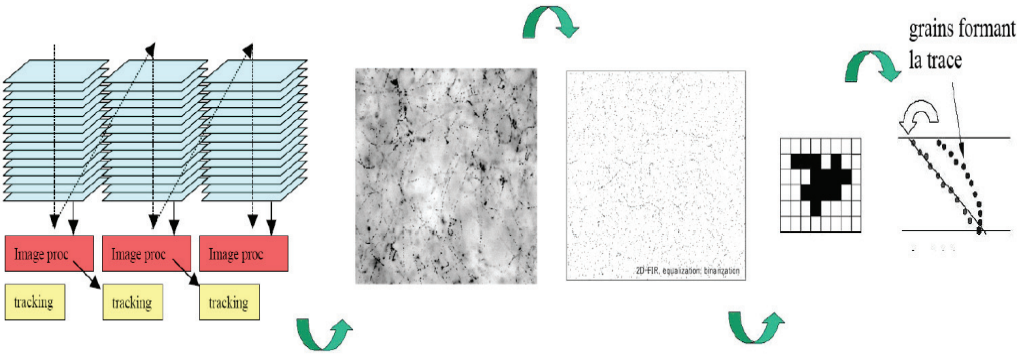


FIGURE 3.19 – *Processus de scanning européen : les prises de vues sont échantillonnées à l'aide d'un filtre sur les niveaux de gris. Un ajustement reconstruit ensuite la micro-trace à partir de ces données.*

trouvées dans les deux couches d'émulsion séparées par une base plastique pour construire des «base-traces» correspondant à la jonction entre deux «micro-traces». Cette analyse est basée sur une minimisation de χ^2 en fonction des angles (*cf.* FIGURE 3.20).

Les procédures générales de scanning reste cependant les mêmes quelque que soit le système considéré et sont au nombre de 4 :

- Le «Scan-back» : les traces observées dans les CS sont extrapolées dans les feuilles d'émulsion de la brique, l'alignement entre la brique et les CS étant garanti par le marquage aux rayons X. Les traces ainsi trouvées sont «remontées» jusqu'à leur point d'arrêt (*cf.* FIGURE 3.21).
- Le «Scan-volume» : l'arrêt d'une trace peut être dû à la découverte du vertex primaire ou d'un vertex secondaire. Afin d'étudier le point d'arrêt, un scan est effectué dans un volume d'un cm^2 autour de ce point sur les 5 feuilles précédentes et suivantes. Un programme dédié permet ensuite la reconstruction de toutes les traces contenues dans ce volume.

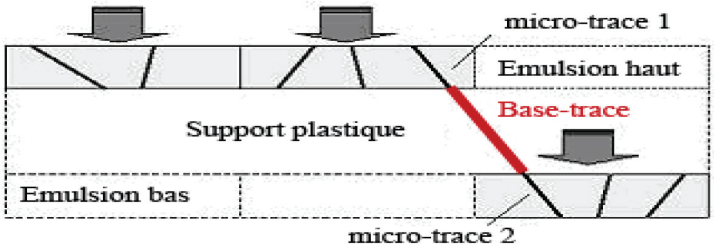


FIGURE 3.20 – *Reconstruction des base-traces à partir des micro-traces : un test de χ^2 appliqué aux angles des microtraces reconstruites dans les émulsions de part et d'autre de la base plastique permet de définir la base-trace dans cette dernière.*

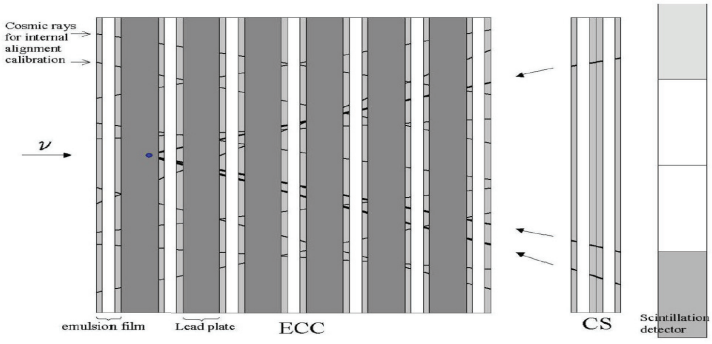


FIGURE 3.21 – *Schéma de la méthode de «scan-back» : à partir des prédictions du trajectographe, les traces sont retrouvées dans le doublet de CS puis suivies dans la brique jusqu'au vertex.*

- La «Decay-search» : une fois le vertex de l'interaction localisé et toutes les traces reconstruites, cette procédure complexe permet de retrouver tous les parents de la désintégration manquants. Cette étape, particulièrement importante pour les événement présentant une topologie en coude, est appliquée dans les 4 feuilles suivant le vertex et permet de caractériser l'événement. Une topologie en coude peut être le résultat de la désintégration d'un τ, d'une particule charmée, de la diffusion d'un muon ou encore d'une réinteraction hadronique.
- Le «Scan-forth» : l'angle de diffusion des traces par rapport au vertex est mesuré et les traces sont cette fois-ci remontées depuis le vertex jusqu'à un bord de la brique. Cela permet d'améliorer la mesure de l'impulsion. Un longueur de traces de plus de 10 X_0 est nécessaire pour obtenir une précision d'environ 35% sur la mesure.

3.6 Le software d'OPERA

Le développement du software d'OPERA fait partie intégrante de l'expérience. Il est composé de logiciels d'analyse et de simulation (*cf.* FIGURE 3.22). Seules les parties util-

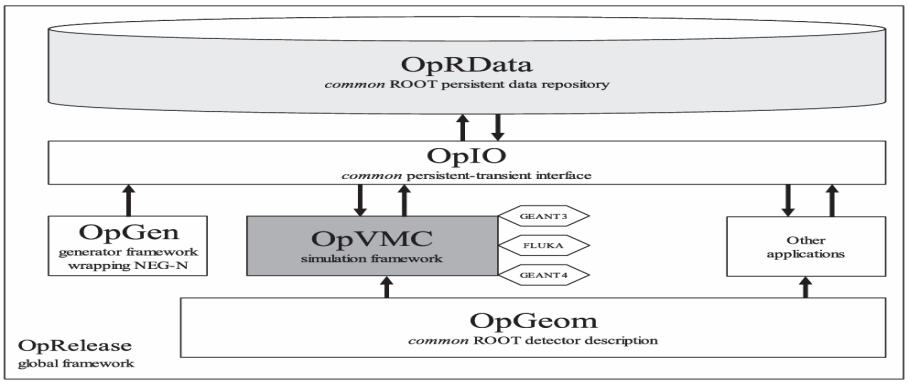


FIGURE 3.22 – *Structure générale d'OpRelease.*

isées pour l'étude de cette thèse seront détaillées ici. Les trois parties présentées concernent principalement l'organisation des données (le «data model»), les simulations d'événements neutrinos et cosmiques et la reconstruction des événements. Les programmes d'analyse développés pour l'étude proprement dite seront détaillés dans les chapitres suivants.

3.6.1 Ressources et environnement informatiques

L'ensemble des programmes de la suite de logiciels d'OPERA est organisé sous CMT [81], qui permet de structurer les dépendances et de gérer les versions des logiciels. Un langage objet est utilisé, le C++, sauf pour quelques parties comme la génération des événements pour les simulations qui sont en FORTRAN.
L'ensemble des données brutes issue des détecteurs électroniques d'OPERA est stocké dans une base de données ORACLE [82] sur des machines situées dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso. Le centre de calcul de Lyon est aussi utilisé pour le stockage des données «remodelées» au format ROOT [83] ainsi que pour les analyses.

3.6.2 Procédure de stockage des données

Les données envoyées par l'ensemble des détecteurs électroniques sont stockées sur la base de donnée ORACLE. Une extraction de cette base de données est faite deux fois par jour pour produire un fichier au format ROOT. Dans ce format, elle sont organisées dans un arbre («TTree»), ce qui rend leur utilisation plus simple lors de l'analyse. Ces fichiers ROOT sont stockés sur les ordinateurs du laboratoire souterrain du Gran Sasso et transférés une fois par jour vers un espace de stockage au centre de calcul de Lyon où elles sont accessibles par l'ensemble la collaboration.

3.6.3 Forme d'un «package» OPERA

Les structures de chaque «package» sont identiques, basées sur le programme *OpAlgo* (inspiré de GAUDI [84]) et articulées autours de trois types de fonctions. Les *RunManager*

gèrent l'ensemble du programme. Ils définissent les entrées et les sorties et traitent les données événement par événement. Pour chaque événement, ils font appel à des fonctions d'une autre classe, les *AlgoManager* qui lancent un à un les algorithmes appliqués aux données. Un *AlgoManager* peut aussi faire appel à un autre *AlgoManager* si la structure se complique. La dernière classe de fonction est *Algo* qui contient les algorithmes eux-mêmes.
Chacune de ces classes est organisée selon quatre méthodes distinctes :

- *init()* est exécutée une fois au début du programme et permet l'initialisation de l'ensemble des variables.
- *execute()* est exécutée pour traiter chaque événement.
- *clear()* est exécutée après *execute()* pour chaque événement et permet de nettoyer les différentes variables utilisées.
- *finalize()* est exécutée à la fin du programme, une fois tous les événements du fichier traités.

les classes *AlgoManager* possèdent une méthode supplémentaire, l'*AlgoFactory* qui permet d'installer les différents algorithmes nécessaires au programme, de les initialiser, les exécuter et de les finaliser.

3.6.4 Le format de données : le «Data model»

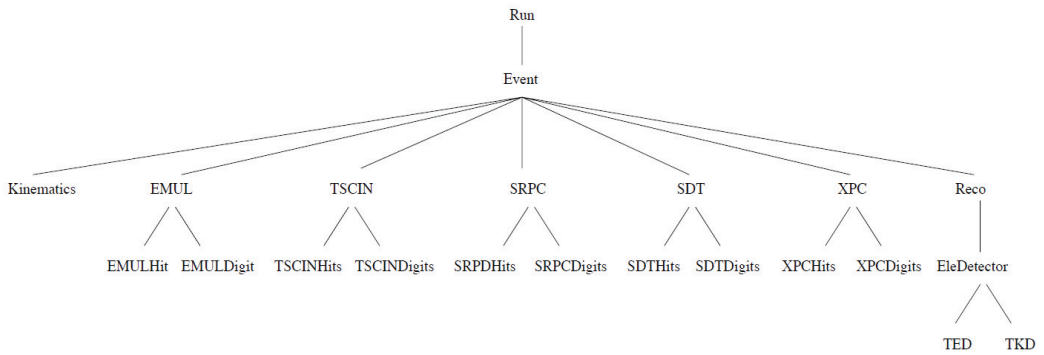


FIGURE 3.23 – *TTree ROOT des données d'*OPERA *: EMUL pour émulsions, TSCIN pour le trajectographe, SRPC pour les RPC, SXPC pour les XPC et enfin SDT pour les tubes à dérives*

Le format de données utilisé est volontairement indépendant de tout algorithme (séparation données-algorithmes). Les algorithmes sont dans des programmes différents et ne permettent pas de modifier ces formats. Cela permet la sécurisation du code et la conservation des fichiers de données.
La structure et les fonctions d'accès aux données sont définies par deux modèles : *OpData* et *OpRData*. *OpData* permet l'utilisation des données dans un programme et *OpRData* défini les données persistantes, *ie* telles qu'elles apparaissent dans le fichier *ROOT*. Deux classes, *DataLoader* et *DataSaver* permettent à chaque programme de définir les données

qui doivent être lues pour l'analyse et celles qui seront sauvegardées à la fin de l'exécution. Ces données sont chargées dans une structure appelée *TDataStore* (classe définie par *OpData*), déclarée dans le *RunManager*, qui permet leur accès dans le programme.
Dans leur format de sauvegarde, les données sont réparties dans différents dossiers qui contiennent chacun des listes d'informations (*cf.* FIGURE 3.23). Cette structure en arbre est définie dans *ROOT*, par la classe *TTree*. Les données relatives à chaque sous-détecteur d'OPERA sont définies par une classe distincte. Cet arbre regroupe aussi les informations issues de la simulation ainsi que les résultats de la reconstruction des événements tels que la direction des traces, leur énergie et les informations sélectionnées comme appartenant à la trace.

3.6.5 La chaîne de simulation

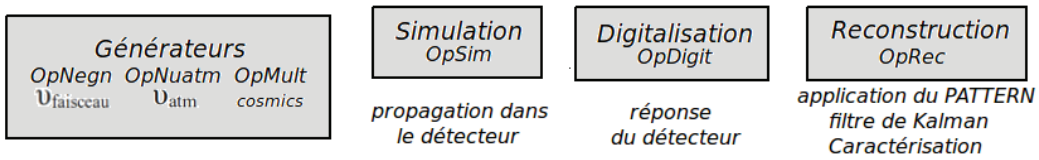


FIGURE 3.24 – *Chaîne de simulation : dans l'ordre d'exécution, génération des événements, simulation de la propagation, calcul de la réponse du détecteur et reconstruction des traces.*

La génération d'événements

Le générateur d'événements neutrinos du faisceau utilisé pour la simulation d'OPERA, *OpNegn* est une adaptation de celui utilisé dans l'expérience NOMAD, déjà confronté de manière concluante à la statistique importante accumulée par cette expérience. *OpNegn* est un programme autonome écrit en FORTRAN. Il fournit en sortie un fichier ASCII contenant les informations cinématiques des particules créées par l'interaction d'un neutrino ainsi que celles des vertex secondaires. Il est possible de choisir le type de neutrino incident souhaité, ν_μ, ν_e ou ν_τ ainsi que le type d'interaction, quasi-élastique, fortement inélastique ou résonnante. La position du vertex (*cf.* FIGURE 3.25) est elle aussi configurable (interaction dans le plomb, dans un détecteur électronique, dans la roche ...).
Le générateur de neutrinos atmosphériques, *OpNuatm*, ainsi que le générateur de muons cosmiques sont issus de l'expérience MACRO («Monopole, Astrophysics and Cosmic Ray Observatory», *cf.* FIGURE 3.26). Cette expérience était elle aussi située dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso. Elle a été construite pour la recherche de monopoles magnétiques et a aussi obtenu des résultats importants dans l'observation de neutrinos atmosphériques. Ces générateurs incluent donc déjà la topologie de la montagne au dessus du laboratoire à 360° en azimut et 95° en élévation (jusqu'à 5° sous l'horizontale).
OpNuatm génère aléatoirement des neutrinos sur les parois d'une boîte qui entoure le volume d'OPERA. Le flux est calculé selon plusieurs modèle au choix, Volkova [85], Butkevich [86], Mitsui [87], Bartol [88], Honda [89] ou Fluka [90]. Le flux utilisé pour les analyses des chapitres suivant est le flux de Honda.

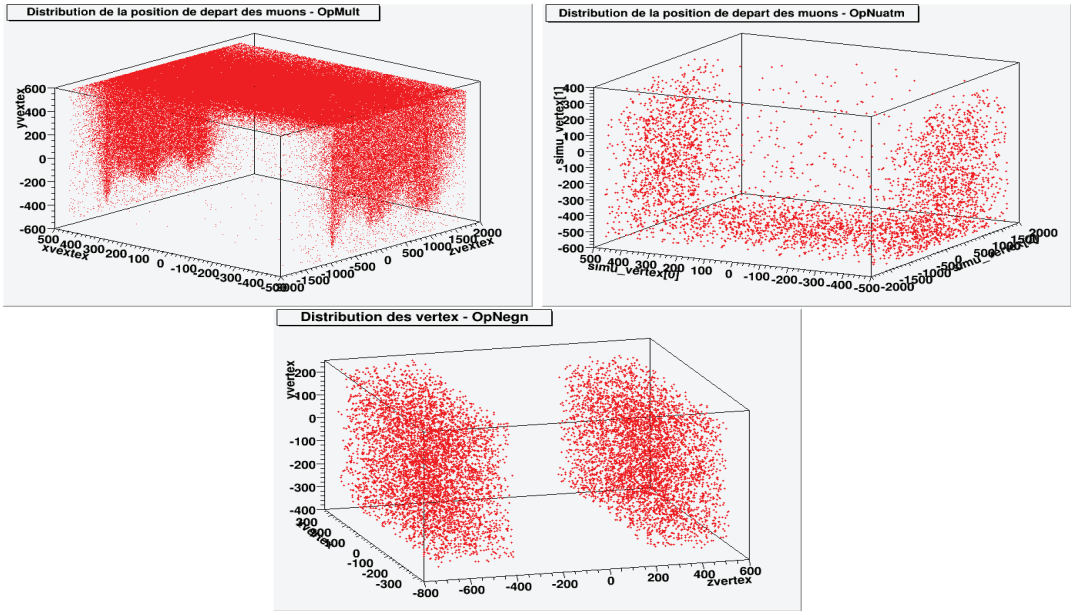


FIGURE 3.25 – *Distributions des vertex (OpNegn) ou des points de départ des muons (OpNuatm et OpMult) des particules générées par OpNegn (en bas), OpNuatm (en haut, à droite) et OpSim (en haut, à gauche).*

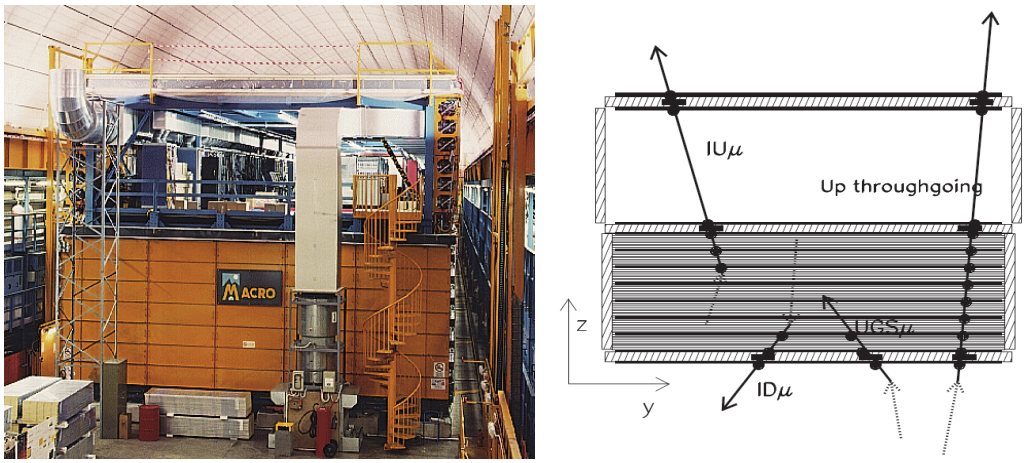


FIGURE 3.26 – *A gauche : le détecteur MACRO dans le hall C du laboratoire souterrain du Gran Sasso. A gauche : schéma de l'expérience et classification des événements neutrinos.*

Le générateur de rayons cosmiques a connu plusieurs versions. La première, *OpCosmics* proposait seulement des événements ne contenant qu'un seul muon. Depuis deux ans, *OpMult*, développé à Bologne, propose aussi des événements à multiples muons. Les muons sont, comme pour les neutrinos atmosphériques, générés sur les parois d'une boîte qui entoure le volume d'OPERA. La probabilité de passage d'un muon ainsi que son énergie sont calculées en fonction de l'épaisseur de roche pour un angle donné et de la couche d'at-

mosphère qu'il a traversé depuis sa production. Le flux total est contraint par les résultats de l'expérience MACRO.

La propagation dans le détecteur

La propagation dans la matière du détecteur est assurée, via VMC, par défaut par le logiciel GEANT 3, interfacé avec ROOT. VMC («Virtual Monte Carlo») est une interface virtuelle dans laquelle est décrite toute la géométrie du détecteur OPERA. Cette interface permet, par un choix d'option, de sélectionner plusieurs programmes de transport dans la matière (GEANT3, GEANT4 ou FLUKA) sans avoir à redéfinir la géométrie du détecteur dans le format spécifique à chacun de ces programmes. Le package incluant cette simulation de transport s'appelle *OpSim*. Dans un souci d'optimisation du temps, des coupures en énergie rejettent les particules les moins énergétiques. Ces coupures sont cependant abaissées pour les photons et les électrons pour conserver une simulation réaliste. La géométrie du détecteur est intégrée dans un package, *OpGeom*, qui définit tous les éléments du détecteur (taille, position et caractéristiques des matériaux). Une sommaire définition de Borexino, l'expérience en amont d'OPERA par rapport au faisceau dans le hall C du laboratoire, est aussi prise en compte. *OpSim* produit un fichier au format *ROOT* contenant les «hits», *ie* les informations relatives à chaque passage d'une particule dans un élément du détecteur électronique (énergie déposée et temps de passage). Il écrit aussi les informations qui seront présentes dans les émulsions.

Calcul de la réponse du détecteur

Les «hits» dans les détecteurs électroniques obtenus après *OpSim* ne correspondent pas encore aux informations qui seront disponibles pour l'analyse appelées «digits». Il faut propager ces données dans ces détecteurs jusqu'aux capteurs où elles seront enregistrées. C'est le travail du package *OpDigit*. Il prend en compte l'atténuation de l'amplitude des signaux dans les câbles et les fibres optiques ou encore convertit l'énergie déposée dans le gaz des RPC en amplitude du signal électrique détecté à l'extrémité d'une «strip». Une partie du travail de cette thèse s'est portée sur la propagation des informations de temps pour le trajectographe. Ces résultats sont présentés dans les chapitres suivants.
Pour les émulsions, un package Geant3 permet de simuler les «micro-traces» laissées par les particules. Ces «micro-traces» sont les éléments de base utilisés lors de la reconstruction des traces dans les briques.
Une fois le programme terminé, les informations sont écrites dans un fichier au format *ROOT*. Ce fichier contient toutes les informations que contiendrait un fichier de données réelles. Toutes les informations de la chaîne de simulation sont aussi conservées dans le même fichier.

3.6.6 La reconstruction des traces

La reconstruction des traces est un enjeu majeur pour l'expérience OPERA. Dans le cas d'une interaction de neutrino contenue dans la cible, une bonne reconstruction permettra une bonne localisation de la brique contenant le vertex. Une partie spécifique est

dédiée à la reconstruction des événements cosmiques.
Avant la reconstruction, certains filtres permettent de nettoyer les données. En effet, certains effets physiques comme le «cross-talk» dans le trajectographe produisent des digits parasites (*cf.* 4.1.1).

Le «*PATTERN*»

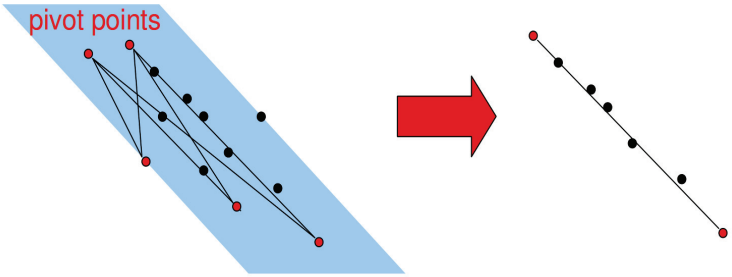


FIGURE 3.27 – *Méthode des points de pivot du Pattern appliqué aux muons cosmiques : une fois la direction de l'événement retrouvée grâce à la transformée de Hough, le détecteur est séparé en «tranches» dans lesquels les alignements les plus longs sont interprétés comme les traces laissées par les muons*

Si les événements sont en coïncidence avec un «spill» du faisceau CNGS, *ie* «en temps», ils seront analysés par le *PATTERN* général [91], optimisé pour les traces horizontales. Les autres sont traités par le *PATTERN* dédié aux rayons cosmiques, optimisé pour les traces inclinées. Dans les deux cas, les traces sont analysées en deux dimensions, une vue de côté et une vue de dessus. Des traces sont reconstruites dans chacun des sous-détecteurs électroniques puis connectées pour construire une trace dans l'ensemble d'un super-module. Ensuite, si cela est nécessaire, les traces des deux super-modules sont connectées.
Ce programme recherche les plus longues traces. Pour cela, la recherche du premier mur après le vertex est importante car le programme a tendance à allonger la trace avec des digits issus de particules émises à l'arrière du vertex par un effet de rétro-diffusion. Indépendamment du programme, un algorithme qui recherche ce mur grâce à un réseau de neurone a été mis en place. Ses résultats sont des données d'entrées pour le *PATTERN*.

Pour les événements cosmiques, le programme est différent. La trace laissée par un muon cosmique (ou plusieurs dans le cas d'événements multiples) dans le détecteur est rectiligne. Une transformée de Hough permet de retrouver la direction de l'événement. Ensuite, une méthode basée sur les points de pivots appliquée autours de cette direction recherche l'alignement contenant le plus de points. Les événements à muons multiples sont ainsi bien reconstruits (*cf.* FIGURE 3.27).
Après le *PATTERN*, le programme recherche les traces qui coïncident entre les deux vues pour les réunir et ainsi obtenir une trace en 3 dimensions. Pour les événements cosmiques, un programme supplémentaire définit le sens de propagation des particules. Ce programme

a été développé pendant cette thèse et utilise les informations sur les temps de passage des particules. Il est décrit dans les chapitres suivants.

Le filtre de Kalman

Pour les événements en temps avec le faisceau CNGS, un filtre de Kalman [92] est utilisé pour affiner la trace ainsi que reconstruire son impulsion.
Le filtre de Kalman utilise en premier lieu les digits les plus éloignés du mur contenant le vertex puis «remonte» les traces jusqu'à la brique contenant le vertex. C'est un filtre itératif. A partir du premier digit sélectionné il forme des segments de trace avec les digits les plus proches. L'angle entre deux segments est contraint, il doit être inférieur à 20°. A chaque itération, le filtre parcours les segments déjà reconstruits et sélectionne la trace la plus probable avant de passer à l'itération suivante. De plus, le filtre observe aussi le dépôt d'énergie à chaque étape ainsi que le type des matériaux traversés par la particule. Cela permet de reconstruire l'impulsion de la particule.

Finalisation

A la fin de la procédure, les traces sont analysées pour rechercher celle correspondant à un muon («Muon ID»). Ensuite intervient le package *OpCarac* qui permet de caractériser selon quatre classes le type d'événement observé :

- *CONTAINED* : l'interaction du neutrino a eu lieu dans la cible.
- *SPECTRO* : l'interaction du neutrino a eu lieu dans le spectromètre.
- *UP*μ : l'interaction du neutrino a eu lieu avant que le neutrino n'atteigne le détecteur et une information est présente dans le VETO.
- *SIDE*μ : l'interaction du neutrino a eu lieu avant que le neutrino n'atteigne le détecteur et aucune information n'est présente dans le VETO.

L'énergie déposée dans le trajectographe est aussi analysée. L'ensemble des informations de l'analyse permet la recherche de la brique la plus probable pour être le lieu de l'interaction si l'événement est défini comme *CONTAINED*.

Le fichier de sortie

Une fois la reconstruction des traces terminée, l'intégralité des informations est sauvegardée dans le fichier de sortie sous la forme de *TrackKinematics*. Cet objet contient, si la trace a été reconstruite en 3 dimensions, deux listes appelées *TrackElements* dans lesquelles sont stockés les digits utilisés pour la trace. Il n'y a qu'une seule liste si la trace n'est pas reconstruite en 3 dimensions. On trouve aussi dans l'objet *TrackKinematics* toutes les grandeurs reconstruites par le programme comme l'impulsion de la particule suivant chaque coordonnée ou encore l'angle d'incidence.

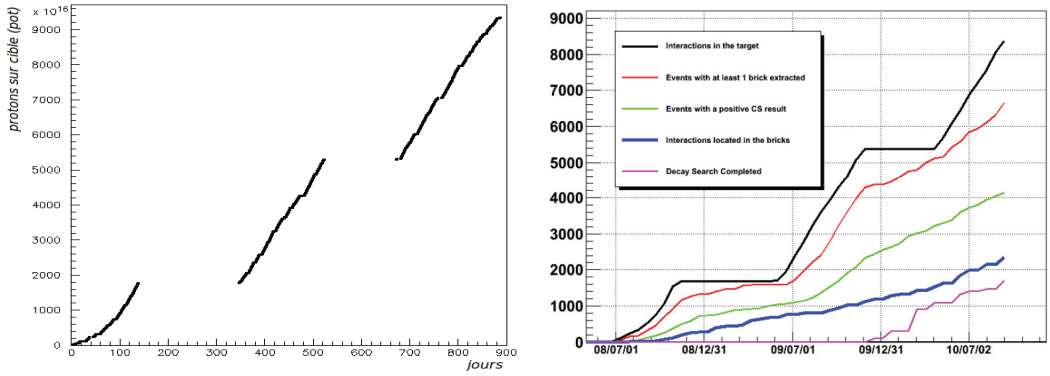


FIGURE 3.28 – *A gauche : performances du faisceau CNGS. A droite : statut de l'analyse des briques d'*OPERA *pour les runs* 2008, 2009 *et* 2010.

3.7 Statut de l'expérience

3.7.1 État de l'analyse et du détecteur

La prise de données d'OPERA a commencé en 2006 avec une cible vide. Le premier run de physique a débuté en 2008. Au total 9.34×10^{19} protons ont été envoyés sur la cible (*cf.* FIGURE 3.28, gauche) et au 2 décembre 2010, 9639 événements neutrinos ont été collectés dans les briques.
Le détecteur électronique est très stable et fonctionne tout au long de l'année, même hors des runs de physique pour enregistrer les traces de rayons cosmiques dans les briques. Lors des runs de physique, le détecteur et toute la chaîne d'acquisition sont opérationnels plus de 99% du temps.
Sur l'ensemble des briques développées, un vertex a été localisé pour environ 78% d'entre elle, soit 2367. 1718 procédures de «decay search» ont été réalisées ce qui correspond à environ 55% de la statistique totale des run 2008 et 2009 ($\approx 2.9 \times 10^{19}$ protons dans la cible, *cf.* FIGURE 3.28, à droite). En considérant la statistique déjà analysée lors de la publication du premier candidat observé et $\Delta m^2_{23} = 2.5 \times 10^{-3}$ eV^2, 0.54 ± 0.13(syst.) événement ν_τ était attendu.

3.7.2 Premier candidat ν_τ

Le premier candidat ν_τ observé dans OPERA est du type $\tau \to h + X$. Pour ce genre d'événement, les critères de sélection sont les suivants au second vertex (*cf.* FIGURE 3.29) :

- l'angle de kink θ_{kink} doit être supérieur à 20 $mrad$.
- le vertex secondaire se trouve dans l'une des deux plaques de plomb après le premier vertex.
- le moment de la particule chargée secondaire est plus grand que 2 GeV.
- le moment transverse total des produits de désintégration doit être supérieur à 0.6 GeV (0.3 GeV si des photons sont émis au vertex secondaire).

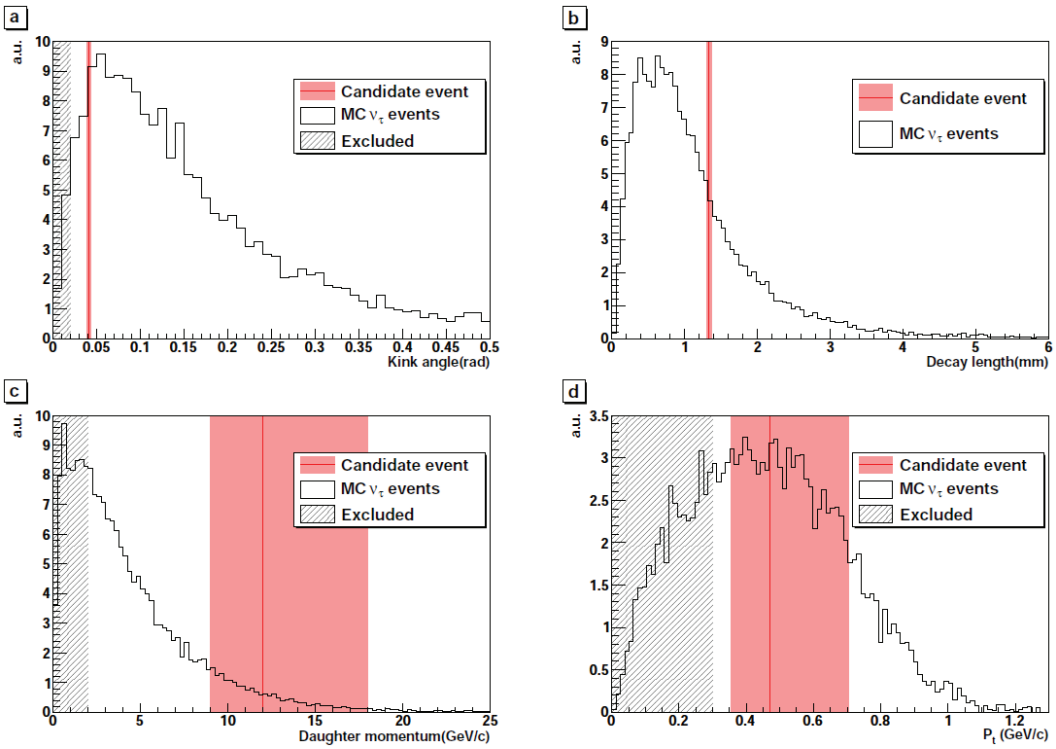


FIGURE 3.29 – *Critères de sélection au vertex secondaire et valeurs observées pour le premier candidat ν_τ*

Au premier vertex, les critères sont (*cf.* FIGURE 3.30) :

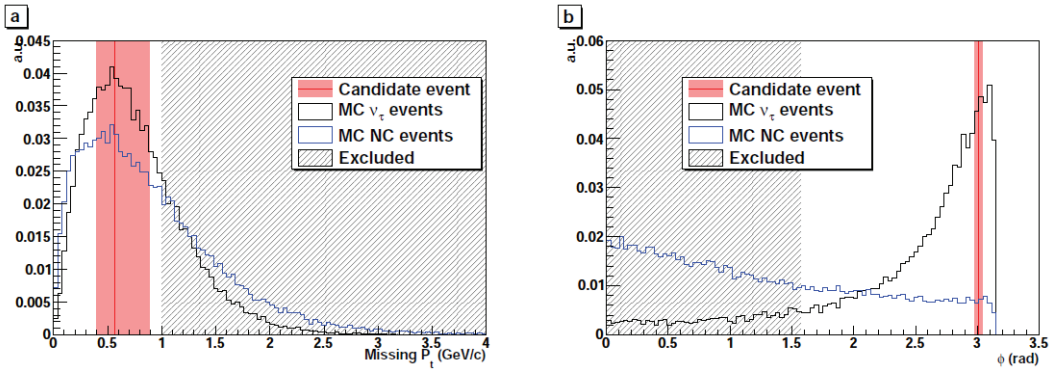


FIGURE 3.30 – *Critères de sélection au vertex primaire et valeurs observées pour le premier candidat ν_τ*

- aucune trace compatible avec un muon ou un électron.
- le moment transverse manquant (P_T^{miss}) doit être inférieur à 1 GeV/c.
- l'angle Φ dans le plan transverse entre la trace du candidat τ et la direction de la

gerbe hadronique doit être plus grand que $\pi/2$.

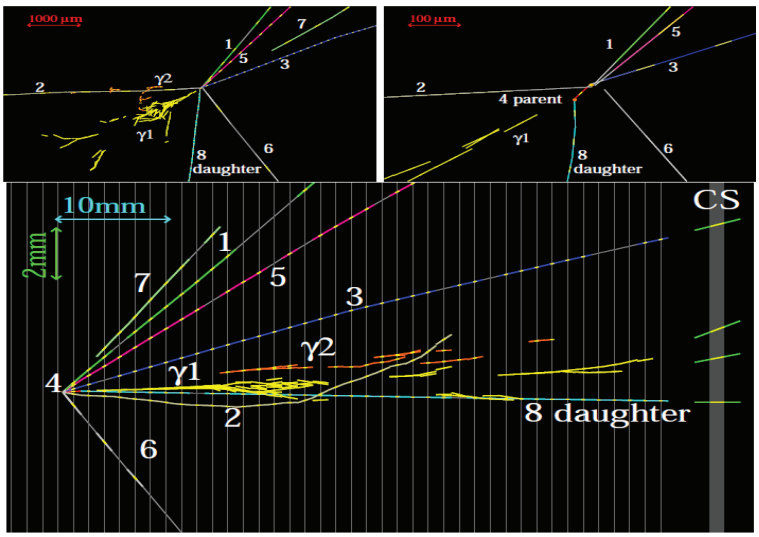


FIGURE 3.31 – *Premier candidat ν_τ observé par l'expérience* OPERA *: en haut à gauche, vue transverse par rapport à la direction du neutrino. En haut à droite, même vue avec un zoom sur le vertex. En bas, vue longitudinale.*

Le candidat observé contient 7 traces dont une faisant apparaître la topologie en coude caractéristique de la désintégration du τ (*cf.* FIGURE 3.31). Le bruit de fond attendu pour ce canal en considérant la statistique actuelle d'OPERA est de 0.018 ± 0.007(syst.) et de 0.045 ± 0.023(syst.) en considérant tous les canaux. La significance de cette observation est de 2.01σ.

3.7.3 Résultat sur le rayonnement cosmique

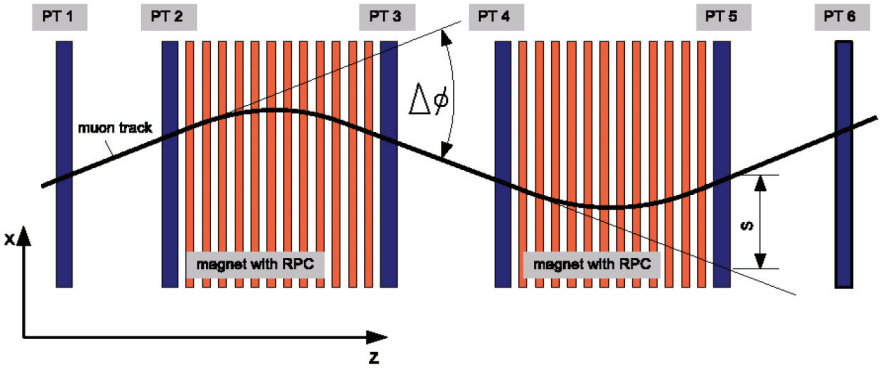


FIGURE 3.32 – *Parcours d'un muon à l'intérieur de l'aimant : le champ magnétique courbe la trajectoire de la particule et permet l'identification de la charge.*

Le rayonnement cosmique primaire (majoritairement des protons) produit des gerbes

$\varepsilon_\mu \cos\theta$ (GeV)	$< \varepsilon_\mu \cos\theta >$ (GeV)	R_μ	δR_μ(stat.)	R_μ(sys.) (%)
891 − 1259	1197	1.353	0.074	0.4
1259 − 1778	1527	1.373	0.019	0.5
1778 − 2512	2071	1.420	0.025	1.3
2512 − 3548	2852	1.409	0.047	4.3
3548 − 7079	4329	1.192	0.079	3.1

TABLE 3.1 – *Rapport R_μ en fonction de $\varepsilon_\mu \cos\theta$. De gauche à droite : domaine d'énergie, valeur moyenne de l'énergie, valeur du rapport, erreurs statistique et systématique.*

de particules secondaires lors de son entrée dans l'atmosphère. La majorité de ces interactions produit des pions et des kaons qui se désintègrent ou réinteragissent en fonction de leur énergie ou du profil de la densité de l'air qu'ils traversent. Au final, ce sont principalement les muons qui arrivent au niveau de la mer car ce sont les particules les plus pénétrantes. De plus, dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso, protégé par une moyenne de 3800 m d'eau, seuls les muons les plus énergétiques, avec une énergie supérieure à 1.5 TeV, sont observables. Le rapport R_μ est défini comme le nombre de particules de charge positive sur le nombre de particules de charge négative détectées. Il dépend de plusieurs composantes dont, en particulier à haute énergie, la contribution de la désintégration des particules charmées.
En dessous de 300 GeV, il est à peu près stable autour de 1.27. A plus haute énergie, différents processus modifient cette valeur. Le rapport K^+/K^- devient plus grand que le rapport π^+/π^-, la quantité de muons issus de la désintégration des kaons tend donc à augmenter et on s'attend à l'augmentation du rapport R_μ. Cependant, cet effet est contrebalancé à grand angle zénithal car les mésons ont une plus grande probabilité de se désintégrer dans une atmosphère moins dense, ce qui augmente la composante des muons venant de la désintégration des pions. De plus, il est aussi attendu que les événements à haute multiplicité, produits par les particules les plus lourdes, présentent un rapport R_μ plus faible. L'analyse de ce rayonnement à haute énergie est donc primordial pour contraindre les modèles sur la production des particules primaires.
La collaboration OPERA a produit une analyse sur le rayonnement cosmique et une mesure du rapport de la charge des muons dans la région du TeV : $R_\mu = N_{\mu^+}/N_{\mu^-}$. L'étude est basé sur 403069 muons atmosphériques, soit 113.4 jours de prise de données durant le run de physique 2008. Elle utilise les informations du spectromètre d'OPERA et ne conserve que les événements ayant traversé dont l'angle de déviation lors du passage dans le champ magnétique est supérieur à la résolution du détecteur (*cf.* FIGURE 3.32). L'erreur sur l'identification de la charge est elle aussi prise en compte et estimée à partir de la simulation Monte Carlo.
L'énergie du muon reconstruite dans le détecteur est proportionnelle à son énergie en surface (ε_μ) ainsi qu'à l'angle zénithal de sa trajectoire (θ). Cette dernière variable définit la quantité d'atmosphère et de roche traversée par la particule. On observe donc le rapport R_μ en fonction de la quantité $\varepsilon_\mu \cos\theta$, «l'énergie en surface à la verticale» (*cf.* TABLE 3.1).
Pour les événements ne contenant qu'un muon, on obtient une valeur de R_μ intégrée sur

tout le spectre d'énergie de :

$$R_\mu(n_\mu = 1) = 1.377 \pm 0.014(\text{stat.})^{0.017}_{-0.015}(\text{syst.}) \tag{3.1}$$

Pour les événement multiples, on obtient $R_\mu(n_\mu > 1) = 1.23 \pm 0.06$. La différence d'environ 2.4σ est cohérente avec l'hypothèse de la diminution du rapport quand la masse de la particule primaire augmente. Les mesures effectuées dans les premiers bins d'énergie sont cohérentes avec les observations précédentes. L'augmentation du rapport dans la région allant de 1 *TeV* à 3 *TeV* semble confirmer que ce rapport est principalement dépendant de la contribution de la désintégration des pions et des kaons. Il est aussi intéressant de noter que les mesures s'écartent de la théorie dans la région où la contribution des particules charmées devient observable (*cf.* FIGURE 3.33). Plus de données seront nécessaires pour améliorer la compréhension des modèles de créations de particules dans la haute atmosphère au-delà de $10TeV$.

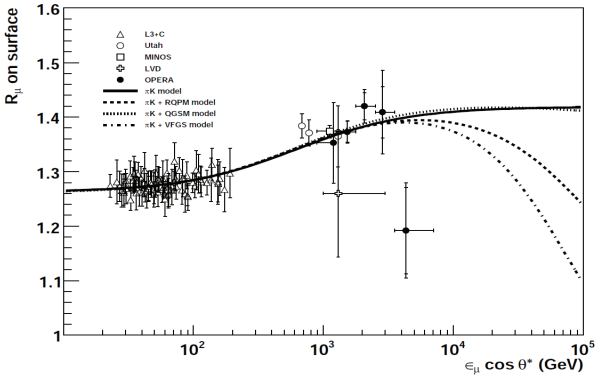


FIGURE 3.33 – *Rapport R_μ mesuré par* OPERA *en fonction de $\varepsilon_\mu \cos\theta$.*

3.7.4 Autres analyses en cours

D'autres études sont produites par la collaboration OPERA comme l'étude des événements «charmés» ou du rapport NC/CC. L'étude des événements charmés est particulièrement importante pour l'analyse car ces événements constituent un bruit de fond pour la recherche de candidat ν_τ en raison de la topologie en coude produite par la désintégration de la particule charmée.

Le nombre de candidats charmés attendus est de 1.72 ± 0.31 pour 100 interaction ν_μ CC localisées. Pour les runs 2008 et 2009, après coupures, 15.53 ± 2.75 (syst.) ± 1.67 (stat.) étaient attendus et 15 événements ont été observés [93] (*cf.* FIGURE 3.34).

3.8 Perspectives

Tous les détecteurs électroniques d'OPERA sont maintenant stables et en acquisition plus de 99% du temps lors des runs de physique. L'expérience devra prendre des données pendant encore deux ans, jusqu'à fin 2012, pour avoir la statistique totale présentée dans

	1 prong		2 prong		3 prong		4 prong	
Short: BG: Data:	3.54 0.23 1+1	±0.81	3.13 <0.001 +1	±0.53	1.32 0.11 1	±0.32	0.41 <0.001 1	±0.03
LongN: BG: Data:	1.18 0.11 1	±0.13	3.02 0.11 4+1	±0.33	0.22 <0.001 0	±0.02	0.56 <0.001 1	±0.04
LongC: BG: Data:	0.79 0.45 3	±0.23	0.45 0.44 1	±0.12	0.90 0.22 2	±0.26	0.01 0.33 0	±<0.001
Total: BG: Data:	5.51 0.79 5+1	±1.17	6.60 0.55 5+2	±0.98	2.44 0.33 3	±0.60	0.97 <0.001 2	±0.08
SUM: Data:	15.53 15+3	±2.75	(syst.)	+1.67	(BG)			

FIGURE 3.34 – *Prédictions de la simulation et données réelles du nombre d'événements charmés en fonction de la topologie. La mention «+3» correspond aux candidats non confirmés.*

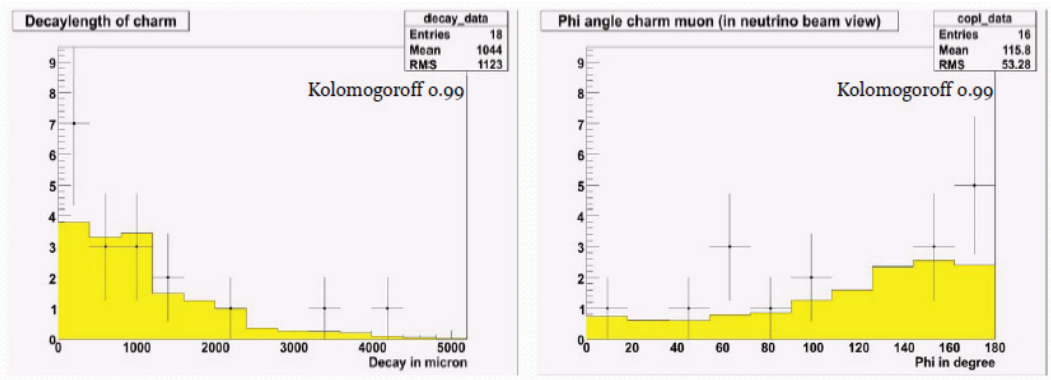


FIGURE 3.35 – *Comparaison données/MC de la longueur de désintégration (à gauche) et de l'angle Φ, angle dans le plan transverse au faisceau de la projection des traces de la particule charmée et du muon émis au premier vertex (à droite).*

le proposal.
L'efficacité du CNGS augmente de plus en plus. En 2010, $4.2\,10^{19}$ protons ont été envoyés sur la cible. La puissance nominale prévue par le proposal est de $4.5\,10^{19}$ protons sur cible.

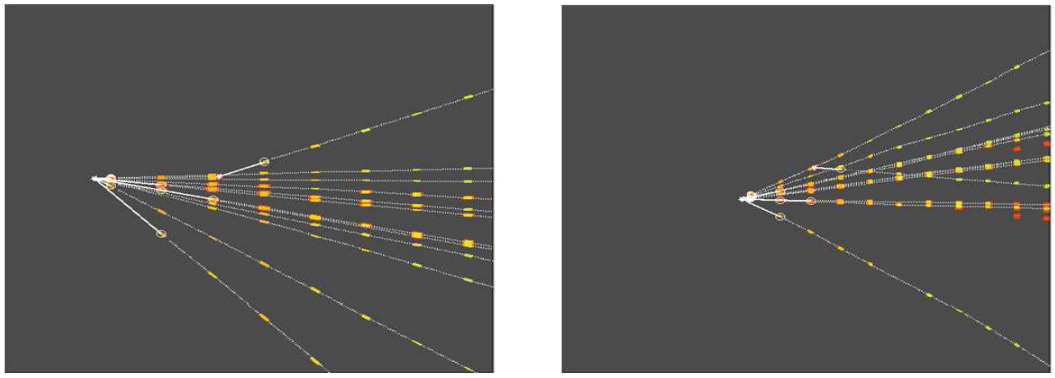


FIGURE 3.36 – *Premier candidat charmé observé dans* OPERA*, en vue X (gauche) et Y (droite)*

Chapitre 4

Déclenchement du trajectographe

Sommaire

4.1 Présentation des trois niveaux de déclenchement 85
4.1.1 Présentation détaillée de l'électronique du trajectographe, premier niveau du déclenchement 85
4.1.2 Le système d'acquisition des sous-détecteurs, deuxième niveau de déclenchement 93
4.1.3 Le «*Manager*», troisième niveau de déclenchement 96
4.1.4 Les autres éléments de la chaîne d'acquisition 97
4.2 Topologie des événements faisceau 98
4.2.1 Études des canaux de désintégration du τ 98
4.2.2 Sources «hors-faisceau» 99
4.3 Règles de déclenchement de niveau 2 et de niveau 3 100
4.3.1 Analyse générale des différents canaux 101
4.3.2 Choix des variables de sélection 102
4.3.3 Événements à haute multiplicité 104
4.3.4 Événements à basse multiplicité 106
4.3.5 Règle de déclenchement variable 111
4.3.6 Efficacité totale et taux d'événements 112

Ce chapitre propose une analyse des signaux produits dans le détecteur pour les différents canaux de désintégration du τ dans le but de maximiser l'efficacité de déclenchement du trajectographe. La statistique présentée dans le proposal d'OPERA est basée sur une efficacité de déclenchement pour chaque canal de 99%.
Dans un premier temps les différentes caractéristiques, d'un point de vue énergétique, de la propagation des signaux dans les éléments du trajectographe vont être présentées. Ensuite une présentation des différents niveaux de l'interface d'acquisition sera proposée avant de caractériser les topologies des événements ν_τ et des événements extérieurs pouvant augmenter le taux de déclenchement. Pour finir, les variables utilisées par les règles de déclenchement seront présentées ainsi que les coupures qui leurs sont appliquées.

4.1 Présentation des trois niveaux de déclenchement

4.1.1 Présentation détaillée de l'électronique du trajectographe, premier niveau du déclenchement

Le trajectographe a été présenté de manière générale dans le Chapitre 3. Cette partie détaille tous les éléments intervenant dans le déclenchement de premier niveau, *ie* du pas-

sage de la particule dans un barreau de scintillateur jusqu'à l'électronique placée derrière le photomultiplicateur.

Scintillation et transmission dans la fibre optique

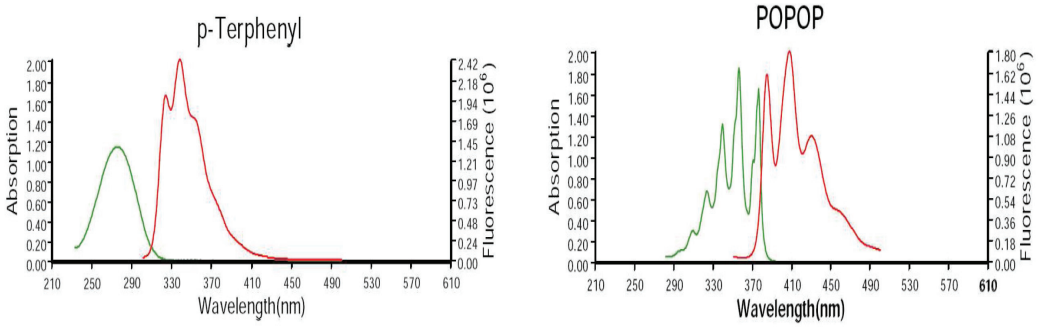


FIGURE 4.1 – *Spectre d'absorption (en vert) et d'émission (en rouge) des dopants primaire (le p-Terphenyl, à gauche) et secondaire (le POPOP, à droite) du scintillateur plastique*

Quand une particule traverse un barreau de scintillateur du trajectographe, l'excitation due au dépôt d'énergie provoque une scintillation dans l'ultraviolet [94]. Les différents dopants qui lui sont adjoints permettent de décaler cette longueur d'onde vers une longueur d'onde adaptée au spectre d'absorption de la fibre à décalage de longueur d'onde (WLS) qui traverse le barreau. Le barreau contient deux dopants. Le dopant primaire, le p-Terphényl, absorbe des photons de longueur d'onde moyenne de 260 *nm* pour les ré-émettre aux alentours de 340 *nm*. Le dopant secondaire, le POPOP(phényl-oxazolyle-phényl-oxazolyle-phényle), absorbe les photons de longueur d'onde moyenne de 340 *nm* et ré-émet des photons de longueur d'onde 410 *nm* (*cf.* FIGURE 4.1).

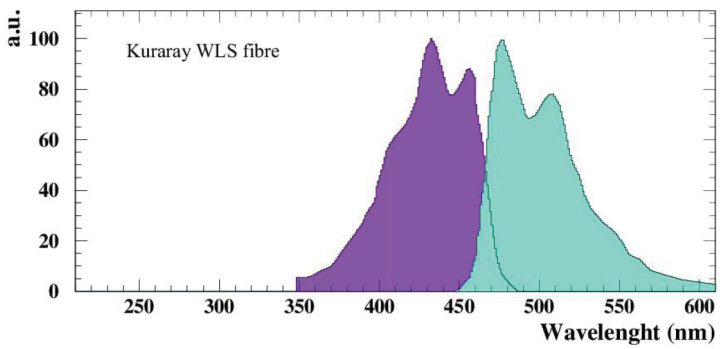


FIGURE 4.2 – *Spectre d'absorption (en violet) et d'émission (en bleu) de la fibre optique*

Chaque barreau est parcouru par une fibre optique. C'est une fibre fabriquée par Kuraray à décalage de longueur d'onde, à double gaine de 1 *mm* d'épaisseur. Elle absorbe

des photons de longueur d'onde moyenne de 400 *nm* et les ré-émet autour de 470 *nm* (*cf.* FIGURE 4.2). Ce sont ces photons qui atteindront la photocathode du photomultiplicateur. Les deux gaines de la fibre permettent une meilleure collection de la lumière qu'une fibre à simple gaine (5% environ). En effet, le gradient d'indice de réfraction (1.59 pour le cœur, 1.49 pour la première gaine et 1.42 pour la gaine externe) permet de conserver dans le guide de lumière des rayons plus inclinés (*cf.* FIGURE 4.3). La conception de la fibre a aussi un effet sur la structure en temps du signal. Ces effets seront abordés dans le chapitre suivant.

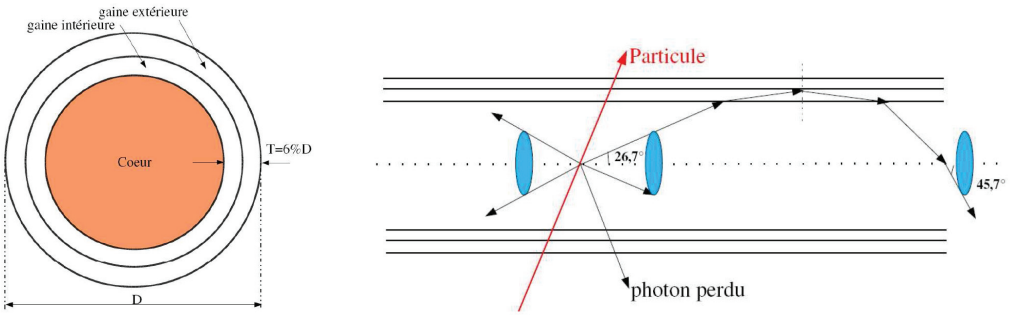


FIGURE 4.3 – *A gauche : coupe de la fibre optique. L'épaisseur de chacune des gaines est de l'ordre de* 0.06 mm. *Le diamètre total est d'1* mm. *A droite : principe de collection et de guidage de la lumière par la fibre.*

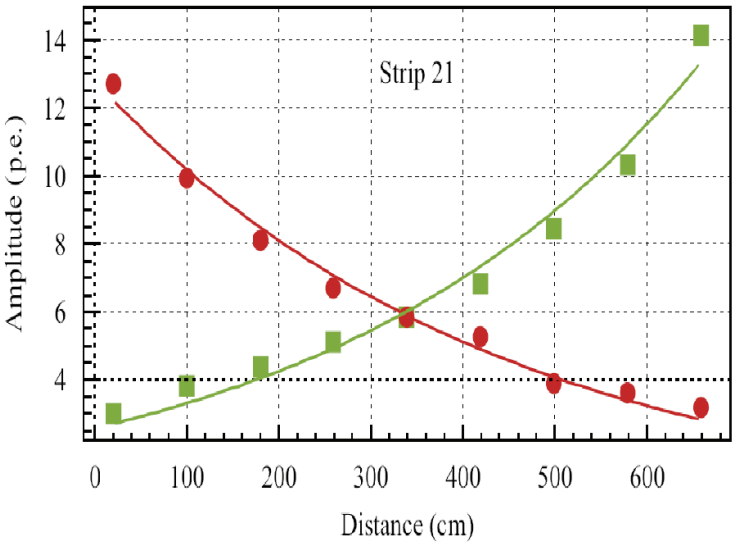


FIGURE 4.4 – *Atténuation du signal dans la fibre optique en fonction de la longueur parcourue par les photons.*

Lors du transport dans la fibre, il y a une atténuation du signal qui peut être observée. Si les photons parcourent l'intégralité de la longueur de la fibre avant d'être détectés, l'atténuation sera de l'ordre d'un facteur 5 environ (*cf.* FIGURE 4.4). Ces effets auront un impact lors de l'étude des coïncidences des signaux aux deux extrémités de la fibre (*cf.* FIGURE 4.13).

Le bouchon

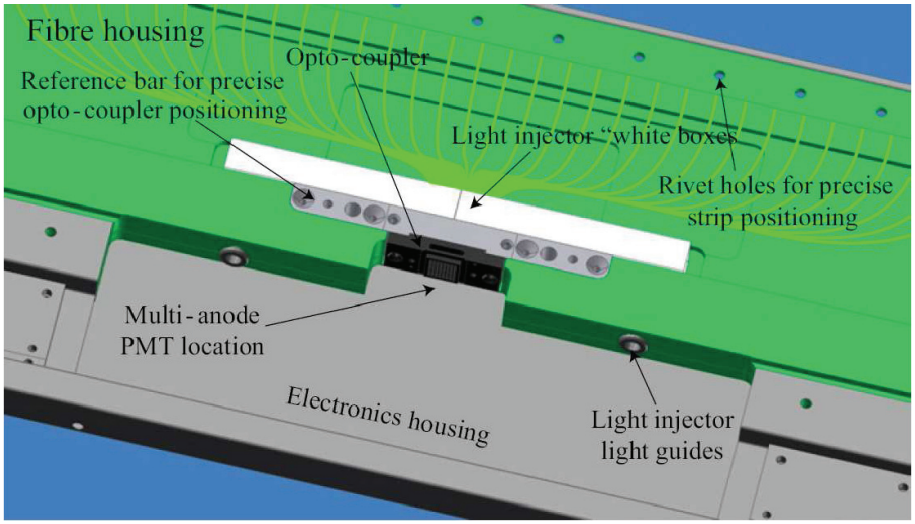


FIGURE 4.5 – *Représentation en 3 dimensions des éléments du bouchon. Les 64 fibres du modules viennent se positionner dans le coupleur optique auquel est connecté le photomultiplicateur. Un espace à l'arrière du bouchon permet de placer l'électronique de lecture.*

A la sortie des barreaux de scintillateur, les 64 fibres de chaque module sont dirigées vers un photomultiplicateur dans un module appelé «bouchon» (*cf.* FIGURE 4.5). Il fait environ 40 *cm* de profondeur et pèse 10 *kg*. Pour obtenir un positionnement précis, un barreau sur deux est fixé au bouchon. Les fibres rejoignent le milieu du bouchon où elles sont fixées à un coupleur optique qui permet de les positionner correctement en face de chaque pixel du photomultiplicateur. Chaque fibre a donc une correspondance avec un canal du photomultiplicateur telle que présenté sur la FIGURE 4.6. Les fibres du milieu d'un module sont ainsi plus courtes que les fibres externes. Les fibres traversent aussi un module d'injection de lumière qui permet de les recalibrer au cours de l'expérience. A l'arrière du coupleur vient se placer le photomultiplicateur ainsi que l'électronique de lecture. Le bouchon est placé à l'intérieur d'une coque en métal noircie qui l'isole de la lumière et protège les photomultiplicateur du champ magnétique de l'aimant.

Le photomultiplicateur multipixels

Les photomultiplicateurs utilisés dans le trajectographe d'OPERA sont des photomultiplicateurs multianodes 64 voies HAMAMATSU (H8804-mod1) spécialement modifiés

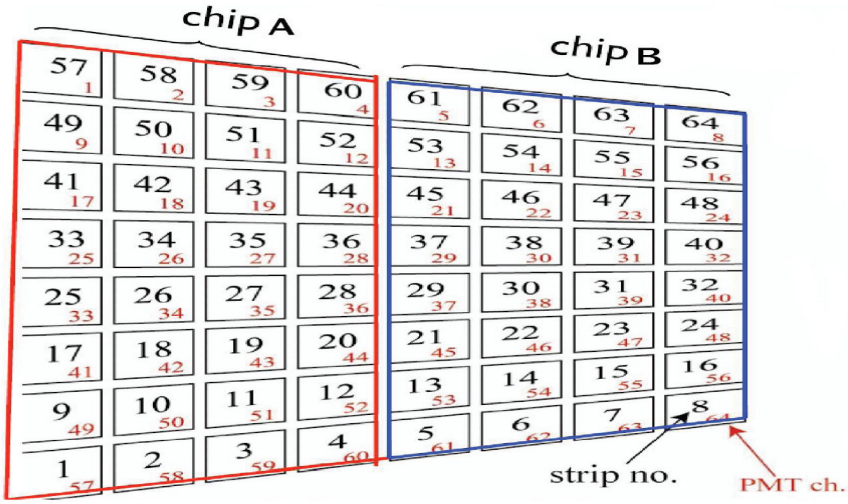


FIGURE 4.6 – *Schéma de correspondance des numéros de fibre et des canaux du photomultiplicateur*

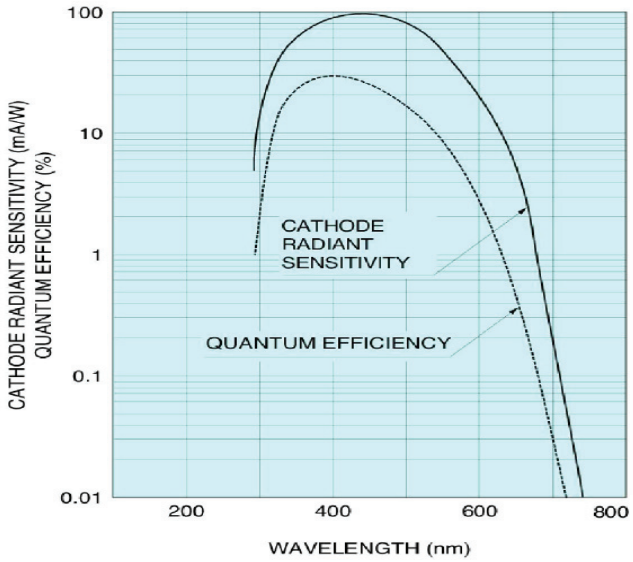


FIGURE 4.7 – *Sensibilité et efficacité quantique des photomultiplicateurs.*

pour l'expérience. L'ensemble des caractéristiques de ces photomultiplicateurs a été testé à Berne [95]. Ces photomultiplicateurs permettent de convertir le signal lumineux venant des fibres en signal électrique qui sera dirigé vers l'électronique de lecture.

Le maximum d'efficacité quantique ($\sim 16\%$) de cette dernière se situe autour de 470 *nm* (*cf.* FIGURE 4.7), ce qui correspond à la longueur d'onde moyenne des photons ré-émis par la fibre WLS. Le photon arrivant sur la photocathode arrache un photoélectron qui

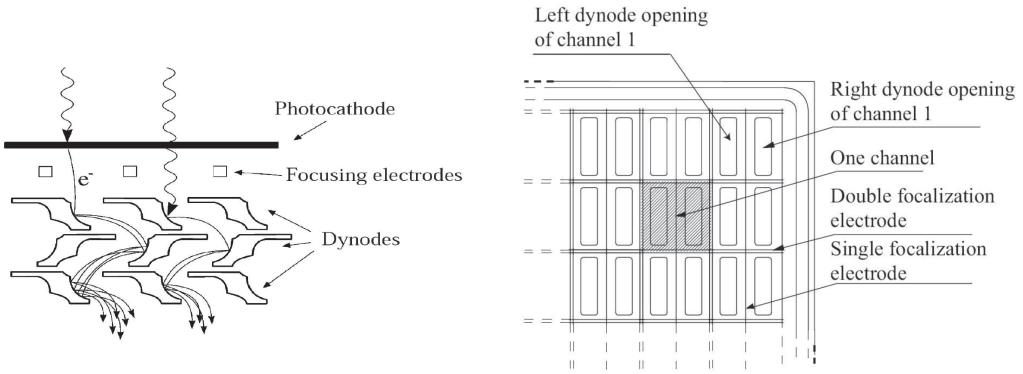


FIGURE 4.8 – *A gauche : schéma du processus d'amplification d'un canal du photomultiplicateur. Les photons viennent frapper la photocathode et les électrons arrachés sont multipliés par une série de dynodes avant d'être détectés. A droite : schéma d'une partie du photomultiplicateur. La zone grisée représente un canal. Chaque canal est constitué de deux séries de* 12 *dynodes séparées par une électrode de focalisation. Deux canaux sont séparés par une électrode double.*

est focalisé grâce à des électrodes vers la chaîne d'amplification constituée de dynodes. Pour chaque pixel (de surface 2.3×2.3 mm^2), deux séries de 13 dynodes de potentiels croissants permettent de multiplier les électrons, amplifiant ainsi le signal électrique (*cf.* FIGURE 4.8). A la fin de la chaîne, les électrons atteignent l'anode et l'accumulation de charges crée une brève impulsion électrique. Le temps de montée de cette impulsion correspond à la résolution en temps du photomultiplicateur (1 à 2 ns). Le gain est défini comme le nombre d'électrons collectés par l'anode pour un photon incident. Il arrive qu'un photon vienne directement frapper la première dynode, évitant ainsi le premier étage d'amplification. Dans ce cas, le gain est considérablement réduit. Cependant, ce type d'effet n'est souvent pas détectable car l'impulsion alors créée au niveau de l'anode est trop faible pour dépasser le seuil de détection.
Les photomultiplicateurs sont sujets à plusieurs sources de bruit de fond. Le premier est l'émission spontanée d'un électron par la cathode (ou courant d'obscurité). Lors de l'analyse, la recherche de coïncidences (par exemple la recherche d'un signal aux deux extrémités de la fibre) permet d'éliminer ce bruit de fond. A 20°C et pour un seuil de détection fixé à 1/3 de photoélectron il est de l'ordre de 2.45 Hz par canal [79]. Une seconde source de bruit de fond est la diaphonie («cross-talk»). Ce phénomène à plusieurs origines comme la mauvaise focalisation d'un photoélectron, le passage d'un photon à grand angle venant frapper le pixel voisin ou encore, après le photomultiplicateur, un effet électronique entre les voies de la puce de préamplification. Avant analyse, un programme vérifie la probabilité qu'un signal soit dû à la diaphonie et retire ces informations des données (*cf.* 3.6.6).

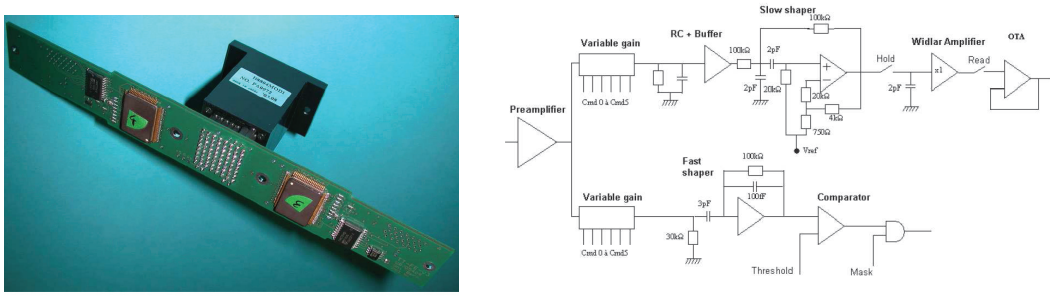


FIGURE 4.9 – *A gauche : photomultiplicateur connecté à la carte de lecture «front-end». A droite : schéma de l'électronique de lecture d'un canal*

L'électronique de lecture

L'électronique de lecture est placée directement à l'arrière des photomultiplicateurs. Le premier étage, le «front-end», est accroché au photomultiplicateur et contient deux puces identiques lisant 32 canaux chacune (*cf.* FIGURE 4.9). Elles ont été spécialement conçues pour OPERA [96]. Après le préamplificateur, un étage de correction de gains est appliqué pour pallier aux disparités de gains du photomultiplicateur. Le signal est ensuite envoyé vers deux circuits de mise en forme.

Le premier, la voie rapide («fast-shaper»), permet, grâce à la montée rapide du signal

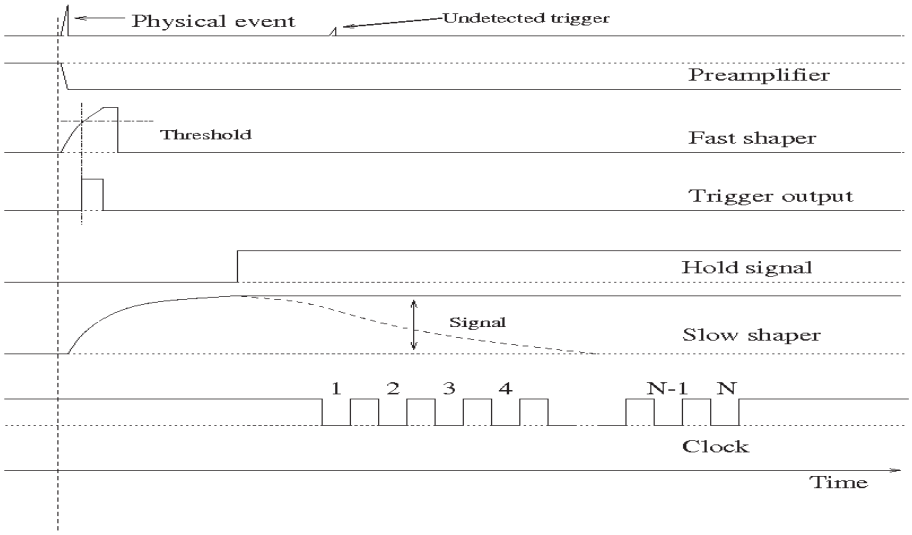


FIGURE 4.10 – *Schéma de fonctionnement des différents éléments de la carte «front-end».*

de l'ordre de 10 *ns*, de marquer en temps le signal et de déclencher l'enregistrement des données si l'amplitude du signal dépasse un seuil fixé à 1/3 de photoélectron. C'est le premier niveau de déclenchement.

Le second, la voie lente («slow-shaper»), a pour but de mesurer la charge totale déposée dans le canal. Le temps de montée du signal est beaucoup plus lent que pour le «fast-shaper» (environ 150 *ns*). 160 *ns* après le signal de déclenchement produit par le «fast-shaper», cette charge est stockée dans des condensateurs (*cf.* FIGURE 4.10).
Si le signal de déclenchement est reçu, le FPGA («Fiel Programable Gate Array», réseau

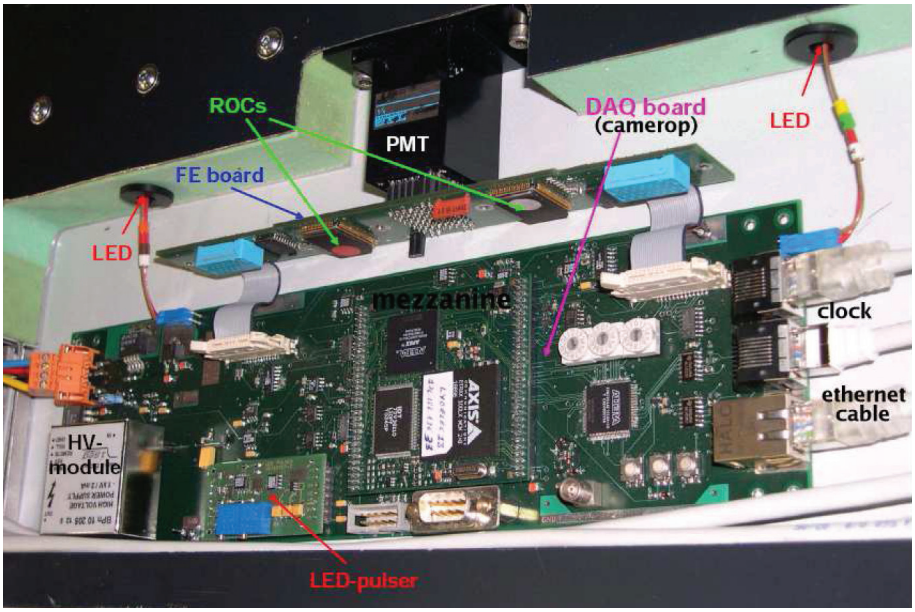


FIGURE 4.11 – *Photo des cartes électroniques raccordées au photomultiplicateur : carte «front-end» et carte «mezzanine».*

de portes programmable) met un signal *HOLD* à 1. Ce signal bloque toutes les voies lentes jusqu'à ce qu'il soit ramené à 0 (*cf.* FIGURE 4.10). La charge des 32 canaux de chaque puce est lue en série puis multiplexée et cette information est envoyée vers un ADC («Analog-to-Digital Converter», type *AD*9220) où elle est échantillonnée puis stockée dans une mémoire. Le FPGA remet alors le signal *HOLD* à 0. Tous les gains étant connus et égalisés, il y a proportionnalité entre le nombre de photoélectrons arrivant sur la photocathode du photomultiplicateur et l'échantillonnage de l'ADC. Chaque canal ADC à une valeur de potentiel appelé «pedestal»(*cf.* FIGURE 4.12) qui fluctue selon une distribution gaussienne. Cette valeur est mesurée régulièrement et retranchée à la valeur lue par le FPGA avant qu'elle ne soit transmise. Pour être sûr que le signal détecté n'est pas une fluctuation du bruit de fond, le FPGA vérifie que la valeur $(ADC - pedestal)$ est supérieure à un seuil de l'ordre de 3 sigmas de la distribution du pedestal. Si cette condition n'est pas validée, la valeur lue est mise à 0 et l'information n'est pas transmise(«suppression de zéros»).
La synchronisation en temps de tous les modules est assurée par une distribution d'horloge globale qui sera détaillée dans le chapitre suivant. Ces différents modules sont placés sur une carte raccordée à la carte «front-end» appelée «camerop» (*cf.* FIGURE 4.11). Sur cette carte sont aussi présents les modules de haute tension du photomultiplicateur ainsi que l'alimentation des LED (diode électroluminescente) du système d'injection de lumière.

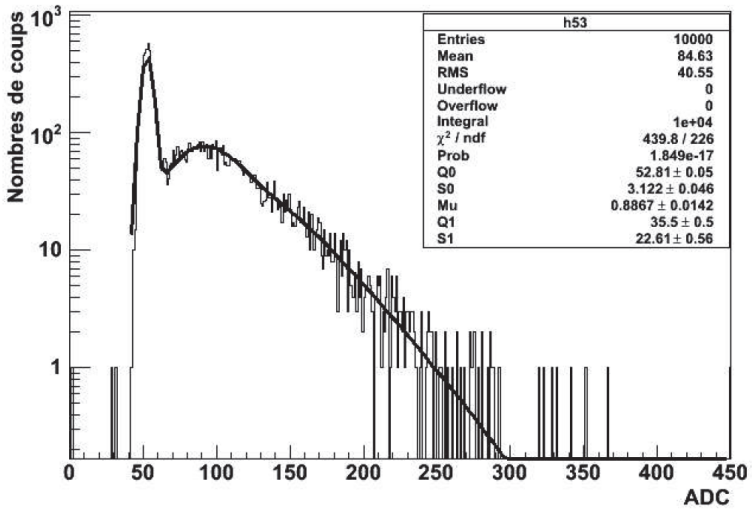


FIGURE 4.12 – *Signal intégré lu par un ADC lors d'un étalonnage : le premier pic correspond à la valeur du pedestal.*

Une autre carte vient se brancher sur le «camerop», appelée «mezzanine», sur laquelle sont placées les puces assurant l'interface Ethernet du système (puces ETRAX 100LX d'AXIS). Ces éléments ont été développés à l'IPNL (UCBL-I, CNRS/IN2P3).
Le système d'acquisition du trajectographe voit cet ensemble «photomultiplicateur + électronique d'acquisition» comme un «capteur» avec lequel il échange des informations via le réseau Ethernet local.

Efficacité de déclenchement du niveau L0

L'efficacité de détection d'une particule au minimum d'ionisation traversant le barreau dépend de la condition utilisée (*cf.* FIGURE 4.13). La condition «*OR*» demande que le signal soit détecté par l'un des deux capteurs placés aux extrémités de la fibre. Pour valider la condition «*AND*» les deux capteurs doivent détecter le signal. Les informations de deux capteurs aux extrémités de la même fibre n'étant réunies qu'après le troisième niveau de déclenchement, l'acquisition d'OPERA utilise la condition «*OR*». Pour une particule au minimum d'ionisation au moins 5 photoélectrons sont détectés permettant à l'efficacité d'être supérieure à 99% [97].

4.1.2 Le système d'acquisition des sous-détecteurs, deuxième niveau de déclenchement

Le taux d'événements dans OPERA est assez faible (un peu plus de 10 *Hz* au total). Le choix technique d'un système d'acquisition basé sur une interface Ethernet a donc été fait. La capacité de transfert de données d'une telle architecture est suffisante et il présente l'avantage de permettre la communication directe avec chaque capteur. Ainsi tous les capteurs sont accessibles depuis un poste distant sans avoir à effectuer d'opérations

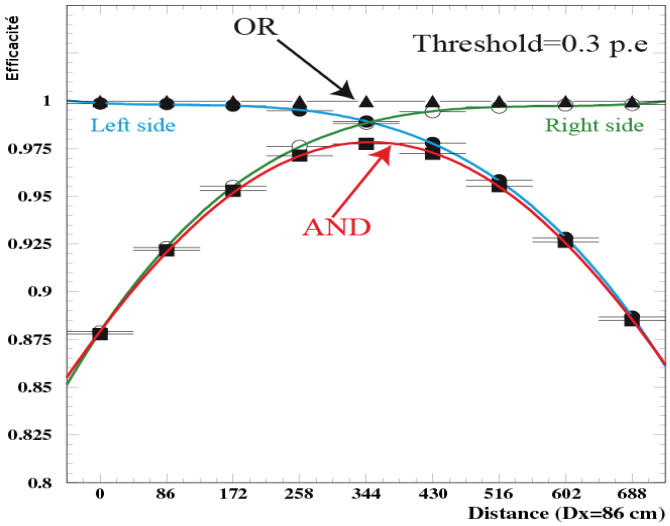


FIGURE 4.13 – *Efficacité de détection d'une particule au minimum d'ionisation en fonction de la distance parcourue dans la fibre pour les conditions «OR» et «AND».*

directement sur le détecteur.
Chaque sous-détecteur électronique possède sa propre interface d'acquisition indépendante pour chaque super-module. Au total, le réseau comprend 992 nœuds correspondants aux capteurs du trajectographe, 105 nœuds pour les tubes à dérives, 52 nœuds correspondants aux plans de RPC (dont 8 XPC)et 32 nœuds pour le VETO.
Chaque système d'acquisition, si les conditions de déclenchement sont validées, transmet ses informations au niveau supérieur : le «Manager».

Les règles de déclenchement du Trajectographe

Les deux systèmes d'acquisition du trajectographe (un par super-module) reçoivent toutes les informations provenant des capteurs par le réseau Ethernet. Le cycle d'acquisition dure 600 *ms*. A chaque cycle le programme recherche les données en coïncidence dans une fenêtre de 200 *ns*. Les informations décodées sont l'énergie déposée (valeur ADC), le temps et le numéro du capteur.
L'enjeu du déclenchement est de formuler des règles suffisamment sélectives pour que les capacités de l'interface permettent d'enregistrer le flux dans la base de données sans saturation et suffisamment souples pour conserver le maximum d'événements intéressants. Les règles doivent aussi être assez simples pour que le programme soit rapide à exécuter, *ie* dans le temps d'un cycle d'acquisition quel que soit le nombre de capteurs envoyant des informations. Une interface a été mise en place pour le contrôle de la stabilité du système d'acquisition. Elle permet de visualiser entre autres la durée des cycles d'acquisition, le taux d'événements, et la ressource processeur utilisée (*cf.* FIGURE 4.14).
La génération des règles de déclenchement du trajectographe est l'objet de cette étude. Elles seront présentées dans la parties suivantes ainsi que les caractéristiques des événe-

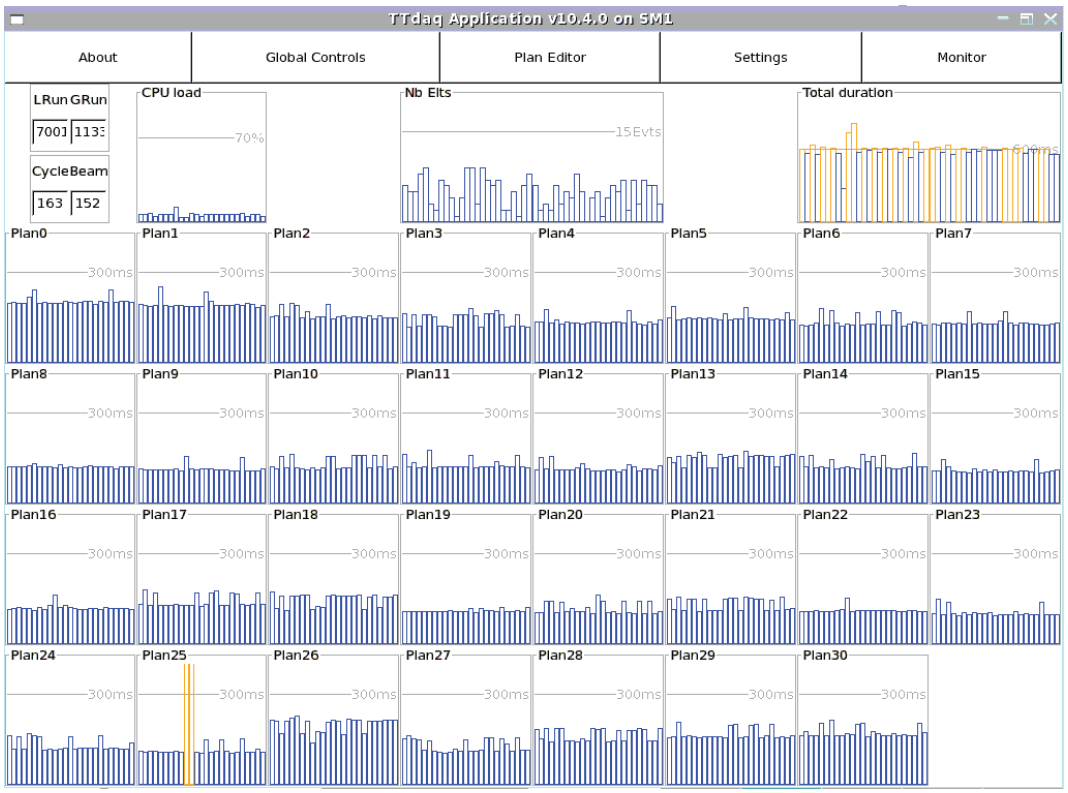


FIGURE 4.14 – *Interface de contrôle de l'acquisition du trajectographe : la durée des cycles (en haut, à droite), le nombre d'événements par cycle (en haut, au milieu), l'utilisation de la ressource processeur (en haut, à gauche) ainsi que le temps de transmission des données pour chaque plan par cycle sont visualisables en temps réel et permettent un contrôle de la stabilité de l'acquisition*

ments neutrinos à sélectionner.

Les règles de déclenchement des RPC

Pour qu'un plan de RPC soit considéré comme touché par une particule, un signal dépassant le seuil fixé doit être observé pour valider le premier niveau de déclenchement. Chaque plan de RPC correspond à un capteur pour le système d'acquisition. Au second niveau, le programme se contente de rechercher des signaux en coïncidence dans 3 plans de RPC. Une condition du type «majorité de 3 plans» est suffisante pour valider ce niveau.

Les règles de déclenchement des tubes à dérives

Les règles de déclenchement des tubes à dérives dépendent de cartes placées sur les RPC : les «timing board». Lorsqu'un signal est détecté dans l'un des plans de RPC intrumenté, un signal est émis vers l'électronique des stations de tubes à dérives et génère un «STOP» pour les TDC («Time to Digital Converter»).

4.1.3 Le «*Manager*», troisième niveau de déclenchement

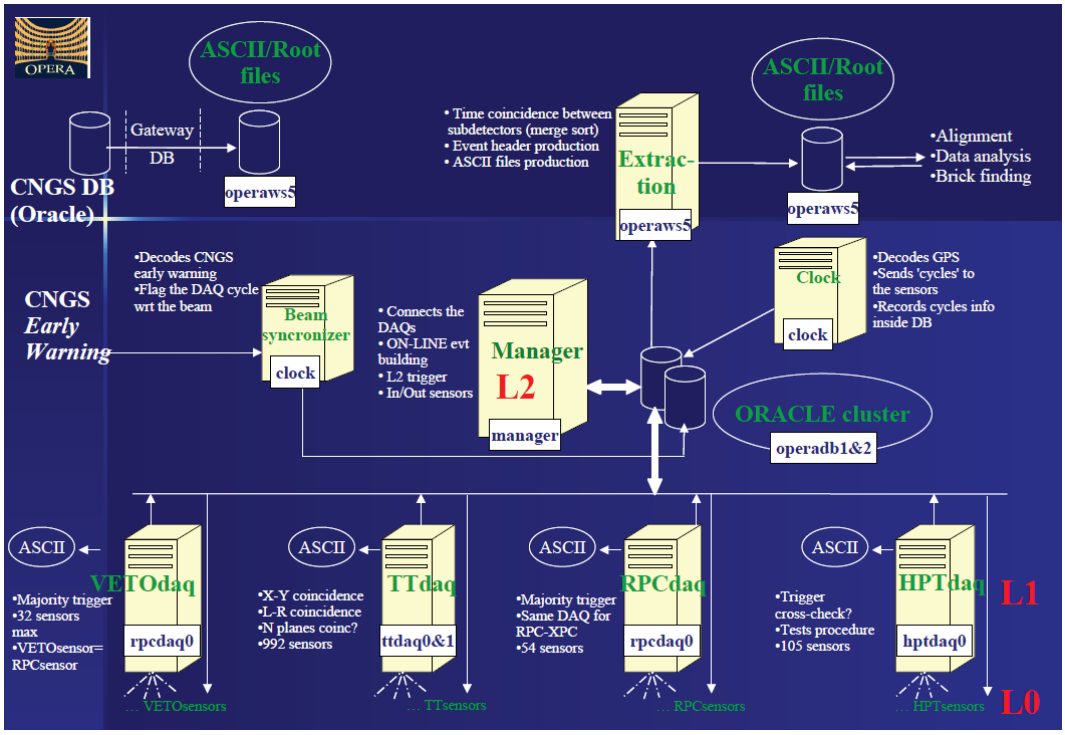


FIGURE 4.15 – *Vue schématique des différents éléments du système d'acquisition d'*OPERA.

Le *Manager* contrôle le dernier niveau de déclenchement. Il centralise l'ensemble des données qui lui sont envoyées par les systèmes d'acquisition de chaque sous-détecteur pour chaque super-module (*cf.* FIGURE 4.15).
Toutes les données reçues dans une fenêtre de 6 μs sont réunies. Si l'un des systèmes d'acquisition des sous-détecteurs a validé sa condition de déclenchement, la première condition de déclenchement du *Manager* est validée. La deuxième condition dépend du nombre de «*hits*» contenu dans l'événement. La coupure était placée à 10 hits depuis le début de la prise de donnée d'OPERA et a été abaissée à 4 hits depuis le mois de juin 2010 pour les événements en temps avec le faisceau CNGS. Nous verrons dans la partie suivante que le déclenchement d'OPERA pour le trajectographe et au niveau du *Manager* a été séparé en deux avec des règles spécifiques si un événement est attendu en coïncidence avec un *spill* du faisceau.
L'interface de contrôle du *Manager* permet une visualisation rapide de tous les systèmes connectés et d'éventuelles erreurs. Elle permet aussi de lancer et d'arrêter le run en cours (*cf.* FIGURE 4.16).

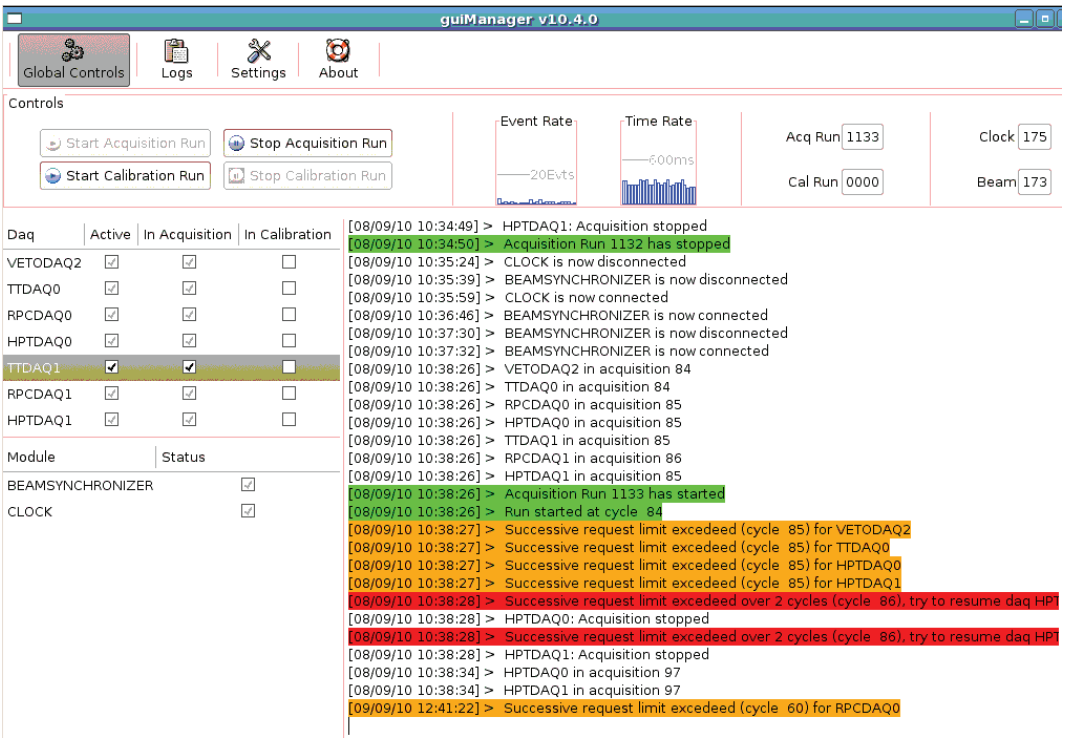


FIGURE 4.16 – *Interface de contrôle de l'acquisition du Manager : l'ensemble des informations renvoyées par les différentes interfaces d'acquisition sont accessibles (messages d'erreurs, de début et fin de run, interfaces connectées ...).*

4.1.4 Les autres éléments de la chaîne d'acquisition

D'autres éléments interviennent dans la chaîne d'acquisition. Le premier est le système d'horloge. Il est relié à une antenne GPS externe dont il décode les signaux (système ESAT propriétaire). Il envoie l'information de début de cycle d'acquisition à tous les capteurs pour permettre la synchronisation des données. Cet aspect est approfondi dans le chapitre suivant. Il enregistre aussi le temps de début de chaque cycle d'acquisition dans la base de données.
Le module d'extraction recherche et ordonne les informations appartenant à un même événement et génère un fichier ASCII. Une partie du programme d'OPERA, «*OpRealIO*», permet de convertir ces données au format *ROOT* (*cf.* 3.6).
Une dernière partie est en charge de la synchronisation d'OPERA avec le faisceau CNGS : le «*Beam synchronizer*». Ce dernier récupère le signal «*early warning*» envoyé par le CNGS et marque les cycles en temps avec le faisceau dans la base de données.

4.2 Topologie des événements faisceau

4.2.1 Études des canaux de désintégration du τ

Le rôle des conditions de déclenchement est de permettre la sauvegarde du maximum d'événements recherchés (de type ν_τ) tout en gardant un taux d'acquisition raisonnable pouvant être enregistré dans la base de données. Pour cela, une bonne connaissance des caractéristiques de ces événements dans le détecteur est nécessaire.

Type d'événements attendus

Comme cela a été présenté, le τ a quatre voies de désintégrations possibles (*cf.* 3.1). Les produits de ces désintégrations seront détectables par les détecteurs électroniques. Ces quatre modes de désintégration sont [98] :

$$\begin{aligned}
\tau^- &\rightarrow \mu^- \nu_\tau \bar{\nu_\mu} \ (17.7\%) \\
\tau^- &\rightarrow \bar{e} \nu_\tau \bar{\nu_e} \ (17.8\%) \\
\tau^- &\rightarrow h^- \nu_\tau n \pi^0 \ (49.5\%) \\
\tau^- &\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- n \pi^0 \ (15\%)
\end{aligned}$$

Pour chacune de ces voies, le τ formé au vertex primaire peut venir d'une interaction quasi-élastique du neutrino incident ($\sim$ 35% des événements pour des neutrinos de 17 *GeV* [99], noté $\tau \rightarrow X$ *QE* dans la suite) ou d'une interaction profondément inélastique ($\sim$ 65%, noté $\tau \rightarrow X$ *DIS* dans la suite). Ces différentes configurations possibles seront distinguées dans la suite de l'étude.

Simulation

Au niveau «générateur» de la chaîne de simulation, deux types d'interactions du neutrino sont différentiés :

- *quasi-élastique* (QE) : cette dénomination combine les cas quasi-élastique et résonnant. Le paquet *RESQUE* [100] est utilisé, les effets nucléaires tels que la suppression de Pauli sont pris en compte mais pas les effets de réinteraction nucléaire. La simulation des canaux quasi-élastiques est basée sur les calculs de Llewellyn-Smith [101]. Pour les sections efficaces des canaux résonnants une version simplifiée du model de Rein et Seghal est utilisée [102].
- *profondément inélastique* (DIS) : le paquet *JETTA* est utilisé [100]. Il est basé sur le modèle *LEPTO*.

Après la génération, le package *OpSim* de la suite de logiciel OPERA a été configuré de manière à propager les particules dans tous les éléments électroniques du détecteur. L'effet des briques sur le passage de la particule a été pris en compte. La configuration de briques utilisée pour la simulation correspond à la configuration du détecteur avant l'extraction de la première brique. Les données sont ensuite digitalisées par le package *OpDigit*.
Pour cette étude, la procédure de reconstruction n'est pas nécessaire. Lors du traitement des données par le système d'acquisition, elle n'a pas encore été appliquée aux données. De

plus, les données sont remises en forme de manière à correspondre à leur état au moment de leur analyse par le système de déclenchement. Les *digits* présents dans les fichiers *ROOT* réunissent les informations obtenues des deux côtés de la fibre. Il faut donc séparer ces deux parties pour créer deux *hits* tels que vus par le système d'acquisition.

4.2.2 Sources «hors-faisceau»

Pour contrôler le taux de données validant les conditions de déclenchement, des coupures permettant de conserver un maximum d'événements faisceau tout en excluant la majeure partie des événements provenant d'autres sources sont favorisées. Cependant, la majorité du temps le faisceau n'est pas présent en raison de sa structure en temps (le faisceau n'est pas continu, *cf.* 3.2). Pour permettre la connaissance et la calibration du détecteur, l'utilisation d'une source externe comme le rayonnement cosmique est indispensable. D'un autre côté, hors des phases de test, les événements provenant du bruit intrinsèque des photomultiplicateurs ou de la radioactivité doivent être rejetés. L'étude de ces différentes sources est donc nécessaire.

Rayonnement cosmique

La couche de roche au dessus du laboratoire souterrain du Gran Sasso réduit le flux de muons en surface d'un facteur $\sim 5.10^5$. Le flux total intégré à tous angles et toutes énergies est de l'ordre de 0.5 muons $cm^{-}2sr^{-1}h^{-1}$ [103]. Ce flux est donc suffisamment faible pour être négligeable pendant la fenêtre où le déclenchement spécifique aux événements faisceau est utilisé (*cf.* 4.3.5).
La source externe d'événements que représente le rayonnement cosmique doit être conservée en partie car ces caractéristiques sont bien connues et son étude permet la calibration et la connaissance de l'alignement du détecteur ainsi que le contrôle des traces rentrant dans les briques. Il représente aussi la majorité de la statistique observée par le détecteur. Leur nombre important permet de tester la qualité de certaines parties de la reconstruction ainsi que la stabilité de l'acquisition. Comme cela a été présenté dans le chapitre dédié à OPERA, ils permettent aussi de mener des études «hors-faisceau» intéressantes.

Radioactivité du plomb et de la roche

Deux sources principales de radioactivité sont à prendre en compte dans OPERA : le ciment qui recouvre les murs du Hall C du laboratoire du Gran Sasso et le plomb contenu dans les briques. Les murs du hall C sont recouverts d'une couche de ciment de 35 *cm* environ contenant 1.1 ppm d'uranium 238, 0.9 ppm de Thorium 232 et 0.6 ppm de Potassium 40. Une étude a été menée pour évaluer le taux de trigger généré par cette radioactivité. Ces différents éléments produisent des rayons gamma qui peuvent être détectés par le trajectographe. La participation de la radioactivité du plomb est inférieure d'un facteur 20 à celle des éléments contenus dans le ciment. Au final, un taux de déclenchement de 1 *Hz* par canal est observé si l'on recherche un signal à l'une ou l'autre extrémité de la fibre (condition OR). Avec une condition AND, *ie* la recherche d'un déclenchement aux

deux extrémités de la fibre, le taux est de 0.27 *Hz* [104]. Cette étude sur la radioactivité a été effectuée pour évaluer la possibilité d'observer le vieillissement des élément du trajectographe à l'aide de la radioactivité de la roche. Au bout de cinq ans, une diminution du signal lumineux de 10% est attendu.

Fuites de lumière

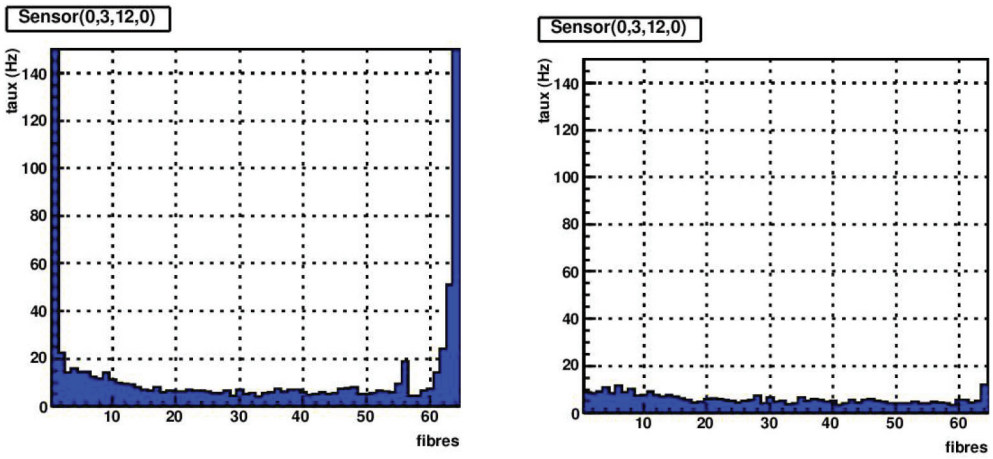


FIGURE 4.17 – *Taux de déclenchement des canaux d'un photomultiplicateur avant et après intervention pour les fuites de lumière : les voies externes sont sujettes à des fuites de lumière caractérisée par un taux de déclenchement important (supérieur à 60Hz) [105].*

Les fuites de lumière sont détectées grâce à l'analyse de taux de déclenchement de chaque photomultiplicateur (*cf.* FIGURE 4.17). Un taux de déclenchement supérieur à 100 *Hz* par canal généré des taux de coïncidences fortuites trop élevés pour l'acquisition. Lors de la construction, lors du remplissage du détecteur ou à cause de déformation de la structure, certaines fuites de lumière ont pu apparaître. Les zones les plus sensibles à ces fuites sont le bouchon et les barreaux extérieurs de chaque module.

4.3 Règles de déclenchement de niveau 2 et de niveau 3

Dans cette partie vont être abordées les différentes variables accessibles au niveau de l'acquisition pour générer les règles de déclenchement. Deux aspects sont étudiés : les coupures sur l'énergie et la topologie des événements pour la génération du déclenchement au niveau de l'acquisition du trajectographe et la coupure sur le nombre de *hits* au niveau du *Manager*. La première partie concerne les événements à haute multiplicité, *ie* contenant au moins de 10 *hits*. Une seconde partie est axée sur les événements à faible multiplicité, *ie* contenant moins de 10 *hits*, pour lesquels des conditions de déclenchement avec un seul plan de trajectographe touché ont été définies. Enfin, une dernière partie présentera la dernière version des règles de déclenchement. Ces dernières varient en fonction de la présence ou

canal		sans «*hits*» (%)	sans coïncidence «XY» (%)
$\tau \to 1h + X$	dis	0	0
	qe	0.03	1.44
$\tau \to 3h + X$	dis	0	0
	qe	0	0
$\tau \to e + X$	dis	0	0.4
	qe	0.01	2.13
$\tau \to \mu + X$	dis	0	0.06
	qe	0.03	0.39

TABLE 4.1 – *Caractéristiques générales de chaque échantillon simulé : sont représentés ici le pourcentage d'événements ayant déposé de l'énergie dans le trajectographe mais où aucune information n'a été observée et le pourcentage d'événements sans coïncidence horizontale et verticale («XY») dans le détecteur.*

non du faisceau. L'objectif présenté dans le proposal d'OPERA est de conserver 99% des événements ν_τ.

4.3.1 Analyse générale des différents canaux

Parmi l'ensemble des événements simulés, une partie apparaît comme n'étant pas récupérable. La première composante concerne les événements qui déposent bien de l'énergie dans le trajectographe mais qui n'est pas détectée par les capteurs. Pendant le transport dans les fibres, l'atténuation est trop grande et le seuil de détection de la voie rapide n'est pas dépassé ou aucune information ne sera envoyée après les étapes de soustraction du pedestal et de la suppression de zéros.
La deuxième composante vient des événements à basse multiplicité qui ne contiennent aucune coïncidence «XY», *ie* une information horizontale et verticale sur le même plan. Les capteurs enverront bien des informations, mais sans coïncidence XY et avec un faible nombre de *hits*, le programme de reconstruction ne pourra jamais localiser la brique contenant le vertex. Ces événements seront donc inutilisables et il n'est pas nécessaire d'établir des règles pour les récupérer. Les canaux concernés par ce second cas sont principalement $\tau \to 1h + X$ QE et $\tau \to e + X$ QE (*cf.* TABLE 4.1).

Parmi les événements «récupérables», plusieurs catégories sont identifiables (*cf.* TABLE 4.2) :

- les événements à haute ou faible multiplicité : pour cette étude, nous considèrerons les événements contenant moins de 10 *hits* comme étant à faible multiplicité. Bien que ces événements constituent un faible partie de la statistique, leur récupération est indispensable pour atteindre la valeur 99% d'événements enregistrés présentée dans le proposal d'OPERA. Pour ces événements peu énergétiques des règles spéciales à basse multiplicité ont été définies (*cf.* 4.3.4).
- les événements contenus entièrement sur un plan : ces événements ne pourront être

canal		$0 < \sharp hits < 10$ (%)	1 seul plan touché (%)	1 seul plan «XY» touché (%)
$\tau \to 1h + X$	dis	0.09	0	0.31
	qe	2.77	3.11	6.71
$\tau \to 3h + X$	dis	0	0	0
	qe	0	0	0.08
$\tau \to e + X$	dis	0.41	1.16	4.22
	qe	4.34	9.68	24.02
$\tau \to \mu + X$	dis	0.11	0.04	0.10
	qe	1.10	1.65	1.86

TABLE 4.2 – *Caractéristiques générales des événements ayant laissé au moins un hit dans le trajectographe : on note que* 3 *canaux sur* 4*, avec une création du* τ *par interaction quasi-élastique, présentent une proportion non négligeable d'événements avec moins de* 10 *hits.*

validé par une règle topologique du type «2 plans touchés avec une coïncidence XY». Ils représentent environ 10% de la statistique pour le canal $\tau \to e + X$ QE. Cela justifiera la création de règles de déclenchement pouvant être validées sur un seul plan.

4.3.2 Choix des variables de sélection

Variables topologiques

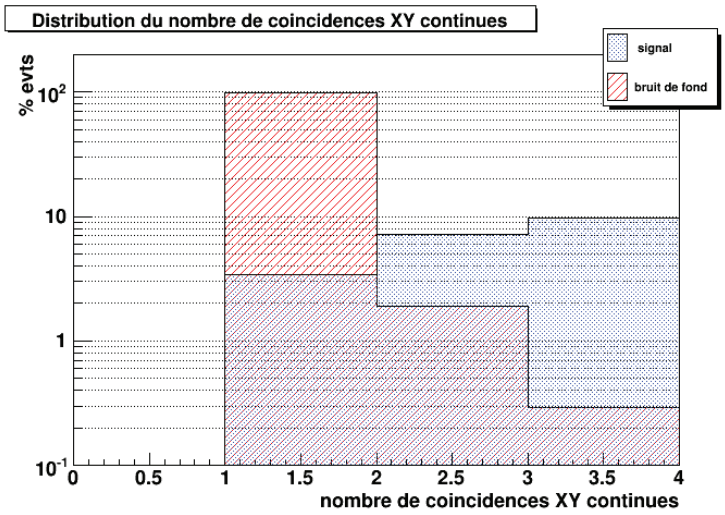


FIGURE 4.18 – *Distribution du nombre de plans successifs contenant une coïncidence* XY*. La condition demandant* 2 *coïncidences successive permet de rejeter plus de* 98% *du bruit de fond tout en conservant près de* 98% *du signal tous canaux confondus.*

Le numéro de capteur est décodé au niveau de l'acquisition. Cette information permet d'avoir accès au numéro du plan touché, à l'orientation du capteur (verticale ou horizontale) et au numéro de la fibre dans le plan. Ces informations offrent donc la possibilité de rechercher des coïncidences. Pour limiter le nombre d'événements fortuits ou parasites, des coïncidences XY sont utilisées (*cf.* FIGURE 4.18). Cette variable est aussi intéressante pour conserver un taux de déclenchement sur les rayons cosmiques suffisant pour les analyses. Les muons qui composent le flux cosmique détecté déposent peu d'énergie par plan comparés à une gerbe électromagnétique ou hadronique mais traverse en général plusieurs plans si leur angle d'incidence n'est pas trop proche de la verticale.

Variables énergétiques

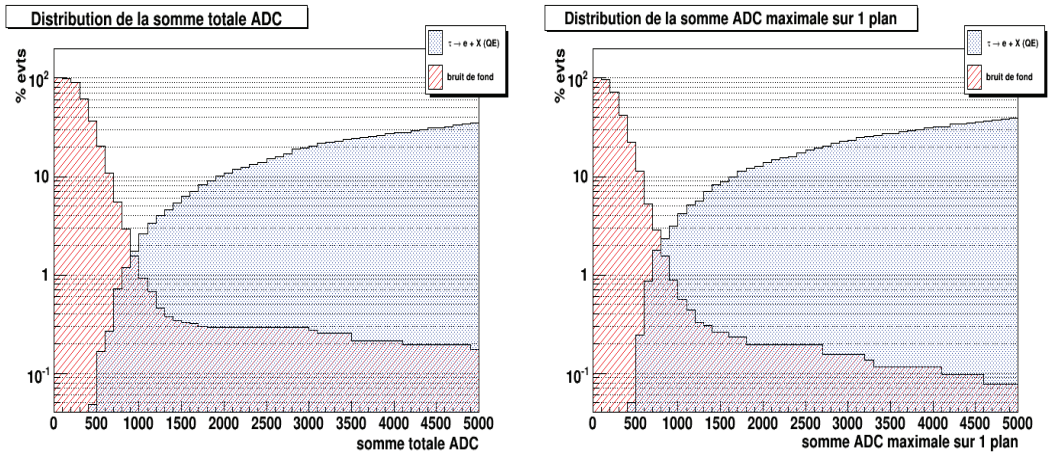


FIGURE 4.19 – *Distribution de la somme ADC totale et de la somme ADC maximale sur un plan pour le bruit de fond et les événements du canal $\tau \rightarrow e + X$ QE. En rouge est représenté le pourcentage de bruit de fond conservé en fonction de la coupure en énergie et en bleu le pourcentage de signal rejeté en fonction de l'énergie.*

L'énergie de chaque *hit* est accessible sous forme de «coups ADC»(ou nombre de photoélectrons après corrections). On peut construire plusieurs variables grâce à cette information comme l'énergie totale déposée dans le trajectographe, l'énergie déposée sur un plan ou encore l'énergie maximale déposée en 1 *hit*. Le rôle de ces conditions est de permettre une sélection des événements ne touchant qu'un plan (*cf.* TABLE 4.2). Ces différentes variables ont été observées et l'énergie maximale déposée sur un plan apparaît comme étant le choix le plus efficace (*cf.* FIGURE 4.19). Des tests ont montrés que pour que l'acquisition soit stable la partie du bruit de fond conservée devait être inférieure à 0.3%. Pour cette valeur, la coupure sur la somme totale ADC se situe à 2000 coups ADC et rejette plus de 10% du signal. Pour la somme maximale sur un plan, la coupure vaut 1500 coups ADC et rejette 8% du signal.
En effet, la somme totale favorise trop les événements contenant certains *hits* parasites et demanderait une coupure plus haute pour ne pas les retenir. Cette coupure serait donc moins efficace. La coupure sur la valeur du *hit* maximale favorise trop quant à elle les

événements de type «radioactivité» contenant peu de *hits* mais qui sont énergétiques. La coupure sur la somme maximale sur un plan favorise les événements ayant plusieurs *hits* peu énergétiques, ce qui correspond à la topologie des gerbes électromagnétiques produit par un électron. Ces règles sur les variables énergétiques sont particulièrement importantes pour récupérer les événements contenus sur un seul plan.

4.3.3 Événements à haute multiplicité

Les événements à haute multiplicité constituent la majeure partie de tous les échantillons (*cf.* Table 4.1). Deux règles de déclenchement permettent leur récupération : une sur des critères topologiques et une sur des critères énergétiques.

Coupures sur le nombre de plans

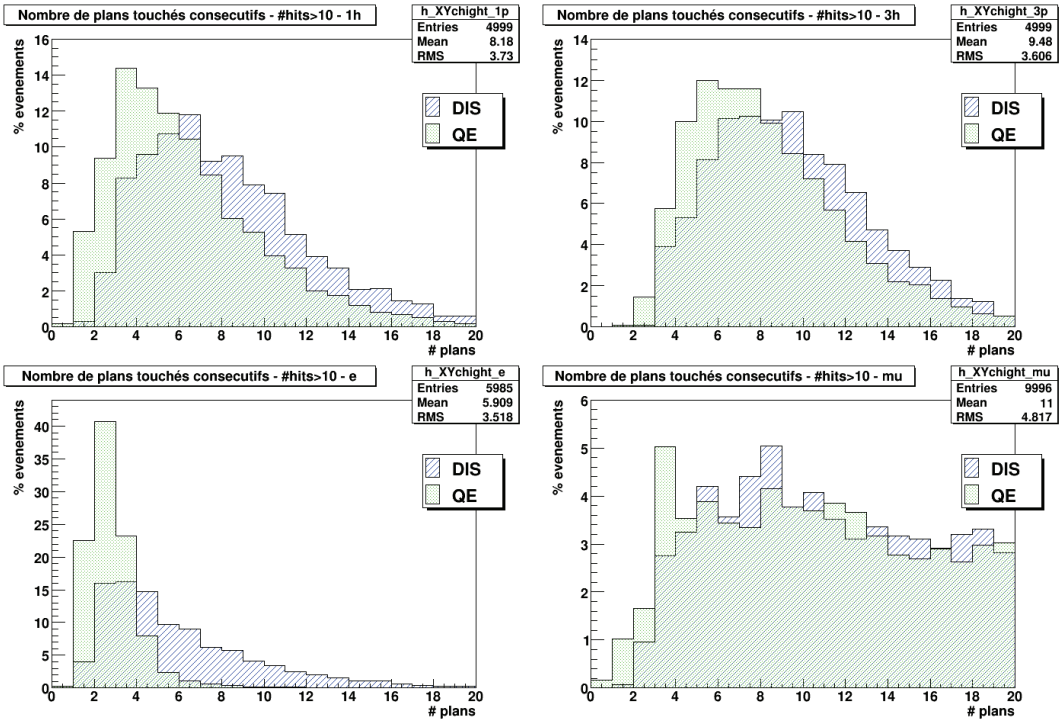


Figure 4.20 – *Distribution du nombre de plans consécutifs touchés avec une coïncidence XY (haute multiplicité) pour les canaux $\tau \to 1h + X$ (en haut à gauche), $\tau \to 3h + X$ (en haut à droite), $\tau \to e + X$ (en bas à gauche) et $\tau \to \mu + X$ (en bas à droite). La zone rayée bleue correspond à un τ créé par interaction de courant chargé profondément inélastique et la zone en pointillés verts correspond à un τ créé par interaction de courant chargé quasi-élastique. Une coupure à 2 plans permet de récupérer la quasi totalité ($> 99\%$) des événements de type $\tau \to \mu + X$ et $\tau \to 3h + X$. Pour les canaux $\tau \to 1h + X$ et $\tau \to e + X$ une condition basée sur le dépôt énergétique est nécessaire.*

La première règle demande 2 plans de trajectographe consécutifs touchés dans le même événement (*cf.* FIGURE 4.20 et TABLE 4.3). Cette règle est très efficace quand un muon est présent dans la voie finale (plus de 99% d'efficacité pour le canal $\tau \to \mu + X$). Pour le canal $\tau \to 3h + X$, la gerbe hadronique produite est suffisamment énergétique et pénétrante pour être détectée par cette méthode (efficacité supérieure à 99%). Les particules émises dans la voie finale pour le canal $\tau \to 1h + X$ sont moins pénétrantes (neutrons et π^0) et l'efficacité descend à 95% pour le cas quasi-élastique. Le canal présentant la moins bonne efficacité est le canal $\tau \to e + X$ QE avec 77% d'événements récupérés. L'électron et le positron émis produisent des gerbes électromagnétiques peu pénétrantes laissant peu d'énergie dans le détecteur. Particulièrement pour ces événements où l'énergie est majoritairement déposée sur un plan, une nouvelle condition est nécessaire.

Coupure sur l'énergie

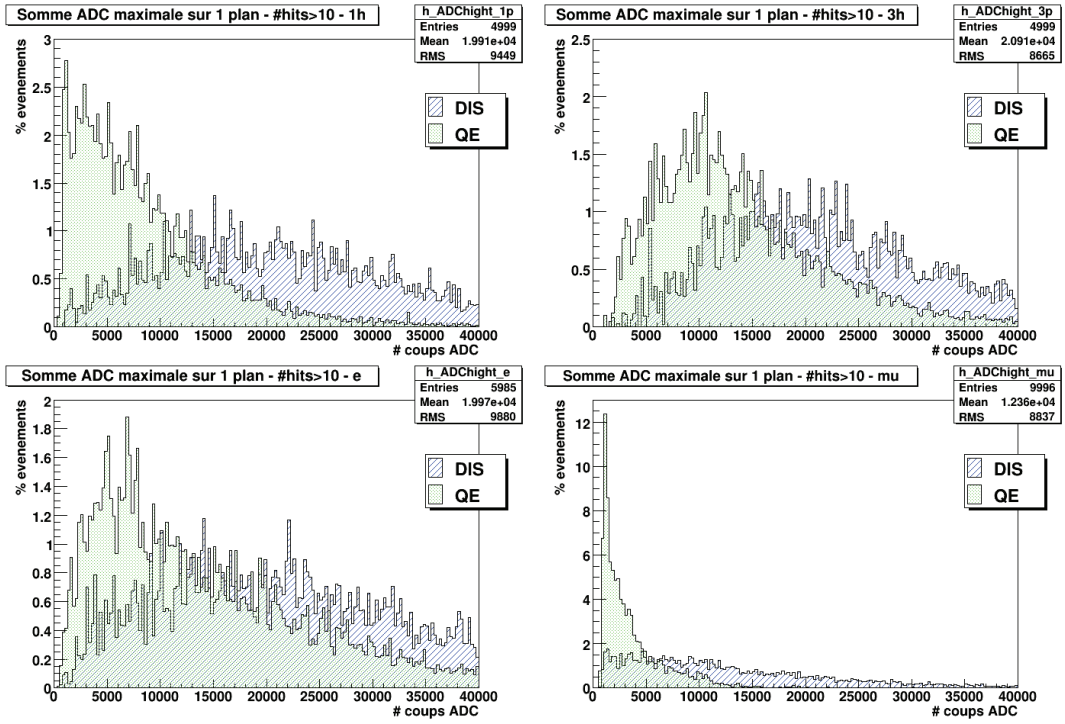


FIGURE 4.21 – *Distributions de l'énergie maximale déposée sur un plan (haute multiplicité) pour les 4 voies de désintégration du τ pour les cas profondément inélastique (rayé bleu) et quasi-élastique (pointillés verts).*

La coupure sur l'énergie permet de récupérer les événements non conservés pas la sélection topologique et principalement les événements contenus sur un plan du canal $\tau \to e + X$. La gerbe électromagnétique produite par l'électron dépose beaucoup d'énergie sur un plan (*cf.* FIGURE 4.21). Une coupure à 1000 «coups ADC» donne une efficacité de détection supérieure à 99%. Cette coupure permet aussi de récupérer environ 96% des

événements du canal $\tau \to 1h + X$ QE qui n'ont pas validé la condition topologique. Il est intéressant de constater la faible efficacité de détection des muons du canal $\tau \to \mu + X$ pour cette condition.

Combinaison des coupures et efficacité

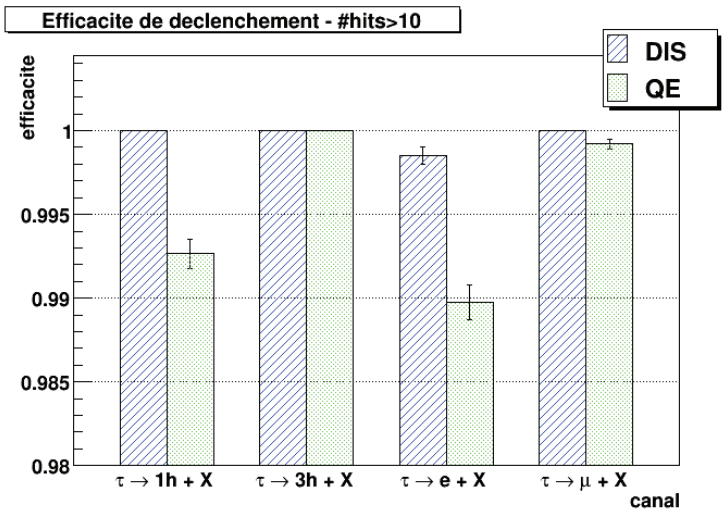


FIGURE 4.22 – *Efficacité de déclenchement en fonction du canal de désintégration du τ (haute multiplicité) : la combinaison des deux conditions de déclenchement permet une efficacité de déclenchement de l'ordre de 99% pour tous les canaux pour les événements à haute multiplicité*

L'efficacité totale de déclenchement est obtenue par la combinaison des deux conditions énoncées précédemment : la condition topologique et la condition énergétique. La condition «2 plans touchés consécutifs avec une coïncidence XY» est particulièrement efficace pour détecter les muons et la condition «somme ADC maximale sur un plan» donne de très bons résultats pour le canal $\tau \to e + X$. Leur combinaison donne une efficacité de détection supérieure à 99% quelque soit le canal considéré (*cf.* FIGURE 4.22 et TABLE 4.3). Ce résultat est en accord avec le proposal d'OPERA.

4.3.4 Événements à basse multiplicité

Les événements à faible multiplicité représentent une faible partie de la statistique totale (*cf.* TABLE 4.2). Cependant, principalement pour le canal $\tau \to e+X$, leur détection est indispensable pour obtenir une efficacité de détection supérieure à 99%. Une coupure au niveau du *Manager* à 10 *hits* a du être conservée jusqu'en juin 2010. La mise en place d'un déclenchement alterné en fonction de la présence du faisceau à permis d'abaisser cette coupure à 4 *hits* et de récupérer ainsi les événements validant les conditions qui vont suivre.

canal		Somme ADC maximale sur un plan > 1500 (%)	2 coïncidences «XY» consécutives (%)	Combinaison (%)
$\tau \to 1h + X$	dis	99.55 ± 0.10	99.69 ± 0.08	100
	qe	92.06 ± 0.27	94.48 ± 0.23	99.27 ± 0.04
$\tau \to 3h + X$	dis	100	100	100
	qe	99.90 ± 0.03	99.92 ± 0.03	100
$\tau \to e + X$	dis	99.75 ± 0.06	95.76 ± 0.26	99.85 ± 0.05
	qe	98.35 ± 0.13	77.20 ± 0.43	98.87 ± 0.10
$\tau \to \mu + X$	dis	95.72 ± 0.20	99.93 ± 0.03	100
	qe	71.46 ± 0.45	98.82 ± 0.11	99.92 ± 0.03

TABLE 4.3 – *Efficacité de déclenchement pour les événements à haute multiplicité : l'efficacité de l'ensemble des canaux est supérieure à* 99% *(proposal d'*OPERA*). La condition sur la somme permet de conserver les événements déposant beaucoup d'énergie sur un faible nombre de plan ($\tau \to e + X$). La condition sur le nombre de plans touchés consécutifs avec une coïncidence XY est très efficace pour les événements contenant un muon dans la voie finale.*

Effet des coupures «haute multiplicité»

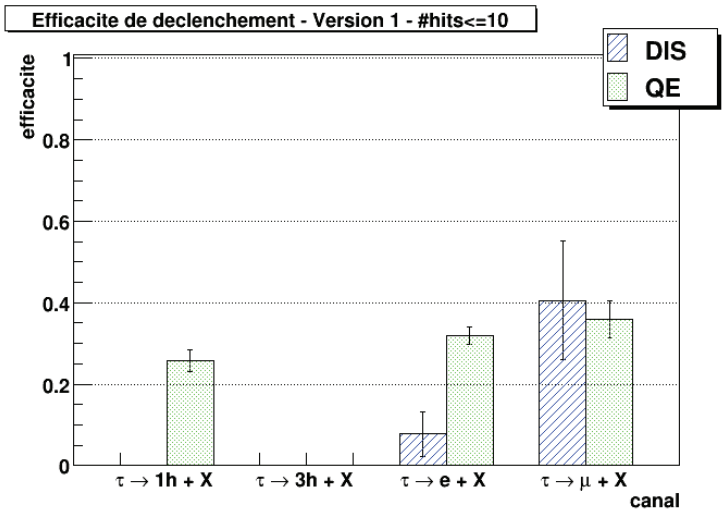


FIGURE 4.23 – *Efficacité de déclenchement en fonction du canal de désintégration du τ sans optimisation (basse multiplicité) : pour tous les canaux ayant des événements basse multiplicité, l'efficacité de détection est faible (inférieure à* 40%*). Le canal le plus problématique est le canal $\tau \to e + X$ QE pour lequel environ* 4.5% *des événements sont à basse multiplicité.*

La première version du déclenchement d'OPERA récupérant les événements à basse

canal		Somme ADC maximale sur un plan > 1500 (%)	2 coïncidences «XY» consécutives (%)	Combinaison (%)
$\tau \to 1h + X$	dis	NA	NA	NA
	qe	25.32 ± 2.62	0.49 ± 0.42	25.81 ± 2.63
$\tau \to 3h + X$	dis	NA	NA	NA
	qe	NA	NA	NA
$\tau \to e + X$	dis	7.73 ± 5.41	0	7.73 ± 5.41
	qe	31.54 ± 2.23	0.37 ± 0.29	31.90 ± 2.24
$\tau \to \mu + X$	dis	19.71 ± 11.80	20.86 ± 12.05	40.57 ± 14.57
	qe	33.43 ± 4.50	3.98 ± 1.87	35.88 ± 4.58

TABLE 4.4 – *Efficacité de déclenchement pour les événements à basse multiplicité, sans optimisation : les efficacités de déclenchement, principalement pour le canal $\tau \to e + X$, sont assez faibles. De nouvelles règles de déclenchement vont devoir être mise au point pour permettre de récupérer ces événements. Les valeurs «NA» correspondent aux échantillons de données ne contenant pas d'événements avec moins* 10 *hits.*

multiplicité consistait simplement à abaisser la coupure au niveau du *Manager* de 10 *hits* à 4 *hits*. Les efficacités de détection sont présentées TABLE 4.4 et FIGURE 4.23. Les coupures à haute multiplicité ne sont pas optimisées pour les événements à basse multiplicité. Le canal présentant la plus faible efficacité est $\tau \to e + X$. Bien que l'efficacité du cas quasi-élastique soit supérieure à celle du cas profondément inélastique, l'étude d'une optimisation se portera sur le premier car près de 3% de ces événements ont une multiplicité basse (contre 0.25% pour le second, *cf.* TABLE 4.2). Nous observerons aussi l'effet de ces nouvelles coupures sur le canal $\tau \to 1h + X$ quasi-élastique qui présente une efficacité d'environ 55% avec près de 2% d'événements à basse multiplicité.

Coupures dépendant du nombre de «*hits*»

Les événements à faible multiplicité étant majoritairement contenus sur un plan, seule une condition sur l'énergie déposée peut être efficace. L'énergie déposée est fonction du nombre de *hits*. La condition choisie est donc une limite en énergie en fonction du nombre de *hits* dans le détecteur. Cette condition doit aussi prendre en compte les événements parasites et minimiser leur contribution, cette dernière étant majeure à faible multiplicité (*cf.* FIGURE 4.25). La limite définie prend en compte ces deux critères et a été définie empiriquement. Cette coupure utilise la somme totale ADC et non plus la somme ADC maximale sur un plan. A faible multiplicité, les événements parasites proviennent majoritairement de la radioactivité et sont en général contenus sur un seul plan. L'utilisation de la somme ADC totale favorise donc les événements faisceaux qui ont déposé leur énergie sur plus d'un plan. Une coïncidence XY est aussi imposée pour valider cette condition. Des événements contenant moins de 10 *hits* et n'ayant pas de coïncidence XY sont inutilisables

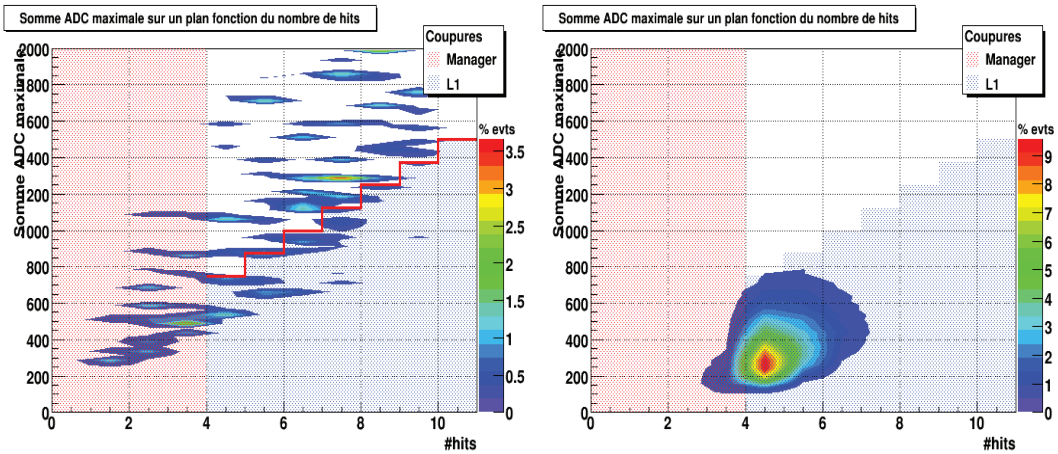


FIGURE 4.24 – *Distribution de la somme ADC maximale déposée sur un plan en fonction du nombre de hits pour le canal $\tau \rightarrow e+X$ quasi-élastique (à gauche) et les données réelles (basse multiplicité, à droite)*

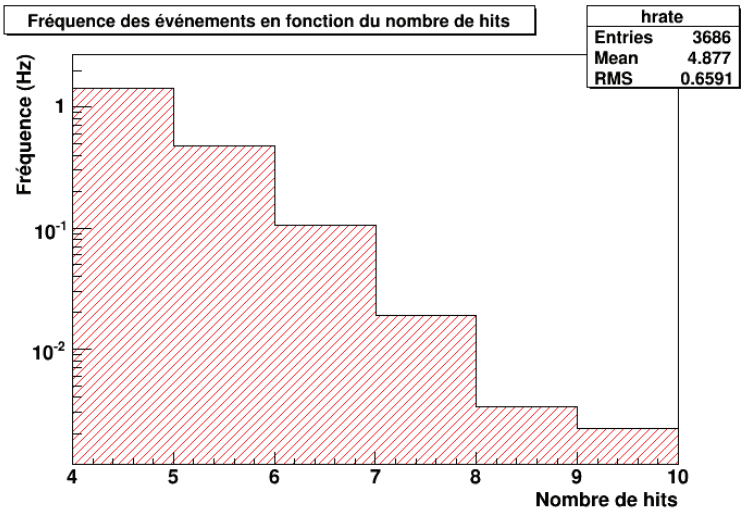


FIGURE 4.25 – *Taux d'événements dans le détecteur en fonction du nombre de hits, sans coupure.*

par l'analyse. Cette coupure est définie par :

$$Somme_{ADC} > (500 + 125 \times (\sharp hits - 2)) \tag{4.1}$$

Coupures de réjection à basse multiplicité

Une coupure supplémentaire est appliquée en fonction du numéro de plan contenant la somme maximale. Dans la partie cible du détecteur, les deux premiers et les deux derniers murs de briques ne sont pas remplis. L'observation du numéro de plan contenant

canal		1 seul plan touché (%)	1 plan avec une coïncidence «XY» (%)	coupure *Manager* ($\sharp hits \geq 4$) (%)
$\tau \to 1h + X$	dis	NA	NA	NA
	qe	68.12	55.83	21.67
$\tau \to 3h + X$	dis	NA	NA	NA
	qe	NA	NA	NA
$\tau \to e + X$	dis	55.54	61.58	15.65
	qe	75.92	57.49	19.62
$\tau \to \mu + X$	dis	39.62	40.67	39.62
	qe	80.90	81.28	9.68

TABLE 4.5 – *Caractéristiques générales des événements à basse multiplicité : la condition d'optimisation doit utiliser un critère énergétique en raison du grand nombre d'événements contenus sur un plan. La coupure à 4 hits au niveau du Manager supprimera a posteriori entre* 15% *et* 20% *des événements* $\tau \to e + X$.

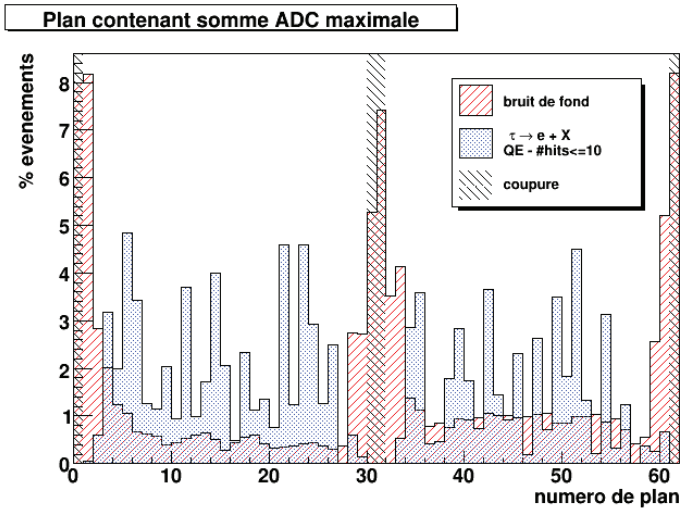


FIGURE 4.26 – *Distribution des plans contenant de la somme maximale ADC pour les événements* ν_τ *et le bruit de fond. Si cette somme est contenue sur le premier ou le dernier plan du super-module, l'événement est rejeté.*

la somme ADC maximale montre que les plans extremum ne la contiennent jamais (*cf.* FIGURE 4.26). De plus, ces plans sont les plus «bruyants» car ils ne sont pas protégés par les briques et présentent la plus grande ouverture angulaire pour être touchés en premier par une particule.
Avant de valider les conditions de déclenchement, cette information est donc regardée et l'événement rejeté si la somme ADC maximale est contenue dans le premier ou le dernier mur de chaque super-module.

Efficacité

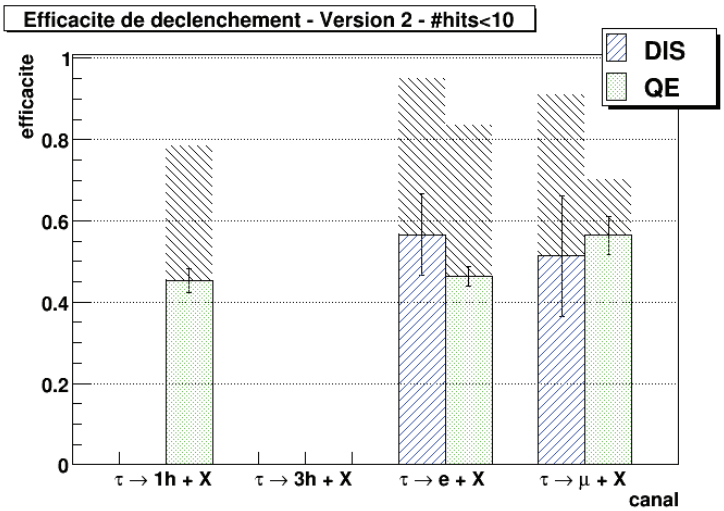


FIGURE 4.27 – *Tous les canaux contenant des événements à basse multiplicité ont une efficacité supérieure à* 40%. *En hachuré est indiquée la partie des événements contenant moins de* 2 *hits ou n'ayant pas de coïncidence* XY. *Ces événements ne sont pas récupérés car ils ne sont pas utilisable par l'analyse.*

Par rapport à la version précédente, cette condition de déclenchement permet de récupérer environ 15% d'événements du canal $\tau \rightarrow e + X$ QE et 20% d'événements du canal $\tau \rightarrow 1h + X$ QE. En ne considérant que la partie des événements ayant au moins une coïncidence XY, 81% des événements des deux canaux sont récupérés.

4.3.5 Règle de déclenchement variable

Depuis le début du *run* de physique 2010 un déclenchement alterné a été mis en place. Le CERN envoie au Gran Sasso des informations sur les dates des prochains cycles dont les extractions qui seront effectuées pour le faisceau CNGS. Cette information est appelée le «Early Warning». Elle est décodée et permet de connaitre le prochain cycle d'acquisition pendant lequel le faisceau sera présent. Les cycles du PS au CERN (1.2s) étant des multiples des cycles d'acquisition d'OPERA (0.6s), les deux systèmes sont synchronisés mais déphasés. La phase est stable (*cf.* FIGURE 4.28) tant qu'aucun des deux systèmes n'est interrompu. Pour chaque cycle marqué comme pouvant contenir des événements faisceaux, deux fenêtres de temps de 200 μs sont ouvertes autour de la date prédite (*cf.* FIGURE 4.29). A l'intérieur de ces fenêtres, les conditions de déclenchement correspondent à la version optimisée présentée ici. Hors de ces deux fenêtres, la version non optimisée est utilisée pour permettre l'acquisition des événements cosmiques.

canal		$Somme_{ADC} >$ $(500 + 125 \times$ $(\sharp hits - 2))$ (%)	2 coïncidences «XY» consécutives (%)	Combinaison (%)
$\tau \to 1h + X$	dis	NA	NA	NA
	qe	45.33 ± 3.00	0.49 ± 0.42	45.33 ± 3.00
$\tau \to 3h + X$	dis	NA	NA	NA
	qe	NA	NA	NA
$\tau \to e + X$	dis	56.58 ± 10.04	0	56.58 ± 10.04
	qe	46.09 ± 2.40	0.37 ± 0.29	46.45 ± 2.40
$\tau \to \mu + X$	dis	51.32 ± 14.83	20.86 ± 12.05	51.32 ± 14.83
	qe	53.97 ± 4.76	3.98 ± 1.87	56.41 ± 4.73

TABLE 4.6 – *Efficacité de déclenchement pour les événements à basse multiplicité, avec optimisation : environ* 15% *d'événements à basse multiplicité du canal* $\tau \to e + X$ *quasi-élastique ont été récupérés par rapport à l'ancienne version. Pour le canal* $\tau \to 1h + X$ *quasi-élastique,* 20% *d'événements supplémentaires seront récupérés.*

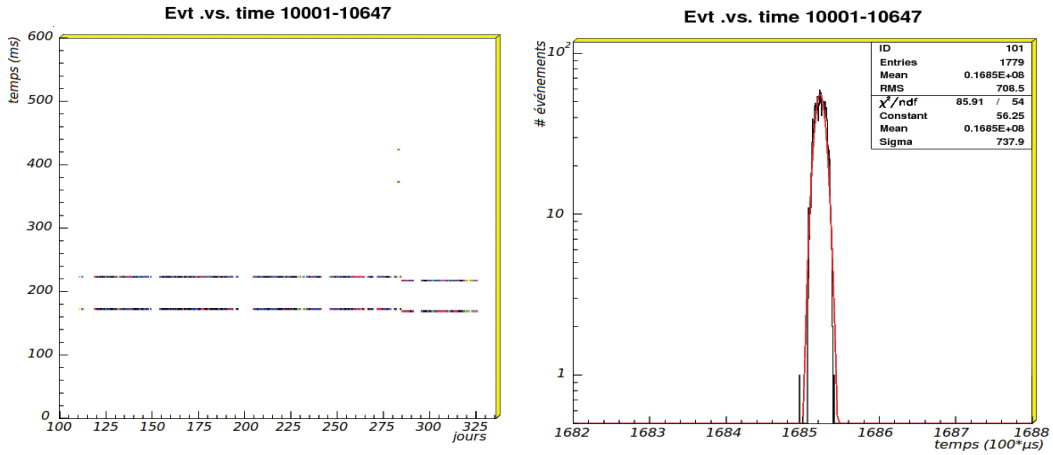


FIGURE 4.28 – *Position des événements CNGS dans un cycle de la DAQ en* 2010 *: distribution en fonction du jour (à gauche) et variation du temps d'arrivée (à droite). La dispersion est inférieure à* 100 μs.

4.3.6 Efficacité totale et taux d'événements

Efficacité de déclenchement totale pour chaque canal

Les efficacités de déclenchement pour chaque canal sont présentées dans les TABLE 4.7 et FIGURE 4.30 pour la version non optimisée et dans les TABLE 4.8 et FIGURE 4.31 pour la version optimisée. Les améliorations les plus significatives sont obtenues pour les canaux possédant le plus d'événements à basse multiplicité, *ie* $\tau \to e + X$ QE et $\tau \to 1h + X$ QE qui ont comme rapport de branchement respectivement 17.32% et 6.23%.

canal		Somme ADC maximale sur un plan > 1500 (%)	2 coïncidences «XY» consécutives (%)	Combinaison (%)
$\tau \to 1h + X$	dis	99.55 ± 0.10	99.69 ± 0.08	100
	qe	89.51 ± 0.31	91.86 ± 0.27	96.52 ± 0.18
$\tau \to 3h + X$	dis	100	100	100
	qe	99.90 ± 0.03	99.92 ± 0.03	100
$\tau \to e + X$	dis	99.35 ± 0.10	95.37 ± 0.27	99.45 ± 0.10
	qe	94.08 ± 0.24	73.85 ± 0.44	94.68 ± 0.22
$\tau \to \mu + X$	dis	95.61 ± 0.20	99.81 ± 0.04	99.89 ± 0.03
	qe	70.67 ± 0.46	97.73 ± 0.20	98.81 ± 0.11

TABLE 4.7 – *Efficacité de déclenchement totale, sans optimisation : le canal $\tau \to e + X$ quasi-élastique présente l'efficacité la plus faible.*

canal		condition énergétique (%)	condition topologique (%)	Combinaison (%)
$\tau \to 1h + X$	dis	99.55 ± 0.10	99.69 ± 0.08	100
	qe	90.77 ± 2.90	91.88 ± 0.27	97.77 ± 0.15
$\tau \to 3h + X$	dis	100	100	100
	qe	99.90 ± 0.03	99.92 ± 0.03	100
$\tau \to e + X$	dis	99.58 ± 0.08	95.37 ± 0.27	99.68 ± 0.07
	qe	96.08 ± 0.19	73.86 ± 0.44	96.69 ± 0.18
$\tau \to \mu + X$	dis	95.67 ± 0.20	99.84 ± 0.04	99.94 ± 0.02
	qe	71.26 ± 0.45	97.78 ± 0.15	99.44 ± 0.07

TABLE 4.8 – *Efficacité de déclenchement totale, avec optimisation : mise à part pour les canaux $\tau \to 1h + X$ QE et $\tau \to e + X$ QE, l'efficacité de déclenchement est supérieure à 99%.*

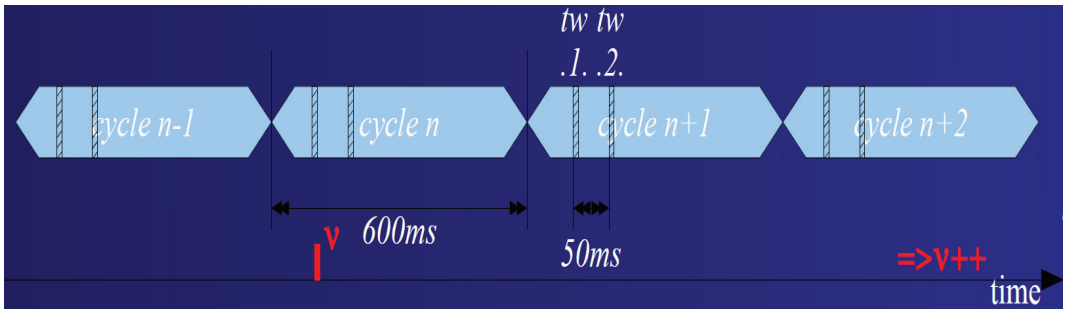


FIGURE 4.29 – *Prédiction des fenêtres de temps pouvant contenir des événements faisceau : à l'intérieur d'un cycle d'acquisition, deux fenêtres où les conditions de déclenchement sont optimisées sont ouvertes. Les deux extractions de protons au niveau du SPS sont espacées de* 50 *ms et ce mode de fonctionnement est très stable. Les dates où le faisceau sera présent sont donc prédites avec une efficacité de* 100%.

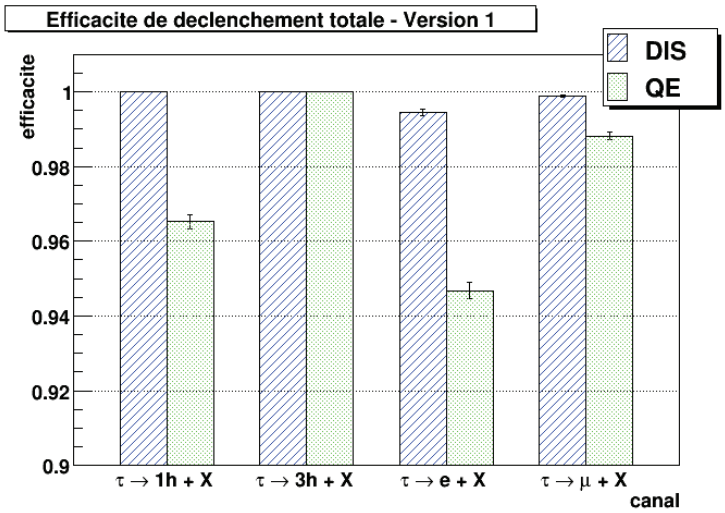


FIGURE 4.30 – *Efficacité totale de déclenchement en fonction du canal de désintégration du* τ *sans optimisation*

Efficacité de déclenchement totale

Au final, en considérant les rapport de branchement de chaque canal, l'efficacité totale de déclenchement peut être calculée :

$$Eff_{totale} = 99.33 \pm 0.05\% \tag{4.2}$$

Cette valeur est supérieure au attente du proposal d'OPERA qui suppose une efficacité de déclenchement de 99%. Cette efficacité peut aussi être observée en fonction du nombre de *hits* (*cf.* FIGURE 4.32). L'efficacité est de 99% à partir de 20 *hits*. En dessous de cette valeur, elle décroit jusqu'à 70% à 10 *hits* puis atteint une valeur proche de 0% à 2 *hits*.

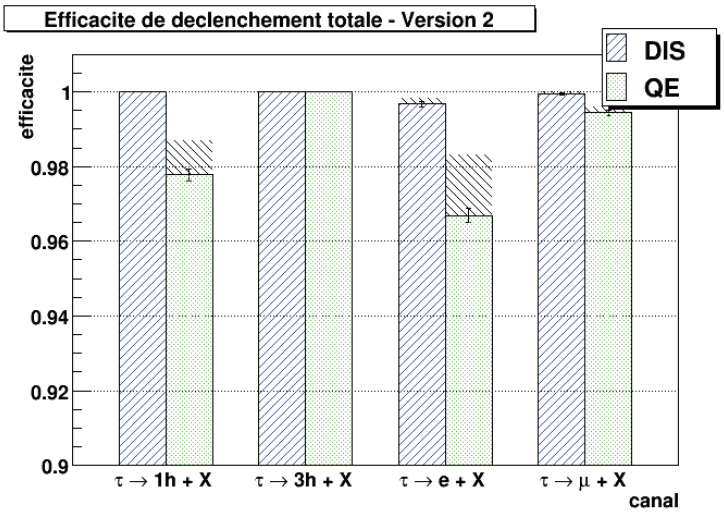


FIGURE 4.31 – *Efficacité de déclenchement totale, avec optimisation. Les zones hachurées correspondent à la partie des événements basse multiplicité ayant moins de 2 hits ou aucune coïncidence XY. Ces événements n'étant pas utilisables par l'analyse sont rejetés même s'ils valident les autres conditions.*

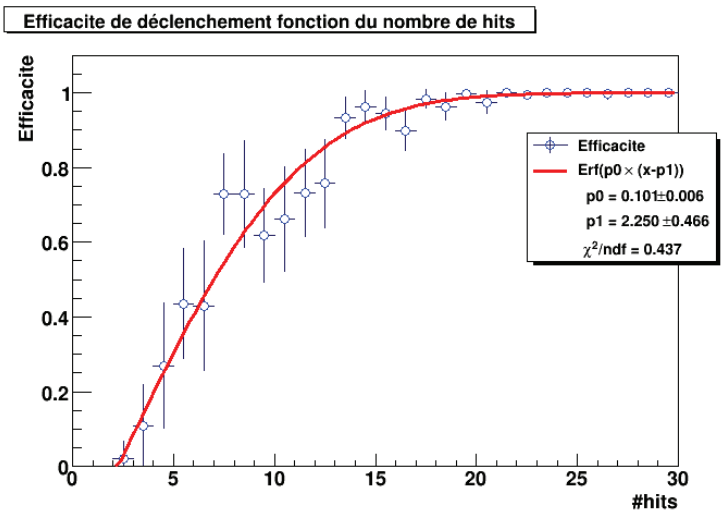


FIGURE 4.32 – *Efficacité de déclenchement en fonction du nombre de hits : à partir de 13 hits, l'efficacité est supérieure à 99%. Elle est de l'ordre de 70% à 10 hits et décrois jusqu'à 0 à 2 hits.*

Conclusion sur le déclenchement

Le passage de la coupure au niveau du *Manager* de 10 à 4 *hits* et la mise en place d'une condition optimisée pour les événements du canal $\tau \rightarrow e + X$ *QE* ont permis une amélioration de l'efficacité de plus de 2% pour ce canal. Cette amélioration pourra aussi

être utile dans le cadre de la recherche d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ pour les analyses à venir. Cependant, des événements contenant moins de 10 hits constituent un défi pour l'analyse des émulsions. En effet, pour de tels événements, les prédictions du détecteur électronique seront peu précises compte tenu du peu d'informations disponibles. Pour l'instant, aucune étude n'a été produite sur les possibilités d'analyser ces événements.

Chapitre 5

Simulation de la propagation des signaux

Sommaire

5.1 Distribution de l'horloge 117
5.1.1 Vue générale 117
5.1.2 Spécificités du trajectographe 118
5.1.3 Spécificités des RPC 121
5.2 Propagation des signaux dans le trajectographe 121
5.2.1 Propagation dans la fibre 122
5.2.2 Simulation de l'électronique 124
5.3 Propagation des signaux dans les RPC 125
5.3.1 Correction de la propagation pour un plan 125
5.3.2 Synchronisation des systèmes 129
5.3.3 Synchronisation des plans de RPC 129
5.4 Comparaison des données réelles/MC 130
5.4.1 Paramètres géométriques 130
5.4.2 Paramètres temporels 131
5.5 Conclusion 135

Une partie importante du travail de cette thèse a été axée sur l'étude de l'information temporelle dans le détecteur, et plus spécifiquement dans le trajectographe et les RPC. Cela a permis de mener une analyse sur les neutrinos atmosphériques via la reconstruction de la direction de propagation des particules dans le détecteur (*cf.* Chapitre 6). Dans ce chapitre va être abordé la première partie du travail qui a consisté à reproduire les informations temporelles des données réelles dans la simulation. Tout d'abord une vue générale du système de distribution d'horloge sera présentée, puis les caractéristiques spécifiques au trajectographe et aux RPC seront abordées. Enfin, la dernière partie sera dédiée la synchronisation des deux systèmes ainsi qu'à la comparaison avec les données réelles.

5.1 Distribution de l'horloge

5.1.1 Vue générale

L'ensemble du système d'acquisition d'OPERA est synchronisé sur le temps GPS (*cf.* Figure 5.1). Un récepteur placé à l'extérieur du laboratoire souterrain reçoit ces

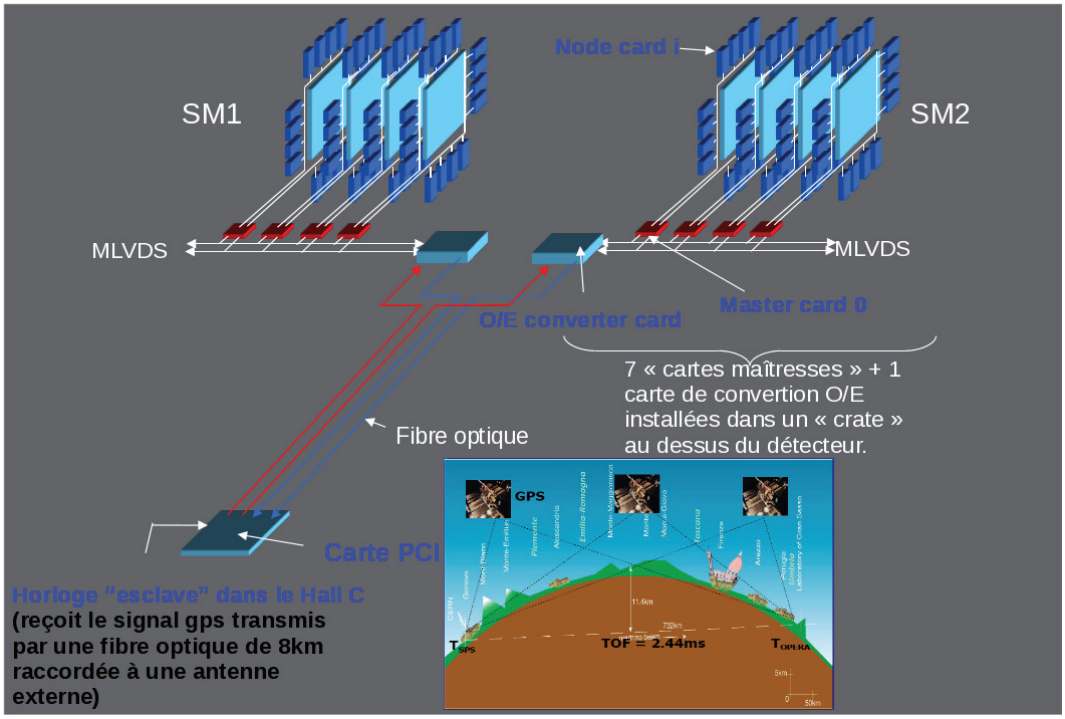


FIGURE 5.1 – *Distribution de l'horloge jusqu'aux capteurs.*

signaux et les transmet via une fibre optique de 8 *km* à une carte PCI dédiée. Cette carte PCI marque l'arrivée du temps GPS et la génération des cycles d'acquisition avec la même horloge. A la sortie de la carte PCI, deux fibres optiques (une par super-module) transmettent le signal jusqu'à des cartes de conversion «optique-électrique». Ensuite, huit cartes maîtresses par super-modules, branchées en série, reçoivent ce signal électrique et le distribuent aux différents capteurs du trajectographe (ensemble «photomultiplicateur + électronique de lecture»), des RPC (un plan correspond à un capteur), du VETO et des tubes à dérive via un bus M-LVDS.
Lorsqu'un capteur reçoit l'information, elle est interprétée comme une remise à zéro de son horloge interne. Pour le marquage en temps des informations, la carte PCI corrêle la date des cycles et la date GPS.

5.1.2 Spécificités du trajectographe

Au niveau du trajectographe, un capteur correspond à l'ensemble d'un photomultiplicateur et de l'électronique de lecture qui lui est associée. Pour synchroniser l'ensemble de ces capteurs, une correction des temps en fonction du parcours du signal de remise à zéro est appliquée.
Pour obtenir ce décalage, il faut prendre en compte les différences liées au câblage. Pour un plan de trajectographe, le signal arrivant des cartes maîtresses est conduit par deux BUS série qui parcourent chacun un côté du détecteur (*cf.* FIGURE 5.2). Les capteurs sont

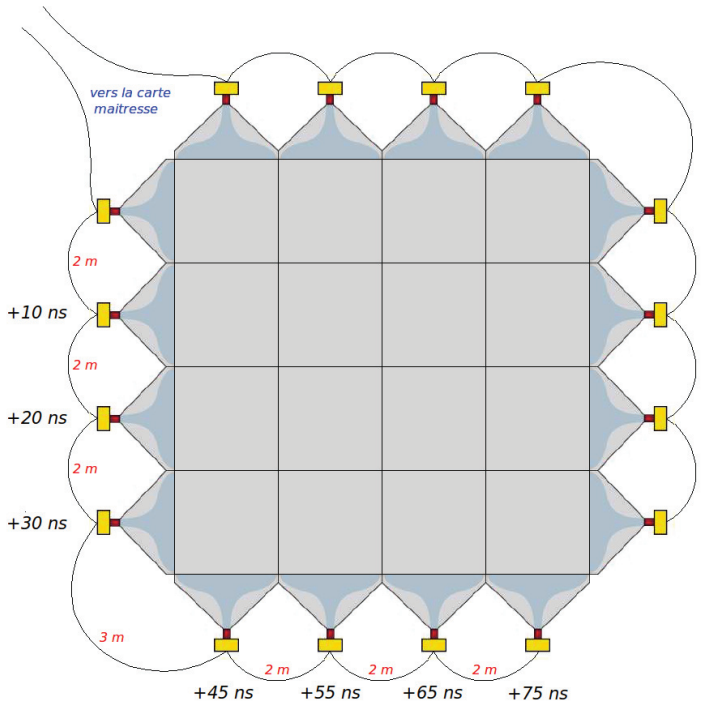


FIGURE 5.2 – *Distribution de l'horloge au niveau d'un plan de trajectographe : les capteurs reçoivent le signal de remise à zéro les uns après les autres de chaque côté du détecteur. Les délais associés à chaque capteur par rapport au premier sont indiqués en noir et les longueurs des câbles en rouge.*

chaînés et séparés par des câbles long de 2 *m*, ce qui équivaut à un délai de 10 *ns*. Un délai supplémentaire de 5 *ns* est introduit pour les capteurs situés après le «coin» par un câble de 3 *m*. Lors de l'enregistrement des données, le premier délai de 10 *ns* est directement corrigé en considérant le numéro de capteur. Les 5 *ns* sont corrigées à posteriori lors de l'analyse en raison du format de données qui n'accepte que des multiples de 10 *ns* (correspondant à un cycle de l'horloge interne de chaque capteur).
Le cheminement du signal entre la carte PCI et les cartes de conversion O/E est identique pour tous les capteurs, il n'est donc pas nécessaire de le prendre en compte dans la correction. Une différence apparaît au niveau des cartes maîtresses. Ces dernières sont chainées, ce qui introduit un décalage en fonction du numéro de la carte à laquelle le capteur est relié (*cf.* FIGURE 5.3). Cet effet n'était pas pris en compte dans les première analyse et un décalage de la valeur des vitesses observées apparaissait si la trace était dans la direction du faisceau ou non (*cf.* FIGURE 5.4). Le délai induit par cette chaîne de cartes a été estimé par un ajustement des données à 0.6 *ns* par carte traversée. Après correction, l'asymétrie en fonction de la direction de la particule a disparu.
Le dernier effet à prendre en compte pour la remise à zéro des capteurs du trajectographe est dû au câble reliant les deux plans extremum de chaque super-module (plans 30 et 31)

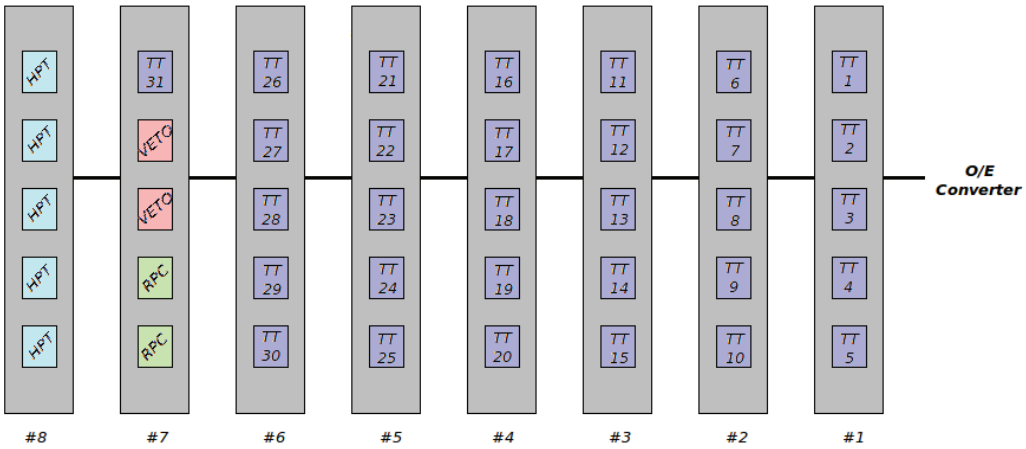


FIGURE 5.3 – *Schéma des connections au niveau des cartes «maîtresses» : les capteurs du trajectographe (TT) sont connectés à 7 cartes différentes en fonction du numéro de plan. Pour les RPC, cette correction ne sera pas nécessaire car tous les plans sont connectés à la même carte maîtresse.*

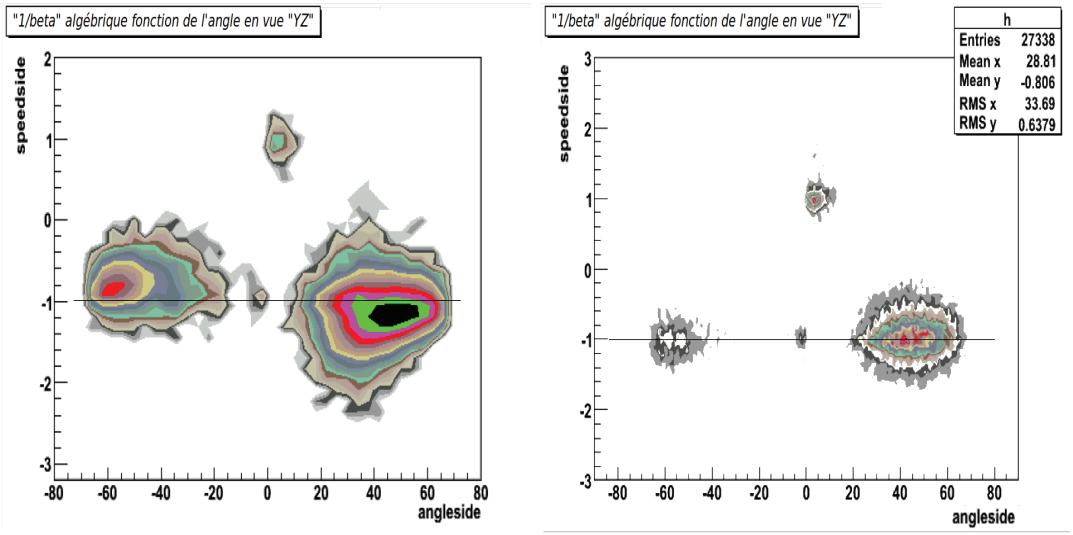


FIGURE 5.4 – *Effet de la correction des effets des cartes maîtresses sur la distribution de $1/\beta$ en fonction de l'angle de la trace sur la vue de côté. A gauche : distribution avant correction. A droite : distribution après correction*

qui est 1 m plus long que pour les autres plans en raison de l'éloignement de ces derniers. Un délai supplémentaire de 5 ns est ajouté pour ces deux plans.

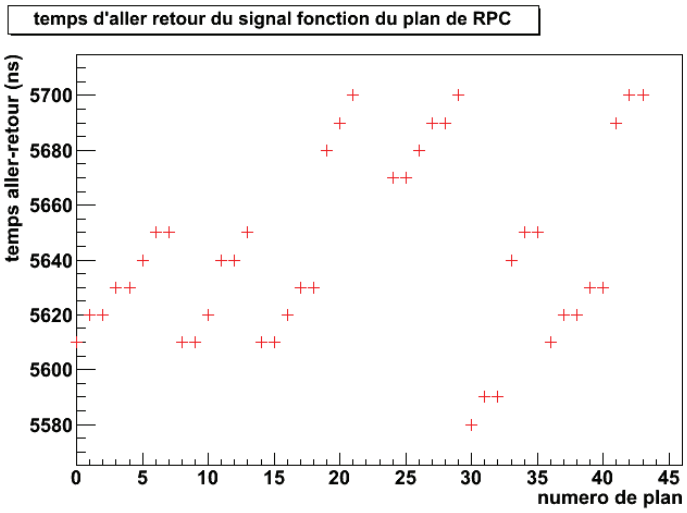


FIGURE 5.5 – *Distribution du temps d'aller-retour du signal de calibration en fonction du numéro de plan de RPC.*

5.1.3 Spécificités des RPC

Pour les RPC, un capteur correspond à un plan. Le marquage en temps est effectué au niveau des cartes «contrôleurs» placées dans un rack au dessus du détecteur. Pour les RPC, l'effet des cartes maîtresses n'est pas à prendre en compte car tous les capteurs sont connectés à la même carte (*cf.* FIGURE 5.3). Le décalage par rapport au temps des capteurs du trajectographe sera directement inclus dans la correction du décalage totale en TT et RPC (*cf.* 5.3.2). Les corrections pour la remise à zéro des capteurs ne concernent donc que la longueur des câbles entre les cartes maîtresses et les cartes contrôleurs. Ce délai est calculé en envoyant un signal qui fait l'aller-retour entre le «PC Clock» et chaque carte contrôleur (*cf.* FIGURE 5.5). En divisant le temps de l'aller-retour par deux, le délai est connu pour chaque capteur avec un précision de 5 *ns*, les informations obtenues étant des multiples de 10 *ns*. Le BUS «clock»permet plus qu'une simple distribution d'horloge. Il permet effectivement de synchroniser tous les capteurs entre eux mais chaque capteur à aussi la possibilité d'émettre une information sur le réseau. Ce caractère bi-directionnel permet de mesurer des délais.

5.2 Propagation des signaux dans le trajectographe

Cette section propose une étude de la propagation de l'information temporelle dans tous les éléments du trajectographe, du passage de la particule dans un barreau de scintillateur jusqu'au marquage en temps par l'électronique de lecture.

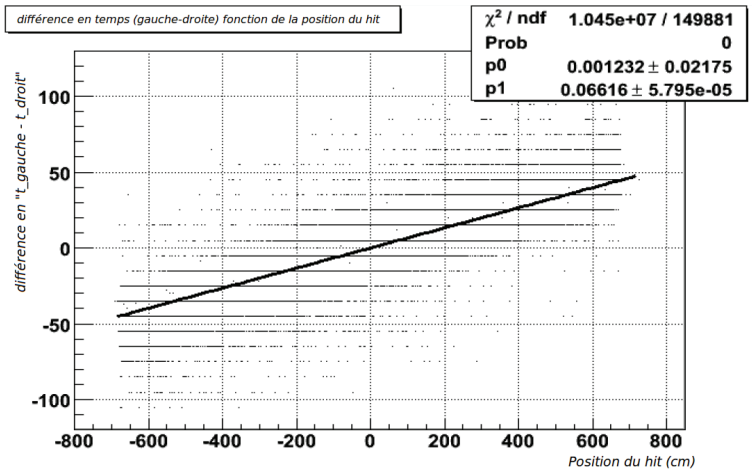


FIGURE 5.6 – *Distribution de la différence des informations en temps à droite et à gauche de la fibre en fonction de la position du hit reconstruit.*

5.2.1 Propagation dans la fibre

Effets sur la valeur moyenne du temps d'arrivée

Le premier effet à prendre en compte est la vitesse moyenne de propagation du signal dans la fibre optique. Cette vitesse peut être obtenue, une fois la trace reconstruite et la position du *hit* en X et Y connue, en comparant les temps obtenus de chaque côté de la fibre. Un ajustement de la différence des temps à gauche et à droite de la fibre en fonction de la position du *hit* donne un inverse de la vitesse de 6.6 *ns* par mètre (*cf.* FIGURE 5.6). Concernant les fibres, un autre paramètre à prendre en compte est leur longueur dans le bouchon. Comme présenté dans le chapitre sur le déclenchement, la longueur des fibres dans le bouchon varie en fonction de leur position dans le module. Les fibres internes (32 et 33) sont les plus courtes et mesurent 22.4 *cm* tandis que les fibres externes (1 et 64) sont les plus longues avec 107.2 *cm*. En fonction de la fibre dans laquelle est propagé le signal, une différence sur le temps enregistré allant jusqu'à 5.6 *ns* est donc observée.

Effets de scintillation et de dispersion temporelle

Toutes ces corrections concernent la valeur moyenne du temps d'arrivée du signal. Pour avoir accès aux variations de cette valeur moyenne et ainsi produire une simulation reproduisant correctement les données, des analyses de la dispersion temporelle du signal dans la fibre ainsi que des temps de réémission de la fibre et du scintillateur sont nécessaires. Ces études ont été menées à Strasbourg [106] et j'ai intégré l'ensemble des résultats dans le code de digitalisation d'OPERA.
La distribution du temps d'émission d'un photon dans la fibre après le passage d'une particule dans le scintillateur peut s'exprimer par :

$$F(t) = \frac{1}{\tau_2 - \tau_1}(e^{-\frac{t}{\tau_2}} - e^{-\frac{t}{\tau_1}}) \tag{5.1}$$

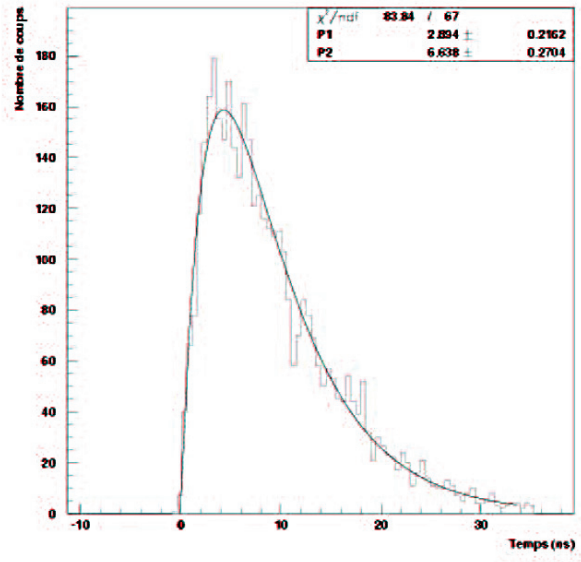


FIGURE 5.7 – *Ajustement du signal du photomultiplicateur pour une fibre courte. Les variables $P1$ et $P2$ correspondent respectivement aux constantes de temps τ_1 et τ_2.*

avec τ_1 et τ_2 respectivement les temps caractéristiques de scintillation du scintillateur et de la fibre.
Pour ne pas être sensible à la dispersion temporelle dans la fibre, les premières mesures sont faites sur des fibres très courtes (quelques cm). A l'aide d'un laser pulsé (résolution 500 ps) et d'une photodiode pour le déclenchement, la différence entre le temps d'émission du photon et l'observation d'un signal dans le photomultiplicateur est tracée. L'ajustement par l'équation présentée ci-dessus donne les valeurs (*cf.* FIGURE 5.7) : $\tau_1 = 3.0$ ns et $\tau_2 = 6.6$ ns.
Une fois les constantes de temps de scintillation connues, il est possible d'étudier la dispersion du signal dans la fibre qui correspond à la convolution de l'équation $F(t)$ et d'une gaussienne :

$$\begin{aligned} G \otimes F(t) = & \frac{\alpha}{2(\tau_1-\tau_2)} \quad e^{-\frac{x}{\tau_1}+\frac{\sigma^2}{2\tau_1^2}}(1 - erf(-\frac{1}{2}\sigma(\frac{x}{\sigma^2} - \frac{1}{\tau_1}))) \\ - & \frac{\alpha}{2(\tau_1-\tau_2)} \quad e^{-\frac{x}{\tau_2}+\frac{\sigma^2}{2\tau_2^2}}(1 - erf(-\frac{1}{2}\sigma(\frac{x}{\sigma^2} - \frac{1}{\tau_2}))) \end{aligned} \tag{5.2}$$

En effectuant des mesures sur plusieurs longueurs de fibres, on obtient le coefficient de dispersion σ en fonction de la distance parcourue par le photon (*cf.* FIGURE 5.8) :

$$\sigma = 0.16\, ns\, m^{-1} \tag{5.3}$$

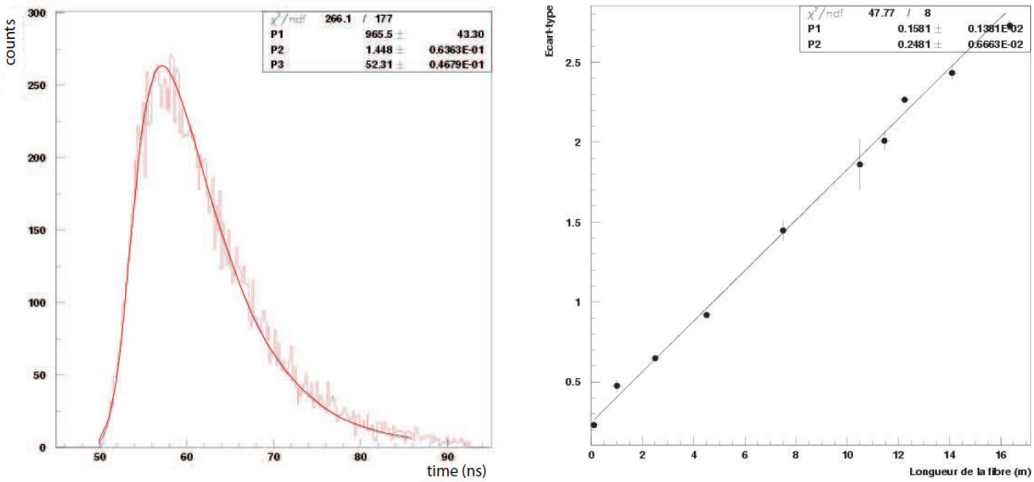


FIGURE 5.8 – *A gauche : ajustement du signal pour une fibre de* 8.5 m *. Les variables* $P1$ *et* $P2$ *sont respectivement la normalisation* α *et la dispersion* σ*. Le paramètre* $P3$ *correspond à l'offset de l'électronique. A droite : dispersion du temps en fonction de la longueur de la fibre. L'ajustement donne une valeur de* 0.16 ns/m *pour* σ*.*

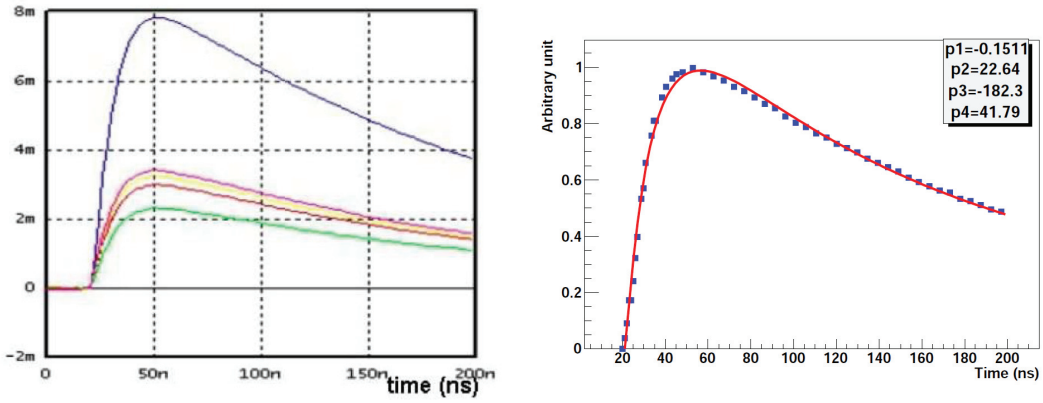


FIGURE 5.9 – *Distribution en fonction du temps du signal dans la voie rapide pour un photoélectron pour des valeur du gain allant de* 1 *à* 3 *et somme des trois (gauche) et ajustement (droite)*

5.2.2 Simulation de l'électronique

Une fois le signal détecté par le photomultiplicateur, ce dernier est lu par la voie rapide et la voie lente de l'électronique. Pour le marquage en temps du signal, ce sera l'information contenue dans la voie rapide qui sera utilisée. Le temps enregistré correspond au moment où le signal dépasse le seuil de 1/3 photo-électrons. Le temps de montée du signal dépend de l'amplitude du signal après amplification. La simulation, pour l'information en temps,

est décomposée en deux partie : l'amplification et le déclenchement.
Comme chaque photoélectron arrive sur le photomultiplicateur à un temps différent, le gain du photomultiplicateur est choisi aléatoirement pour chacun en accord avec ses fluctuations qui suivent une distribution gaussienne de valeur moyenne 37 (pour un canal ADC) et de variance de 54% [105]. La forme du signal dans la voie lente suis la paramétrisation suivante [79] :

$$f(t) = p_1 - \frac{p_2}{t} - \frac{p_3}{t} e^{-\frac{p_4}{t}} \tag{5.4}$$

Les contributions en énergie de chaque photo-électron sont ainsi simulées puis sommées en fonction du temps (*cf.* FIGURE 5.9). Lorsque cette somme dépasse le seuil, le temps du déclenchement est récupéré.

La dernière étape consiste simplement à remplacer le temps obtenu par le multiple de 10 inférieure le plus proche pour reproduire exactement le format des données réelles.

5.3 Propagation des signaux dans les RPC

5.3.1 Correction de la propagation pour un plan

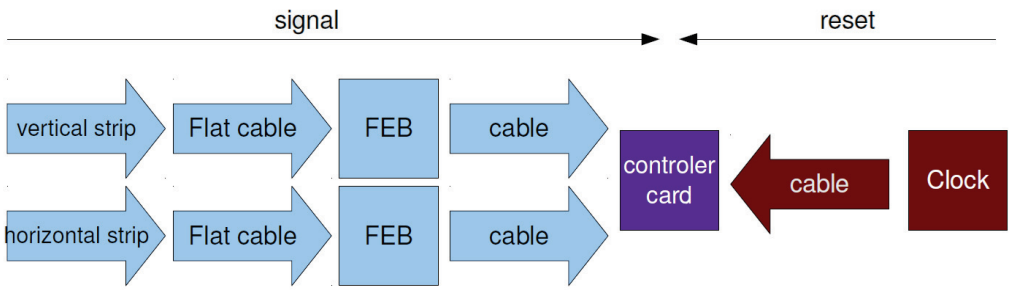


FIGURE 5.10 – *Schéma de propagation des signaux pour les RPC : après le passage d'une particule, le signal se propage le long des strips verticales et horizontales puis est dirigé via des câbles plats («flat cable») vers les cartes de lecture («FEB», «Front End Board») où il est digitalisé. Une nouvelle série de câbles transmet ensuite le signal jusqu'à la carte contrôleur («controler card») où le marquage en temps est effectué. Pour un plan de RPC, une seule information en temps est retenue au niveau de la carte contrôleur et elle au correspond au premier des signal arrivant des différentes strips. Le signal émis depuis le «PC Clock» permet la remise à zéro de l'horloge des cartes contrôleurs.*

La simulation de la propagation des signaux dans les RPC dépend de trois éléments avant les cartes contrôleurs (*cf.* FIGURE 5.10) :
- la propagation le long des *strips*.
- la propagation dans les câbles plats connectant chaque *strip* à l'électronique de lecture : les FEB («Front End Board»).

– la propagation dans les câbles reliant les FEB aux cartes contrôleur. Toutes les FEB d'un même plan sont connectées à une seule carte contrôleur.

Les différentes corrections appliquées sont présentés dans l'ordre de l'analyse pour plus de clarté. Aucune étude n'a été produite sur les temps de propagation dans le système des RPC. Pour avoir accès à ces informations, le trajectographe (dont les caractéristiques sont bien connues) est utilisé. L'analyse permettant de reconstruire la vitesse des particules dans le détecteur est décrite dans le chapitre suivant.

Câblage

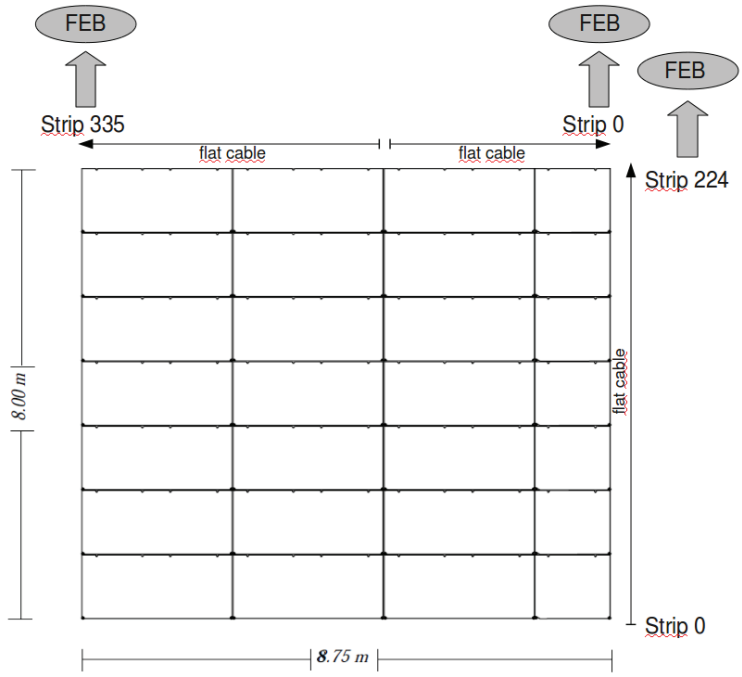


FIGURE 5.11 – *Schéma de câblage des RPC des strips au FEB : les câbles connectant les strips horizontales sont placés sur le côté «couloir» du détecteur (ie à gauche si l'on regarde dans la direction d'arrivée du faisceau). Les câbles connectant les strips verticales sont en haut des plans et rejoignent la plateforme en passant par les côtés.*

Deux éléments distincts sont présents : les câbles plats, entre les cartes d'interconnexion et les FEB et les câbles série entre les FEB et la carte contrôleur. Les seconds ne sont pas corrigés car leurs longueurs sont identiques. En revanche, la longueur des premiers dépend de la position de la *strip* dans le plan.

Les câbles plats connectés aux strips horizontales sont placés le long des RPC du côté «couloir» du détecteur. La strip 0 étant en bas, plus le numéro de *strips* augmente, plus le câble est court. Les câbles plats connectés aux *strips* verticales sont placés en haut du détecteur. Ils rejoignent la plateforme en passant par les côtés. Les câbles les plus longs sont donc ceux connectant les *strips* centrales (*cf.* FIGURE 5.11). Le temps de propagation

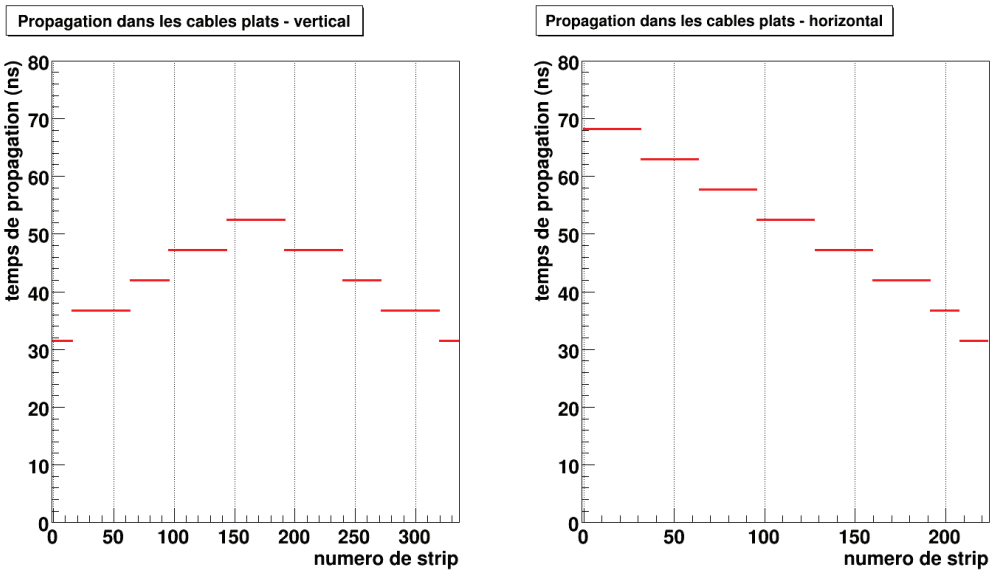


FIGURE 5.12 – *Temps de propagation dans les câbles plats en fonction du numéro de la strip.*

est proportionnel à la longueur des câbles (*cf.* FIGURE 5.12).

Propagation dans les *strips*

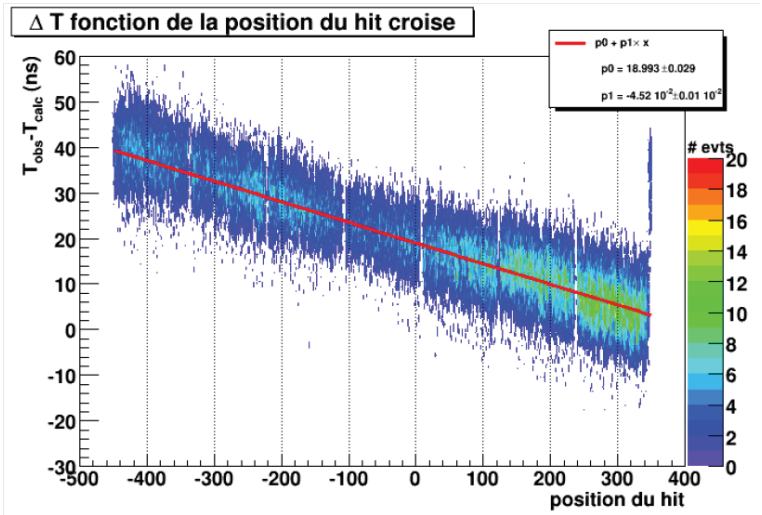


FIGURE 5.13 – *Distribution de la différence entre le temps calculé et observé pour les hits appartenant à un même plan et de même orientation en fonction de la position dans la strip et ajustement de la vitesse de propagation dans les strips*

Au niveau d'un plan de RPC, une seule information de temps est enregistrée et correspond à l'arrivée du premier signal. Aucune indication ne permet de savoir si ce signal vient d'une *strip* verticale ou horizontale. Une vitesse théorique est connu en calculant la constante diélectrique (polypropylene) d'une cellule. Le facteur de vélocité obtenu est $VF^{th}_{strips} = 0.9 \times c \pm 10\%$. Pour chaque *hits* dans les RPC d'un événement contenant une longue trace reconstruite (plus de 5 m), le temps de parcours (jusqu'aux cartes contrôleurs) des signaux horizontaux et verticaux sont calculés en utilisant deux facteurs de vélocité différents : 1 et 0.5. Si les temps de parcours minimum ont la même orientation dans les deux cas, le *hit* est conservé. Cette méthode permet de conserver seulement des informations dont l'orientation est connue.
Ensuite la vitesse de la particule est calculée à partir des données du trajectographe. Un temps est extrapolé (T_{calc}) à la position des *hit* RPC et comparé au temps réel corrigé avec les résultats précédents (T_{obs}). Cette quantité est tracée, pour tous les *hits* appartenant à un même plan et de même orientation, en fonction de la position du *hit* dans la *strip* (*cf.* FIGURE 5.13). L'inverse de la vitesse de propagation est obtenue par un ajustement linéaire :

$$1/v^{exp}_{strip} = 4.52 \pm 0.226 \text{ ns/m} \quad (5.5)$$
$$VF^{exp}_{strip} = 0.73 \pm 5\% \quad (5.6)$$

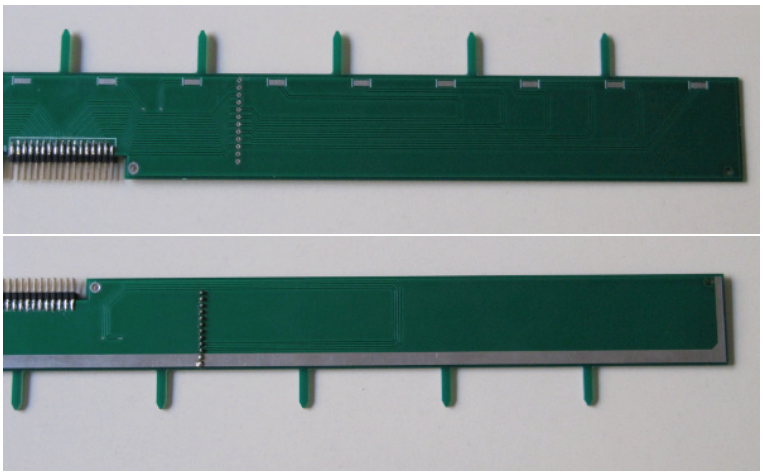


FIGURE 5.14 – *Carte d'interconnexion des strips dans les RPC : elle connecte entre elles 16 strips. Les circuits plus court pour les strips centrales en vue de dessus (haut) sont en fait rallongés sur la face opposée (bas)*

Une carte d'interconnexion (*cf.* FIGURE 5.14) fait l'interface entre les *strips* et les câbles plats. Deux modèles de cette carte existe, un pour les *strips* horizontales et un pour les *strips* verticales en raison de la différences de largeur des *strips* en fonction de l'orientation : 26 mm pour les *strips* verticales et 35 mm pour les *strips* horizontales. Dans les deux cas, l'espacement des *strips* est de 2 mm. Aucune correction n'est introduite par ces cartes, elles sont construites de manière à ce que toutes les voies aient un délai

identique.
Dans les données, les informations des RPC apparaissent sous forme de cluster, *ie* un regroupement de *strips* contigües porteuses d'un signal. La *strip* en fonction de laquelle sont calculées les différentes corrections correspond à celle donnant le temps de propagation le plus court jusqu'aux FEB (les corrections présentées dans la section suivante sont donc aussi prise en compte).

5.3.2 Synchronisation des systèmes

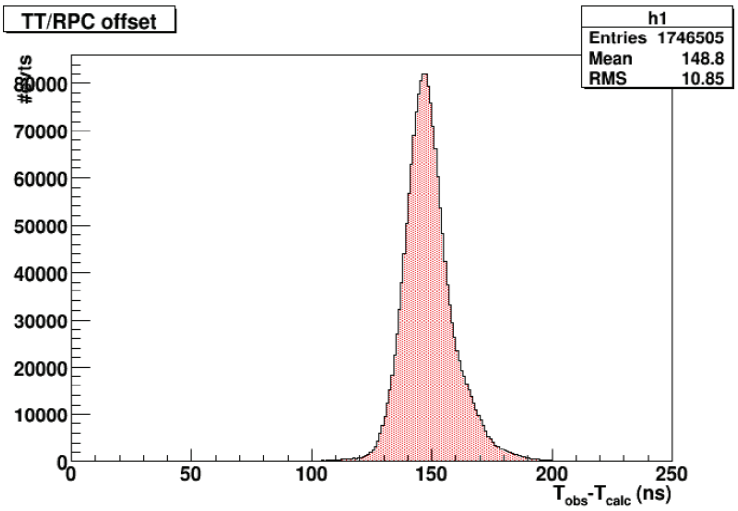


FIGURE 5.15 – *Décalage en temps du trajectographe et des RPC.*

La synchronisation entre le trajectographe et les RPC est basée sur le même principe que la synchronisation des plans de RPC : les événements contenant des traces reconstruites de plus de 5 m sont sélectionnés. La vitesse de propagation utilisée est v_{strip}^{exp}. Cette fois-ci tous les *hits* sont conservés. La moyenne de la distribution de la différence $T_{obs} - T_{calc}$ est définie comme offset (*cf.* FIGURE 5.15) :

$$\Delta t_{TT/RPC} = 148.8\, ns \tag{5.7}$$

5.3.3 Synchronisation des plans de RPC

Deux variables non prises en compte sont l'éventuelle variation de la correction de chaque plan due à l'incertitude sur la mesure du temps de remise à zéro de chaque capteur (5 ns) et les changements de configurations des RPC (modification du câblage, des seuils de déclenchement, de la haute tension). La même méthode que les deux analyses précédentes est utilisée en appliquant toutes les corrections déjà calculées dans T_{obs}. La différence $T_{obs} - T_{calc}$ est tracée en fonction de la date d'acquisition (*cf.* FIGURE 5.16).
Les données de chaque semaine sont ajustées par une gaussienne dont les paramètres sont enregistrés. Pour réduire les fluctuations statistiques, les semaines contigües ayant des

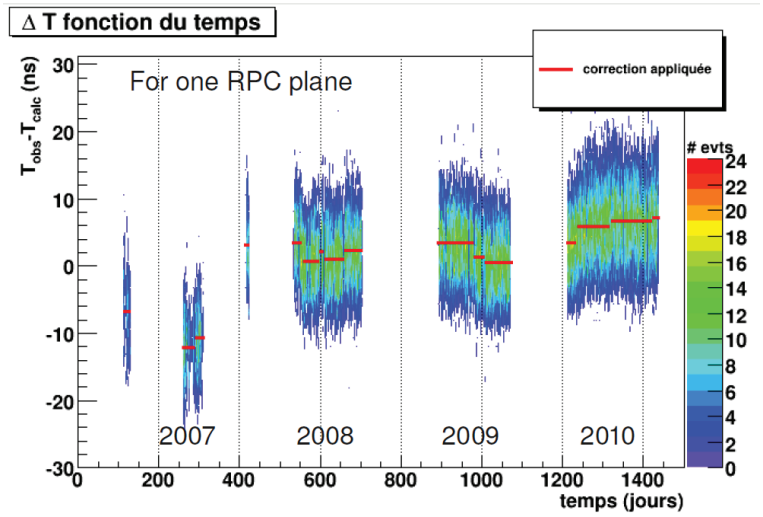


FIGURE 5.16 – *Distribution de la différence entre le temps attendu et le temps observé dans un plan de RPC en fonction de la date d'acquisition. La ligne rouge indique la correction appliquée au plan de RPC*

corrections proches sont regroupées et auront la même correction. Le gradient $[1, 0, -1]$ est calculé sur la distribution des valeurs moyennes des gaussiennes puis un double seuil (haut et bas) est appliqué. Cette méthode est proche de la détection de contour sur une image ramenée à une dimension.
La correction appliquée pour chaque événement dépendra donc de la date d'acquisition. Pour la simulation, seule l'incertitude moyenne par plan sur la valeur de correction est utilisé.

5.4 Comparaison des données réelles/MC

L'ensemble des paramètres calculés ont été inclus dans la simulation. Les événements cosmiques sont sélectionnés pour cette comparaison en raison de leur abondance. Le générateur «OpMult» (*cf.* 3.6.5) est utilisé.

5.4.1 Paramètres géométriques

Les paramètres reconstruits sont les angles d'incidences dans les vues de côté et de dessus ainsi que la longueur des traces (*cf.* FIGURE 5.17 et FIGURE 5.18). Aucune coupure n'a été faite pour produire ces distributions. Le bon accord entre les données et le Monte-Carlo confirme la bonne intégration du profil de la montagne et de la géométrie du détecteur dans la chaine de simulation.

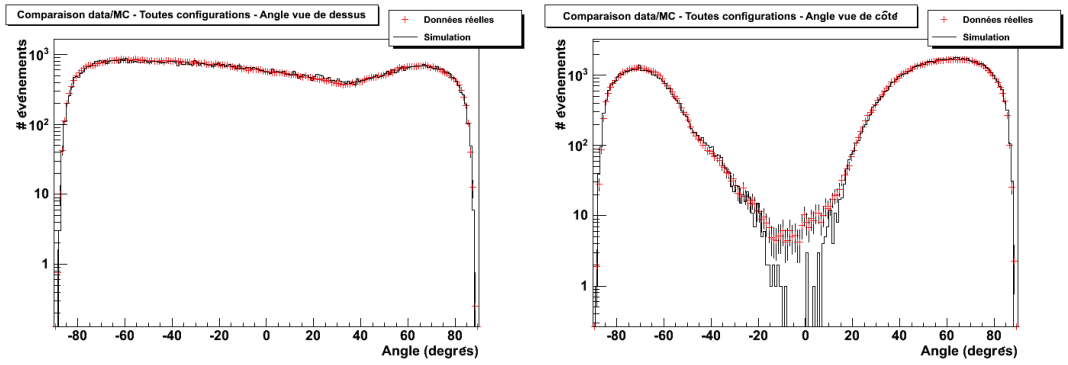


FIGURE 5.17 – *Comparaison des angles, pour la vue de dessus (gauche) et de côté (droite) dans les données (rouge) et le Monte Carlo (noir)*

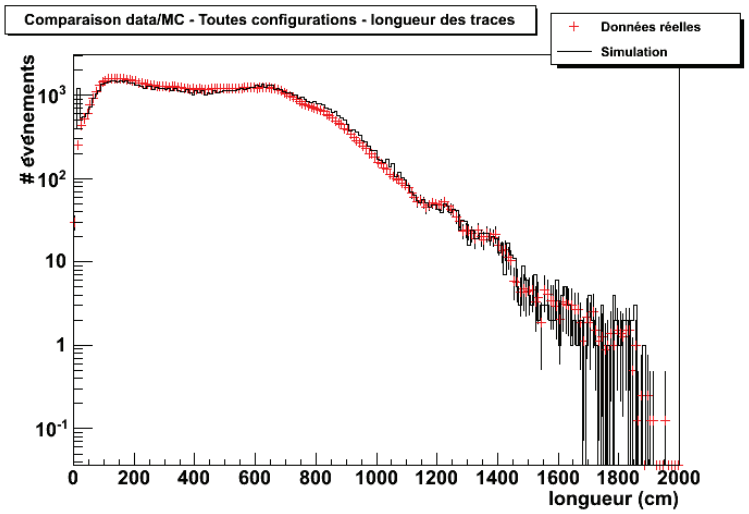


FIGURE 5.18 – *Comparaison des longueurs des traces dans le détecteur dans les données (rouge) et le Monte Carlo (noir)*

5.4.2 Paramètres temporels

Les événements sont séparés en trois catégories : suivant qu'ils ont des hits seulement dans le trajectographe, seulement dans les RPC ou dans les deux systèmes. Une des variables de comparaison est la vitesse reconstruite par l'analyse du chapitre suivant. La grandeur utilisée est $1/\beta = c/v$ «algébrique». Le signe renseigne sur le sens de propagation de la particule : positif pour les particules montantes et négatif pour les particules descendantes (*cf.* 6.1.3).

Trajectographe seulement

Tous les événements ayant au moins deux plans de trajectographe sont sélectionnés. Les distributions des différences $(t_{droite} - t_{gauche})$ et $(t_{horizontal} - t_{vertical})$ (*cf.* FIGURE 5.20)

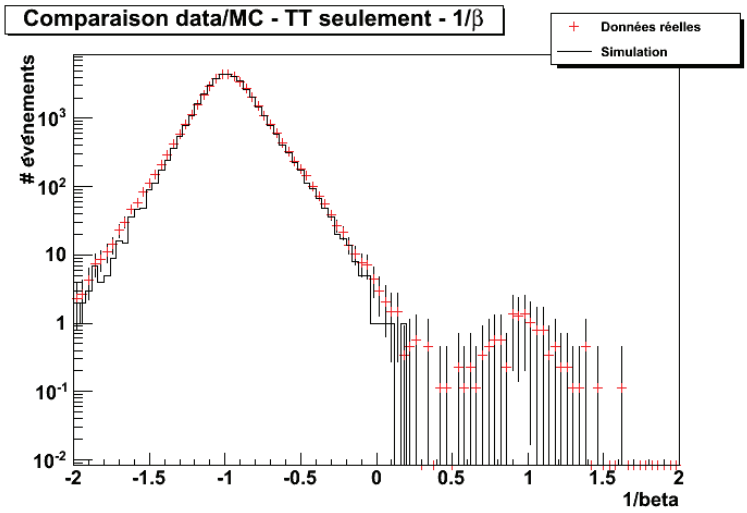


FIGURE 5.19 – *Distribution du paramètre* $1/\beta$ *pour des traces d'au moins* 3 *m à partir des informations du trajectographe.*

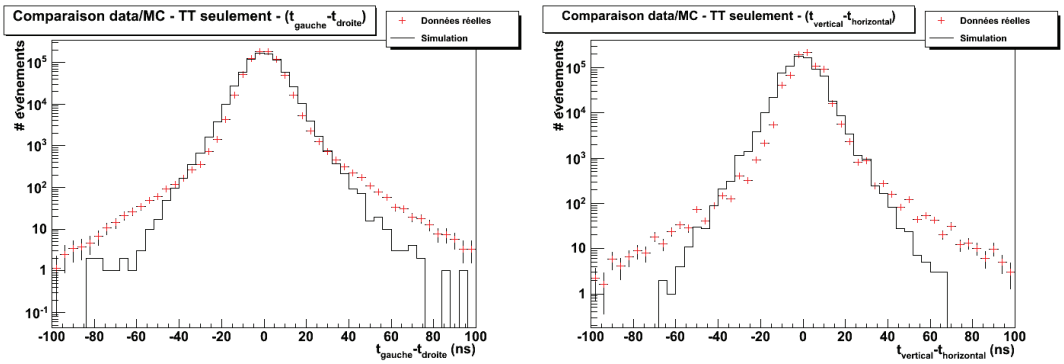


FIGURE 5.20 – *Distribution des différences* $(t_{droite} - t_{gauche})$ *(gauche) et* $(t_{horizontal} - t_{vertical})$ *(droite) dans le trajectographe.*

ainsi que la distribution de la grandeur algébrique $1/\beta$ (*cf.* FIGURE 5.19) sont tracées. Pour les différences de temps, les queues de distribution ne sont pas parfaitement reproduites. Dans l'analyse du chapitre suivant, des coupures sur ces différences sont incluses pour ne sélectionner que la zone en accord (fenêtre de 10 *ns* environ). La distribution de $1/\beta$, avec un bon accord, confirme l'efficacité des coupures.

RPC seulement

Tous les événements ayant au moins deux plans de RPC sont sélectionnés. La distribution du paramètre $1/\beta$ (*cf.* FIGURE 5.21) montre un bon accord. La prise en charge de la propagation du temps dans les RPC et ses fluctuations sont implémentés correctement dans le programme.

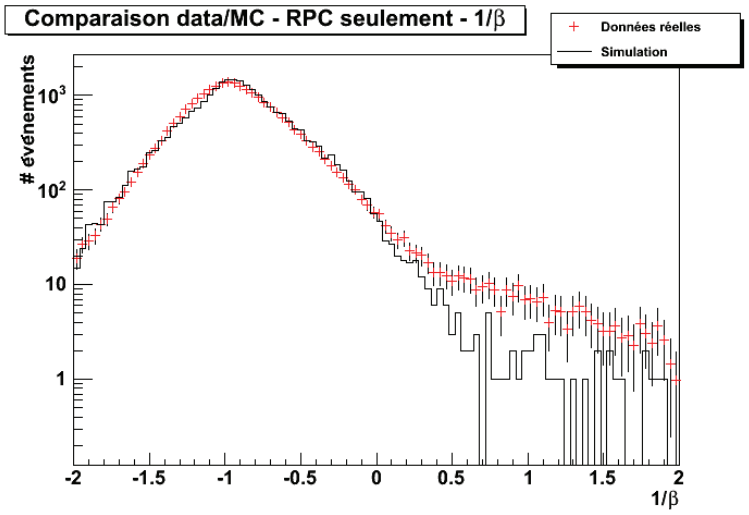


FIGURE 5.21 – *Distribution du paramètre* $1/\beta$ *pour des traces d'au moins* 3 m *à partir des informations des RPC*

Trajectographe et RPC

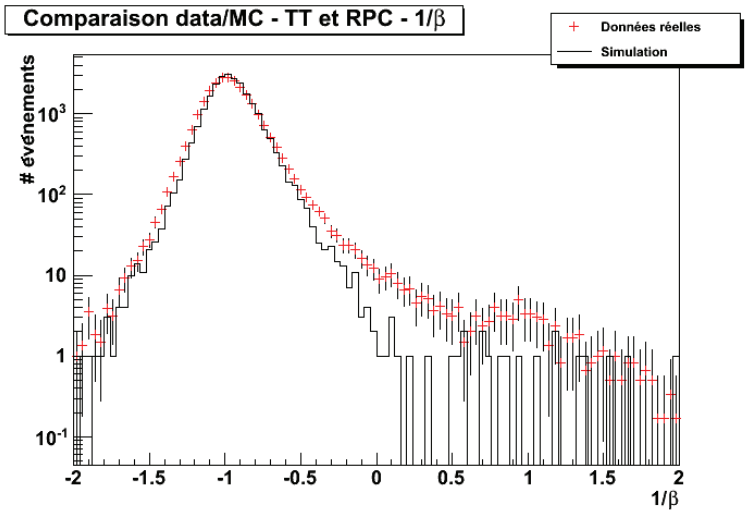


FIGURE 5.22 – *Distribution du paramètre* $1/\beta$ *pour des traces d'au moins* 3 m *à partir des informations des RPC et du trajectographe*

Tous les événements ayant au moins un hit dans les RPC et un hit dans le trajectographe sont sélectionnés. Pour la distribution de $1/\beta$ (*cf.* FIGURE 5.22), le Monte-Carlo reproduit bien les données. La différence $T_{obs} - T_{calc}$ (*cf.* FIGURE 5.23) est piquée à zéro

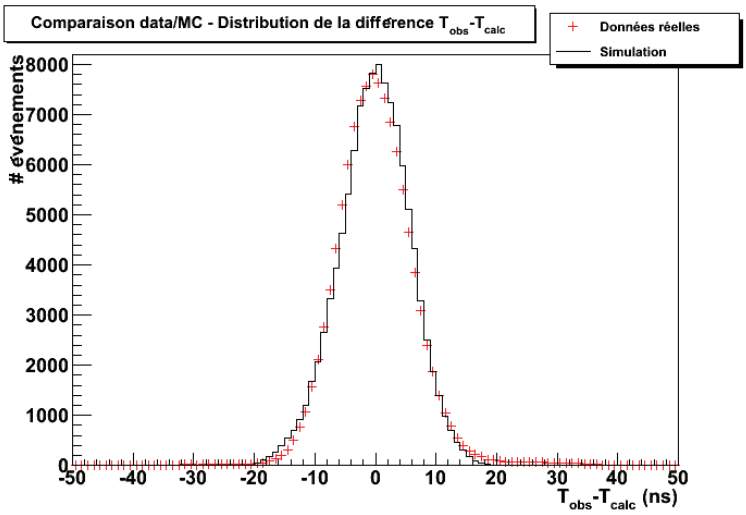


FIGURE 5.23 – *Distribution de la différence $T_{obs} - T_{calc}$ pour les données et la simulation*

pour la simulation et les données et les distributions sont comparables en terme de σ :

$$\sigma_{donnees} = 5.85 \pm 0.03 \tag{5.8}$$

$$\sigma_{MC} = 5.80 \pm 0.02 \tag{5.9}$$

Toutes configurations confondues

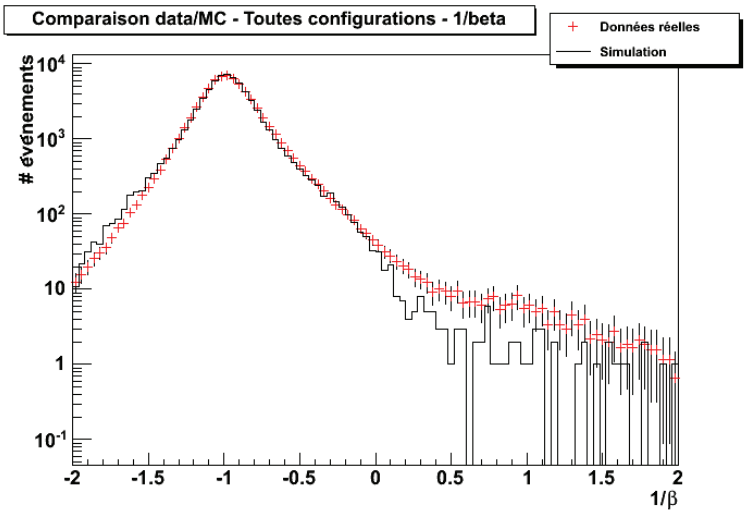


FIGURE 5.24 – *Distribution du paramètre $1/\beta$ pour des traces d'au moins 3 m toute configurations confondues*

Tous les événements sont sélectionnés. L'accord entre données et simulation (*cf.* FIG-

URE 5.24) confirme que l'analyse conserve les mêmes quantités relatives de chaque topologie dans les deux cas.

5.5 Conclusion

Cette étude a permis de synchroniser l'ensemble des informations temporelles provenant du trajectographe et des plans de RPC. Les effets observés ont été intégrés dans la simulation. Les données réelles et le Monte-Carlo montrent une bonne adéquation. Les modifications ont été faites au niveau de la digitalisation, elle seront donc prises en compte quelque soit le générateur utilisé.
Le système temporel n'a cependant pas été pensé pour ce type d'analyse. Lors de l'étape suivante qui consiste à reconstruire la vitesse des particules dans le détecteur, des coupures de qualité devront être appliquées pour garantir la fiabilité des informations.

Chapitre 6

Étude des oscillations dans le secteur atmosphérique

Sommaire

6.1 Présentation de l'analyse . . . 138
6.1.1 Données utilisées . . . 138
6.1.2 Reconstruction des temps de passage . . . 138
6.1.3 Calcul de $1/\beta$ algébrique . . . 141
6.1.4 Calcul des autres paramètres . . . 142
6.2 Événements en temps . . . 143
6.2.1 Structure temporelle . . . 144
6.2.2 Réjection . . . 146
6.3 Coupures . . . 147
6.3.1 Coupures générales . . . 147
6.3.2 Coupures pour le trajectographe seulement . . . 149
6.3.3 Coupures pour les RPC seulement . . . 151
6.3.4 Coupures pour le trajectographe et les RPC . . . 153
6.3.5 Coupures supplémentaires . . . 153
6.4 Résultats . . . 156
6.4.1 Durée d'acquisition . . . 156
6.4.2 Nombre d'événements observés . . . 157
6.5 Erreurs systématiques . . . 158
6.5.1 Erreur sur la direction de propagation . . . 159
6.5.2 Contribution des événements «NC» . . . 159
6.6 Méthode de Feldman et Cousins . . . 160
6.6.1 Données utilisées . . . 160
6.6.2 Première surface . . . 161
6.6.3 Seconde surface . . . 162
6.6.4 Contours dans le plan $(\sin^2\theta_{atm}, \Delta m^2_{atm})$ . . . 162
6.6.5 Exclusion du cas «pas d'oscillations» . . . 163
6.6.6 Discussion sur la contribution «NC» . . . 163
6.7 Conclusion . . . 165

Une grande partie des données d'OPERA sont prises «hors faisceau»et correspond majoritairement au rayonnement cosmique, vertical et descendant. L'objectif de l'analyse présentée est d'étudier les neutrinos atmosphériques ascendants. Pour cela, il faut donc

reconstruire la vitesse des particules et le sens de développement des événements dans le détecteur. A l'aide de ces deux informations, il est possible d'identifier les particules montantes. Ces particules ont été produites sous (ou dans) le détecteur par des interactions de neutrinos.
Ce chapitre expose l'ensemble des étapes de l'étude, de la sélection des données au calcul de la vitesse. Ensuite une partie est dédiée aux différentes coupures de sélection appliquées à posteriori. Les résultats obtenus avec l'ensemble de la statistique d'OPERA depuis 2007 sont présentés. Les caractéristiques de la simulation sont décrites avant de comparer les données aux résultats provenant du Monte-Carlo. Cette comparaison permettra de poser des limites sur les paramètres d'oscillation θ_{atm} et Δm^2_{atm}.
Cette étude est une étude de faisabilité d'une telle analyse. En effet, ni l'expérience en général, ni le système de *timing* en particulier n'ont été pensés pour observer ces événements à priori.

6.1 Présentation de l'analyse

Le calcul de la vitesse de propagation est articulé autour de trois points :
- la sélection des données dans les fichiers d'OPERA.
- les corrections et sélections appliquées aux données pour obtenir une information sur le temps de passage de la particule dans les plans de trajectographe et de RPC.
- le calcul de la valeur et du signe du paramètre $1/\beta$ *algébrique* ($1/\beta = c/v_{part}$). Ce paramètre ainsi que l'erreur qui lui est associée donne une information sur la qualité de la reconstruction et son signe renseigne sur la direction de propagation de la particule.

6.1.1 Données utilisées

L'analyse utilise les données déjà reconstruites par le software d'OPERA. Le programme sélectionne, dans chaque événement, la plus longue trace reconstruite en trois dimensions. Les listes contenant l'ensemble des *digits* utilisés pour reconstruire la trace sont lues pour chaque vue (vue de dessus et vue de côté) et les *digits* du trajectographe et des RPC sont enregistrés. Pour les *digits* du trajectographe, une condition supplémentaire est ajoutée : le *digit* doit contenir une information à droite et à gauche, *ie* le signal doit avoir été observé aux deux extrémités de la fibre. Si l'événement ne contient pas de trace reconstruite en trois dimensions, il est rejeté.

6.1.2 Reconstruction des temps de passage

La reconstruction du temps de passage de la particule dans chaque plan est la partie la plus importante de l'analyse. C'est ici que sont appliquées toutes les corrections calculées pour chaque sous-détecteur (*cf.* Chapitre 5) ainsi qu'une série de coupures de qualité qui permettent de rejeter les plans avec des informations trop incertaines.

Première sélection temporelle pour le trajectographe

La première sélection consiste à supprimer les informations clairement incohérentes dans l'événement. Dans la reconstruction d'OPERA, le temps n'est jamais utilisé. Certains *digits* ayant toutes les caractéristiques géométriques pour appartenir à la trace reconstruite mais ayant un temps aberrant sont conservés.
Pour les détecter, le «*digit* central» est recherché. Pour chaque *digit* du trajectographe i, la somme des différences des temps au carré $\Delta^2 t_i$ est calculée :

$$\Delta^2 t_i = \sum_{j=0}^{nTTdigits} (\frac{t^i_{gauche} + t^i_{droite}}{2} - \frac{t^j_{gauche} + t^j_{droite}}{2})^2 \tag{6.1}$$

Le *digit* minimisant cette quantité est défini comme «*digit* central». Ensuite une fenêtre en temps (ΔT_{lim}) est calculée en fonction de la longueur de la trace plus une partie fixe prenant en compte le temps de parcours maximal du signal dans les différents éléments (fibres, cartes maîtresses, câbles de coin et des derniers plans, résolution). Pour chaque *digit* i, l'information est rejetée si :

$$|\frac{t^{central}_{gauche} + t^{central}_{droite}}{2} - \frac{t^i_{gauche} + t^i_{droite}}{2}| > \Delta T_{lim} \tag{6.2}$$

Coupure supplémentaire pour les RPC

Pour les plans de RPC, une condition supplémentaire est ajoutée. Comme une seule information en temps est conservée au niveau de chaque plan, tous les plans contenant plusieurs *cluster* sont supprimés. En effet, aucune méthode ne peut permettre de savoir si le temps lu provient du *cluster* utilisé par la reconstruction ou d'un autre *cluster* du plan.

Premières corrections

Les corrections ne dépendant pas de l'information «croisée», *ie* de l'information en trois dimensions, sont appliquées. Pour le trajectographe, sont corrigés les délais introduits par les cartes maîtresses, les câbles de coin des derniers plans et la longueur de la fibre dans le bouchon. Pour les RPC, sont corrigés les délais introduits par les câbles plats et les câbles entre le PC «clock» et les cartes contrôleurs . La correction dépendant de la date d'acquisition est aussi appliquée (*cf.* 5.3).

Calcul des paramètres géométriques et deuxième correction

L'étape suivante consiste à réunir les informations des deux vues, les *digits* verticaux et horizontaux appartenant aux mêmes plans sont réunis. Une coupure est effectuée sur le même principe que la première sélection temporelle du trajectographe. Cette fois ci, elle est appliquée au trajectographe et aux RPC. Les *digits* restants sont ensuite triés dans l'ordre des z croissants. Les données sont ajustées linéairement dans les vues (X, Z) et (Y, Z). Les paramètres de l'ajustement permettront de calculer les distances de propagation du signal dans les *strips* et les fibres. Les vitesses de propagation utilisées sont celles présentées au

chapitre précédent ($1/v_{strip} = 4.52\,ns/m$ et $1/v_{fibre} = 6.6\,ns/m$).
La distance parcourue par la particule dans le détecteur à son passage dans chaque plan est aussi calculée. Elle est définie comment étant la distance (d_i) entre le point de passage dans le plan i et celui dans le plan ayant la coordonnée z la plus petite.

Sélection du temps de passage

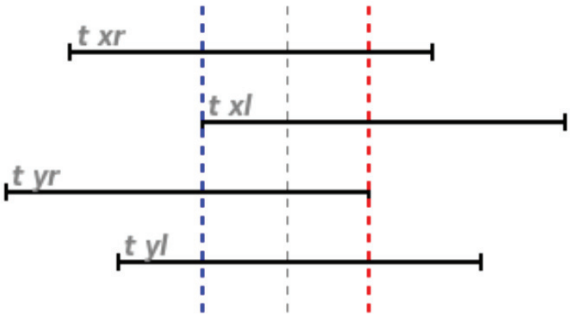


FIGURE 6.1 – *Définition du temps d'un plan de trajectographe. Les bornes gauche de chaque barre de* 10 *ns correspondent aux temps corrigés de chaque capteur. Les pointillés bleus clairs représentent la valeur enregistrée comme temps du plan. La zone entre les lignes en pointillés gras correspond à l'erreur sur le temps enregistré. Si cette erreur est inférieure à* 2.5 *ns, elle est ramenée à* 2.5 *ns.*

Pour le trajectographe, les quatre informations de temps (haut, bas, gauche et droite) sont corrigées. Elles sont regroupées pour calculer le temps final. Dans les données elles apparaissent comme des multiples de 10 *ns* correspondant au nombre de cycle de l'horloge interne d'un capteur (horloge à 100 *MHz*) depuis la remise à zéro. Le temps réel est donc supérieur ou égal au temps enregistré et a une probabilité égale de se situer en tous points de l'intervalle $(t_i, t_i + 10\,ns)$. D'un point de vue technique, les capteurs reçoivent constamment le signal d'une porteuse émise par la carte PCI du PC «clock» à 20 *MHz*. C'est sur cette porteuse que sont encodés toutes les informations nécessaires à la communication entre le capteur et l'interface d'acquisition (remise à zéro, redémarrage d'un capteur, etc...). Chaque capteur est équipé d'une horloge à quartz à 100 *MHz* asservie à cette porteuse permettant d'obtenir l'unité de temps de 10 *ns*(boucle à vérrouillage de phase). Le «jitter» associé, et donc l'incertitude sur le temps du début du cycle de l'horloge interne est inférieur à 10% du temps d'un cycle, donc inférieur à la nanoseconde. La zone en coïncidence des quatre fenêtres est sélectionnée. Le temps moyen de cette zone est défini comme temps de passage de la particule dans le plan (*cf.* FIGURE 6.1). Si seulement trois fenêtres ont une zone en coïncidence le temps moyen de cette zone est quand même sélectionné mais un indicateur ($Flag^{TT}_{quality}$) permet de le différencier du premier cas. Cet indicateur est utilisé dans la sélection finale des candidats. L'incertitude sur le temps de passage est définie comme étant la largeur de la zone de coïncidence. Le temps réel a une

probabilité égale de se situer en tout point de cette fenêtre.

Pour les RPC, les temps obtenus en utilisant la distance parcourue par le signal dans les *strips* horizontales et verticales sont comparés. Le temps le plus grand correspond à la correction la plus courte, donc au premier signal arrivant à la carte contrôleur (où est enregistré le temps). Il est conservé et enregistré comme temps de passage de la particule dans le plan. L'erreur est considérée gaussienne, le σ utilisé est celui calculé pour les corrections (*cf.* 5.3.3).

6.1.3 Calcul de $1/\beta$ algébrique

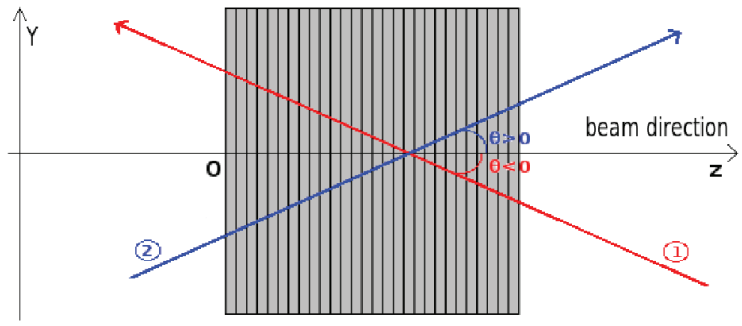


FIGURE 6.2 – *Convention de la variable $1/\beta$ algébrique : les configurations possibles pour une particule montante sont présentées. Dans le cas 1 (en rouge), l'angle $\theta_{côté}$ (angle dans la vue côté) est négatif. Les temps de passage seront donc décroissants avec l'augmentation de la distance parcourue. Le cas 2 présente le cas inverse avec θ positif.*

Le temps de passage sont tracés en fonction de la distante parcourue par la particule dans le détecteur d_i. Un ajustement linéaire est réalisé. La pente de la droite correspond à l'inverse de la vitesse. Le signe de cette quantité est positif si les temps sont croissants avec la position en z et négatif dans le cas contraire. Les deux types de configuration possibles pour une particule montante sont (*cf.* FIGURE 6.2) :

- inverse de la vitesse positif et $\theta_{côté} > 0$.
- inverse de la vitesse négatif et $\theta_{côté} < 0$.

Dans les deux cas, le produit de l'inverse de la vitesse par le signe de l'angle de la trace dans la vue de côté est positif. La variable utilisée dans cette étude est $1/\beta$ *algébrique* :

$$1/\beta_{algébrique} = (\text{signe de } \theta_{côté}) \times \frac{1}{v_{part}} \times 30 = \frac{c}{v_{part}} \tag{6.3}$$

c correspond à la vitesse de la lumière dans le vide. La distribution de cette grandeur piquera à -1 pour les particules descendantes et à $+1$ pour les particules montantes. L'ajustement permet aussi d'accéder à l'erreur sur l'ajustement du paramètre $1/\beta$ notée $\delta_{1/\beta} > 1$.

En plus de l'ajustement de toutes les données, la même procédure est appliquée, si possible (*ie* au moins deux plans touchés dans le sous-détecteur concerné), aux données provenant seulement du trajectographe d'un côté et seulement des RPC de l'autre. On définit ainsi $(1/\beta_{algébrique})_{TT}$ et $(1/\beta_{algébrique})_{RPC}$. Cela a permis entre autre de mener l'analyse des corrections à appliquer aux plans de RPC (*cf.* 5.3).

6.1.4 Calcul des autres paramètres

Paramètre de qualité

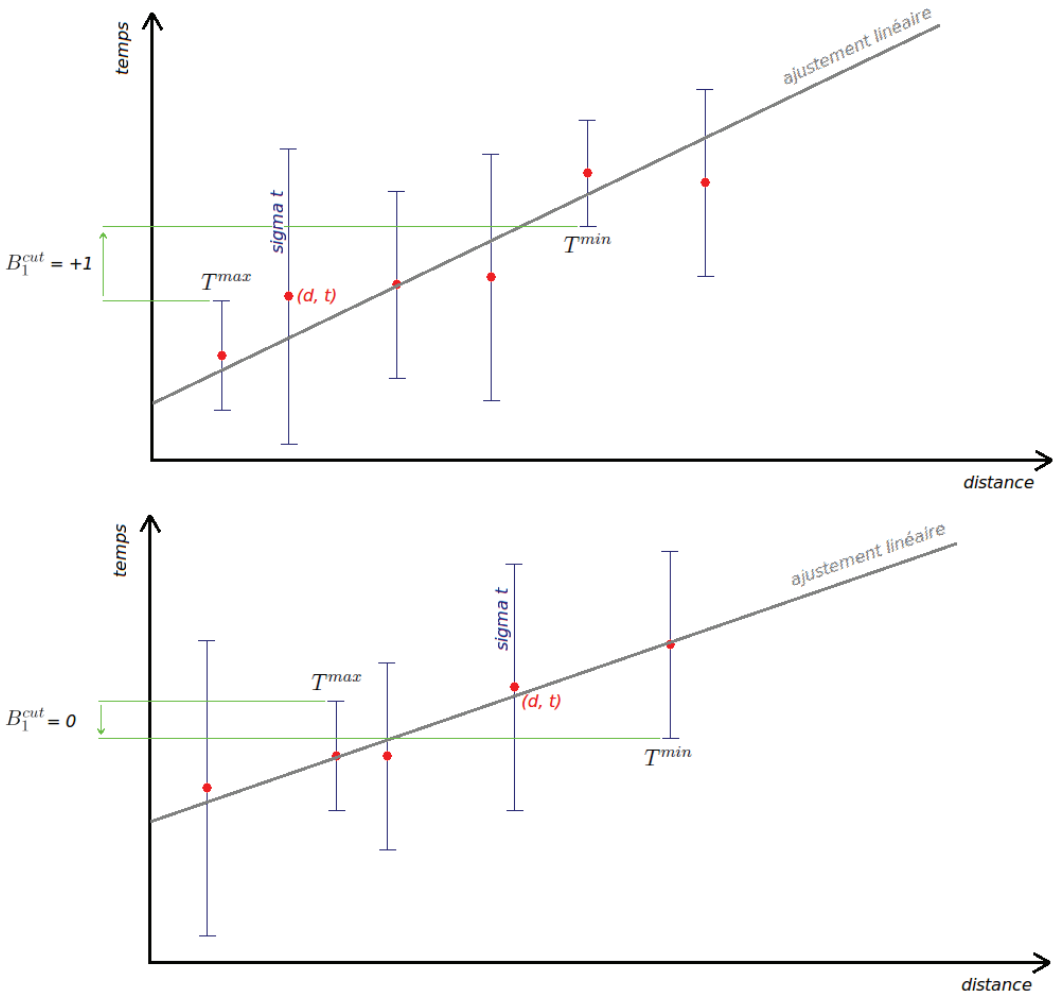


FIGURE 6.3 – *Conventions de la variable B_1^{cut} : elle prend comme valeur ± 1 si $T^{min} > T^{max}$ (haut) et 0 si cette condition n'est pas validée (bas). Elle sera ensuite comparée au signe de la pente du meilleur ajustement (en gris).*

Un critère de qualité est appliqué à la mesure de la vitesse. L'incertitude (σ_{t_i}) sur chaque temps t_i du plan i permet de calculer les $t_i^{min} = t_i - \sigma_i$ et les $t_i^{max} = t_i + \sigma_i$. Une

boucle sur les plans permet de définir :

$$T^{max} = Min(t_0^{max}, t_1^{max}, ..., t_{n_{plans}^{tot}-1}^{max}, t_{n_{plans}^{tot}}^{max}) \quad (6.4)$$

$$T^{min} = Max(t_0^{min}, t_1^{min}, ..., t_{n_{plans}^{tot}-1}^{min}, t_{n_{plans}^{tot}}^{min}) \quad (6.5)$$

n_{plans}^{tot} correspond au nombre total de plans touchés. Ensuite pour chaque plan, on applique les conditions :

- si $T^{min} > T^{max}$ et $d_{T^{min}} > d_{T^{max}}$, alors $B_1^{cut} = +1$
- si $T^{min} > T^{max}$ et $d_{T^{min}} < d_{T^{max}}$, alors $B_1^{cut} = -1$

$d_{T^{min}}$ et $d_{T^{max}}$ correspondent respectivement à la distance parcourue par la particule en arrivant dans les plans auxquels appartiennent les temps T^{min} et T^{max}. La variable B_1^{cut} est initialisée à zéro, elle garde donc cette valeur si aucune des deux conditions n'est validée (*cf.* FIGURE 6.3). Si les deux conditions sont validées l'une après l'autre pendant la boucle, la valeur de B_1^{cut} sera zéro.

Paramètres topologiques

Plusieurs paramètres topologiques de l'événement sont recherchés :

- Le nombre de plans touchés total (n_{plans}^{tot}), de trajectographe (n_{plans}^{TT}) et de RPC (n_{plans}^{RPC}).
- La longueur totale de la trace dans le détecteur (L_{tot}). Elle correspond au $d_{n_{plans}^{tot}-1}$ calculé plus tôt. Sont aussi enregistrés les distances de la trace dans le trajectographe seulement (L_{tot}^{TT}) et les RPC seulement (L_{tot}^{RPC}).
- Les angles d'incidence dans les vues de dessus (θ_{dessus}) et de côté ($\theta_{côté}$) sont obtenus à partir de l'ajustement géométrique.
- Le nombre de bras de RPC traversé par la particule (n_{bras}^{RPC}). Il y a quatre bras en tout, deux par aimant.

L'ensemble de ces variables sera utilisé lors de la sélection finale des événements montants.

6.2 Événements en temps

Un indicateur présents dans les données permet de savoir si un événement est en temps avec le faisceau CNGS ou non. Normalement cette information permet d'éliminer le bruit de fond engendré par ces événements. L'angle d'incidence du faisceau étant de 3 degrés par rapport à l'horizontale, la plus grande partie des événements faisceau sont montants. Seulement parfois, en raison de décalages entre l'horloge du CERN et celle du Gran Sasso, des événements en temps ne sont pas marqués (*cf.* FIGURE 6.4). Ces décalages ont plusieurs origines, ils peuvent être dus à des interruptions ou à la dérive du système d'horloge ou encore à des problèmes de synchronisation avec le GPS. Une procédure permettant de remarquer ces événements a été mise en place. La distribution des événements non marqués en temps dans le plan ($\theta_{côté}, \theta_{dessus}$) montre un peuplement anormalement élevé de la zone correspondant à la topologie du faisceau (*ie* faible incidence dans la vue de dessus et faible incidence dans la vue de côté, *cf.* FIGURE 6.5).

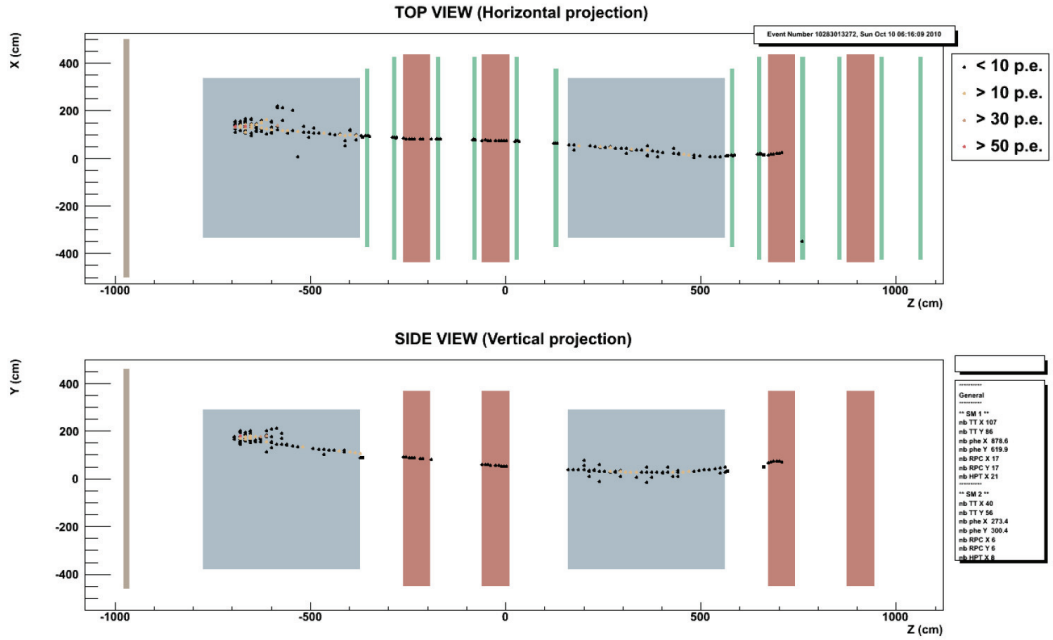


FIGURE 6.4 – *Événements du faisceau non marqué en temps : l'interaction dans la cible est visible dans le premier super-module (evt ♯10283013272).*

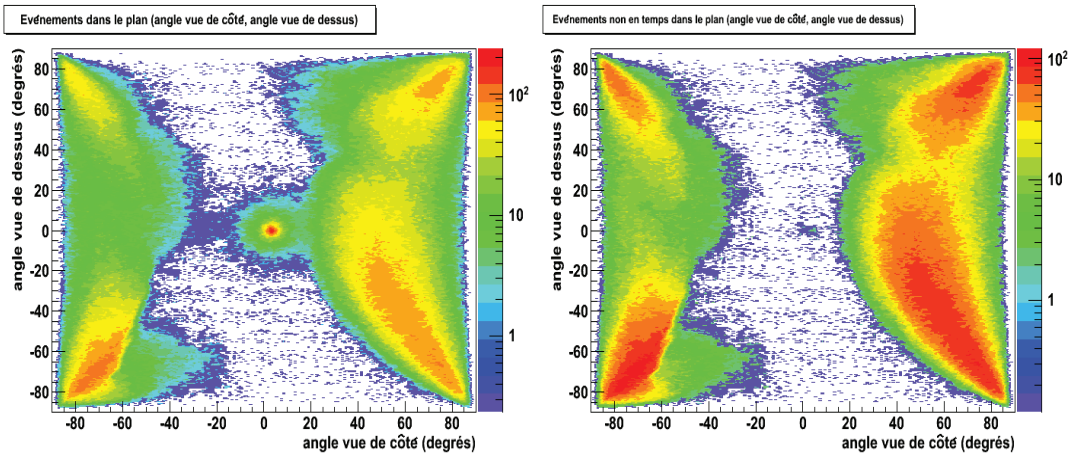


FIGURE 6.5 – *Distribution des événements dans le plan* $(\theta_{côté}, \theta_{dessus})$ *: pour tous les événements (à gauche) et seulement pour ceux non marqués en temps (à droite). Un ilot d'événement reste visible dans la figure de droite. Il correspond aux événements mal marqués.*

6.2.1 Structure temporelle

Les cycles de base du CNGS, de 1.2 s, sont des multiples du cycle d'acquisition des données d'OPERA, de 0.6 s. Les dates exactes des extractions, donc la présence du fais-

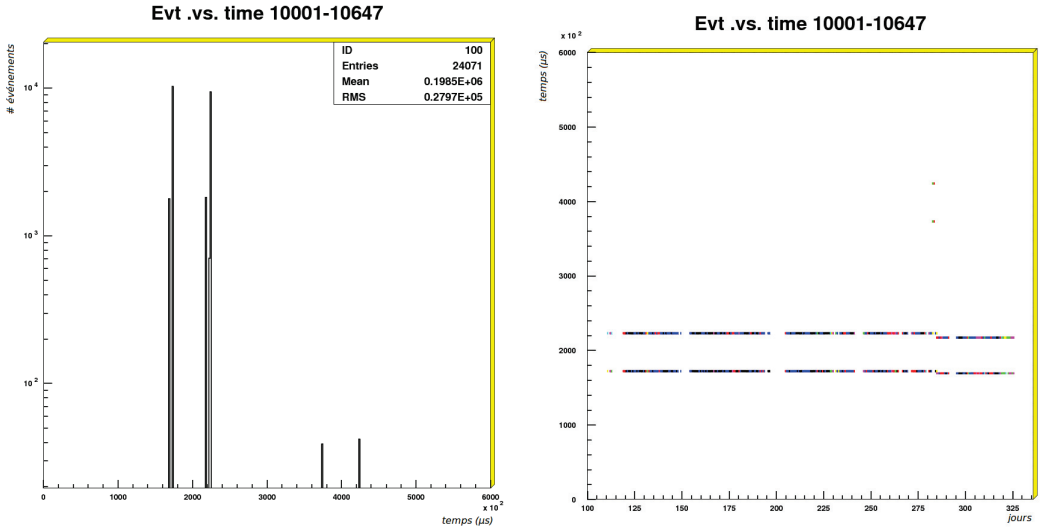


FIGURE 6.6 – *A gauche : distribution des événements en temps dans un cycle d'acquisition pour l'année* 2010*. Trois couples de deux fenêtres sont visibles pour cette année. A droite : distribution des événements en temps dans un cycle d'acquisition en fonction de la date pour l'année* 2010*. La dépendance en temps de la position des couples de fenêtres fait apparaitre les changements de configurations des deux systèmes.*

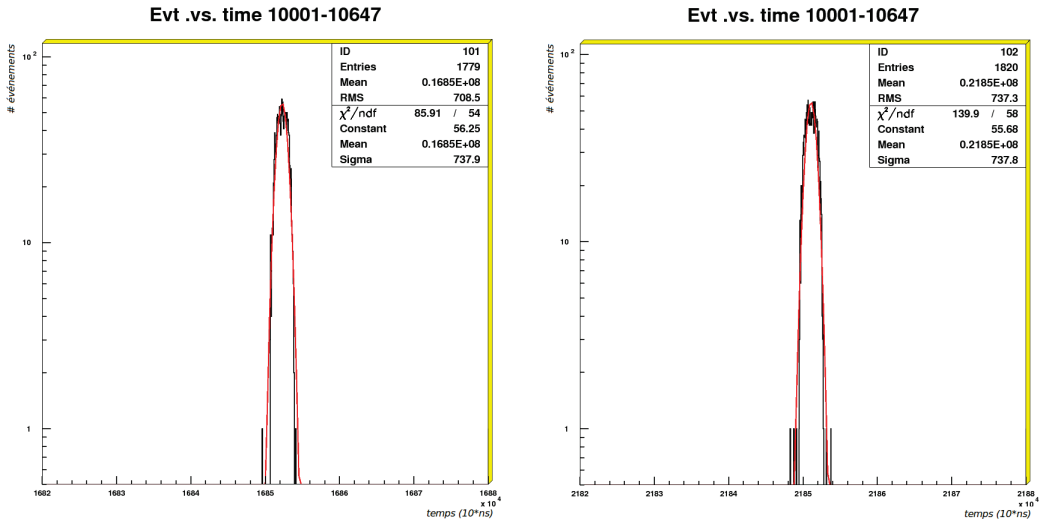


FIGURE 6.7 – *Distribution des événements en temps dans un cycle d'acquisition pour la première fenêtre de la première configuration de l'année* 2010 *: la largeur de cette distribution correspond à la durée d'un spill du faisceau. Un ajustement gaussien donne une largeur de* 7.38 μ*s.*

ceau au niveau du détecteur, sont toujours placées au même moment dans la structure en

temps du cycle d'acquisition pour une même configuration (*cf.* FIGURE 6.6). Ces dates ne sont modifiées qu'en cas de modifications techniques ou de redémarrage des horloges des systèmes d'OPERA ou du CNGS. Le «early warning» envoyé depuis le CERN au Gran Sasso contient la date du prochain cycle CNGS contenant du faisceau. Il est décodé pour connaitre le cycle d'acquisition correspondant. Ensuite le moment de l'extraction dans le cycle étant connu, une fenêtre en temps est ouverte et les événements à l'intérieur sont marqués en temps. Les caractéristiques de ces fenêtres sont connus grâce à un ajustement des données (*cf.* FIGURE 6.7).

6.2.2 Réjection

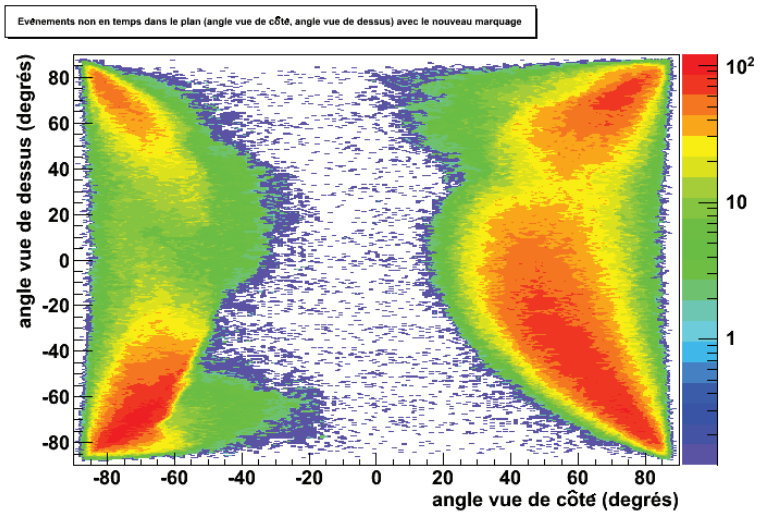


FIGURE 6.8 – *Distribution des événements dans le plan* $(\theta_{côté}, \theta_{dessus})$ *pour les événements non marqués en temps, après le nouveau marquage. L'ilot visible sur la figure précédente a disparu.*

En cas de décalage des horloges, le cycle d'acquisition décodé est donc erroné. La technique présentée consiste à détecter les deux fenêtres de temps dans un cycle d'acquisition contenant des événements faisceau et de marquer en temps tous les événements présents dans ces fenêtres pour chaque cycle. Cette procédure rejettera donc certains événements ne provenant pas du faisceau. Cependant, cette quantité reste assez faible : les événements sont rejetés si leur temps dans le cycle est à $\pm 4\sigma$ de la valeur moyenne de chaque ajustement. Au final, deux fenêtres d'environ 60 μs sont concernées par cycle, soit 0.01% du temps de chaque cycle.
La nouvelle distribution des événements non marqués dans plan $(\theta_{côté}, \theta_{dessus})$ montre que la zone correspondant à la topologie des événements faisceau est dépeuplée (*cf.* FIGURE 6.8). En plus de compenser des défaillances courtes du système, cette technique a aussi permis de retrouver environ 130 événements en temps dans des extractions où toutes les informations en temps étaient perdues et ainsi de les réintégrer dans la procédure d'analyse principale d'OPERA.

6.3 Coupures

Une fois les paramètres de l'analyse calculés et les événements en temps avec le faisceau rejetés, une série de coupures est appliquée aux données. Certaines sont générales, d'autres dépendent de la topologie de l'événement (contenu seulement dans le trajectographe, seulement dans les RPC ou dans le trajectographe et les RPC).

6.3.1 Coupures générales

Ces coupures sont appliquées à toutes les catégories. Elles permettent une présélection des événements avant l'application de la coupure sur le paramètre $1/\beta$.

Angles d'incidence

Deux coupures sur les angles d'incidence sont appliquées. La première concerne la résolution du détecteur pour les traces proches de l'horizontale dans la vue de côté. Le signe de l'angle dans cette vue est utilisé pour calculer le signe de $1/\beta$ *algébrique*. Toute trace ayant un angle d'incidence inférieur à 1 degrés en valeur absolue est rejetée (ce qui correspond à la résolution sur une trace proche de l'horizontale d'environ 2.5 m dans le trajectographe).
La deuxième coupure permet de rejeter les événements venant de la vallée de Teramo.

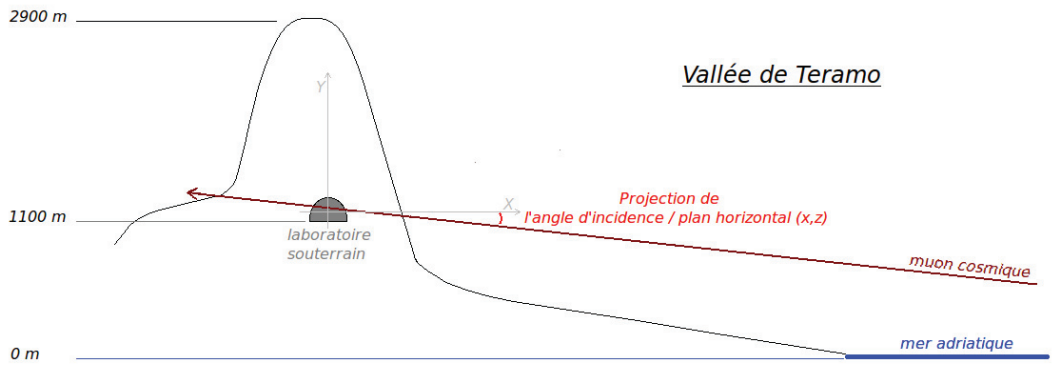


FIGURE 6.9 – *Événement provenant de la vallée de Teramo : bien que ce soit un muon cosmique, il sera reconstruit «montant» dans le détecteur. Le schéma n'est pas à l'échelle.*

Cette vallée en contre-bas de la montagne abritant le laboratoire souterrain offre une ouverture directe sur la mer aux flancs du Gran Sasso. La vallée étant plus basse que la laboratoire, des événements correspondant à des muons cosmiques montants sont observés dans cette zone (*cf.* FIGURE 6.9). Ces événements sont caractérisés par de petits angles dans la vue de côté (quelques degrés) et proches de 90 degrés dans la vue de dessus (la falaise du côté de la vallée de Teramo est à peu près parallèle avec la projection (Z, Y) dans le référentiel d'OPERA). Une coupure est faite dans le plan $(\theta_{côté}, \theta_{dessus})$, l'événement est rejeté si (*cf.* FIGURE 6.10) :

$$|\theta_{dessus}| > 70 \text{ degrés et } |\theta_{côté}| < 10 \text{ degrés} \tag{6.6}$$

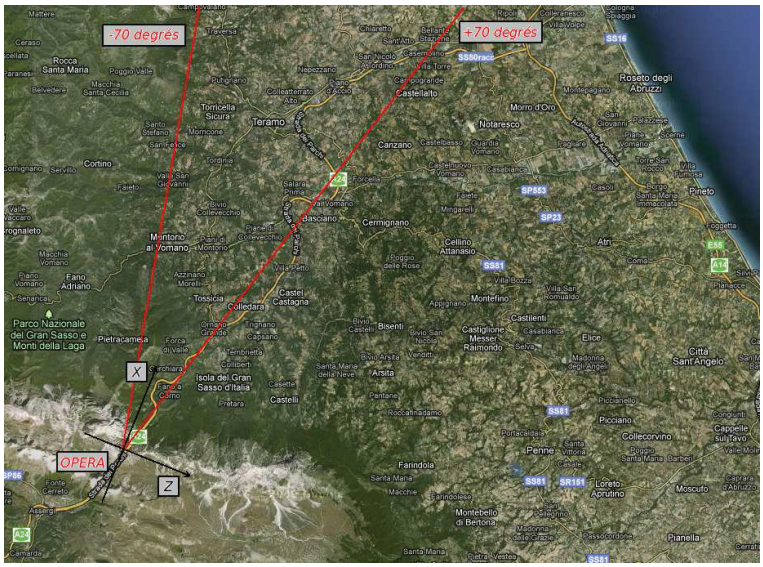


FIGURE 6.10 – *Vue satellite de la vallée de Teramo et coupures dans le plan* (Z, X).

Ces événements sont étudiés dans le cadre d'une analyse sur les rayons cosmiques de hautes énergies en utilisant des coïncidences entre OPERA et LVD, expérience placée dans le hall B du laboratoire souterrain du Gran Sasso.

Paramètre de qualité

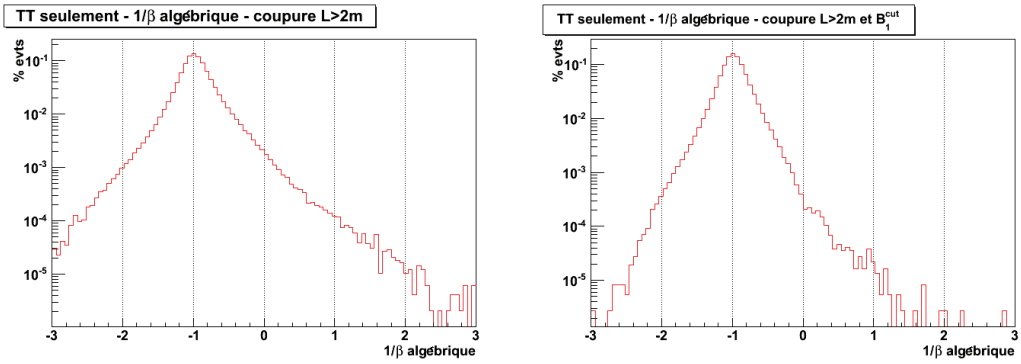


FIGURE 6.11 – *Distribution de* $1/\beta$ *algébrique avant (à gauche) et après (à droite) coupure sur* B_1^{cut} *pour les événements ne déposant de l'énergie que dans le trajectographe*

La variable B_1^{cut} permet de savoir si aucune ambiguïté n'existe sur le signe de la pente, particulièrement pour les traces courtes. Elle est comparée au signe de la pente de l'ajustement de l'inverse de la vitesse. Si les signes sont identiques, la trace est conservée. Si les signes sont différents ou que $B_1^{cut} = 0$, la trace est rejetée. Cette coupure permet de réduire l'étalement de la distribution de $1/\beta$ *algébrique* (*cf.* FIGURE 6.11).

6.3.2 Coupures pour le trajectographe seulement

Les paramètres présentés ici sont appliqués aux événements ne contenant des *hits* que dans le trajectographe.

Corrélation entre L_{cut} et $\sigma^{TT}_{1/\beta}$

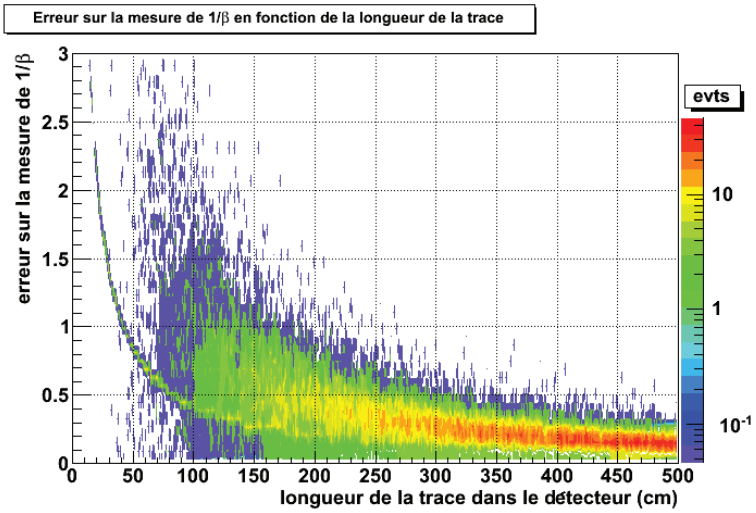


FIGURE 6.12 – *Distribution de l'erreur sur la mesure de $1/\beta$ en fonction de la longueur de la trace. Les deux paramètres sont corrélés.*

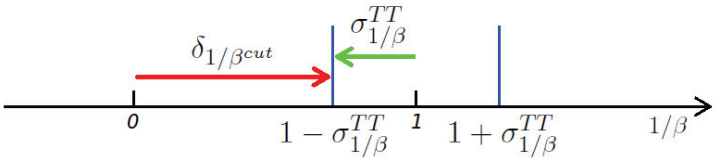


FIGURE 6.13 – *Variables relatives à l'erreur sur $1/\beta$: schéma de relation. Si $\delta_{1/\beta^{cut}} > 1$, la valeur de $\sigma^{TT}_{1/\beta}$ est mise à zéro*

C'est l'un des paramètres les plus importants. Plus la trace est longue, plus le temps de propagation dans le détecteur est important et donc plus $1/\beta$ est connu avec précision. La coupure sur $1/\beta$ dépendra donc de la coupure sur la longueur de la trace (*cf.* FIGURE 6.12). Pour chaque longueur de coupure L^i_{cut}, on choisit la coupure sur l'erreur sur la mesure $\delta_{1/\beta^{cut}}$ avec la condition :

$$\frac{N^{\delta_{1/\beta}<\delta^{cut}_{1/\beta}}_{L>L^i_{cut}}}{N_{L>L^i_{cut}}} > 0.99 \tag{6.7}$$

La coupure finale sur le paramètre $1/\beta$ prendra la forme :

$$\pm 1 - \sigma_{1/\beta}^{TT} < 1/\beta < \pm 1 + \sigma_{1/\beta}^{TT} \tag{6.8}$$

$\sigma_{1/\beta}^{TT}$ est défini à partir de $\delta_{1/\beta^{cut}}$ comme (*cf.* FIGURE 6.13) :

- si $\delta_{1/\beta^{cut}} < 1$, $\sigma_{1/\beta}^{TT} = 1 - \delta_{1/\beta^{cut}}$
- si $\delta_{1/\beta^{cut}} \geq 1$, $\sigma_{1/\beta}^{TT} = 0$

De cette manière, tout événement avec un $1/\beta$ positif dans l'intervalle $(1-\sigma_{1/\beta}^{TT}, 1+\sigma_{1/\beta}^{TT})$ validera la condition :

$$1/\beta - \delta_{1/\beta^{cut}} > 0 \tag{6.9}$$

et inversement pour les événements avec un $1/\beta$ négatif dans l'intervalle $(-1 - \sigma_{1/\beta}^{TT}, -1 + \sigma_{1/\beta}^{TT})$.

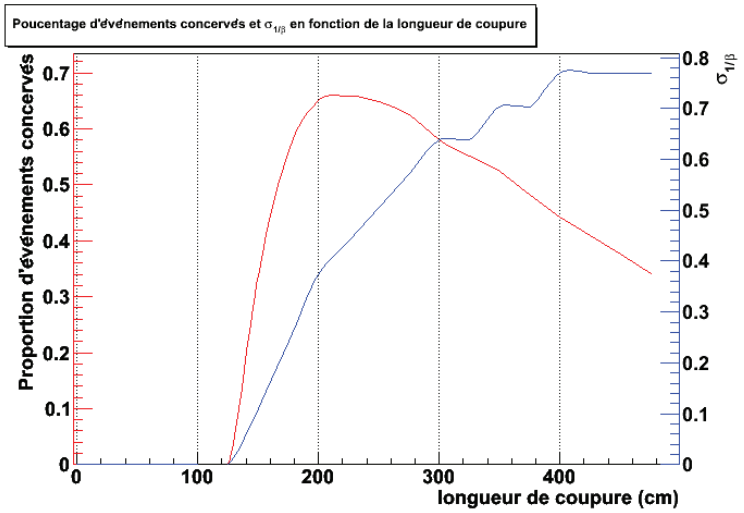


FIGURE 6.14 – *Évolution du nombre d'événements conservés (ligne rouge) et évolution de $\sigma_{1/\beta}^{TT}$ (ligne bleue) en fonction de longueur de coupure : un maximum apparaît autour de $2m$.*

Une fois l'intervalle fixé pour chaque longueur, le nombre d'événements N_{select} validant la condition $L > L_{cut}$ et la coupure sur $1/\beta$ est calculé. Lorsque la longueur de coupure augmente :

- le nombre d'événements la validant diminue
- le paramètre de sélection $\sigma_{1/\beta}^{TT}$ augmente

Le rapport du nombre d'événements sélectionnés sur le nombre d'événements total (N_{select}/N_{tot}) est tracé en fonction de la longueur de coupure (*cf.* FIGURE 6.14). Ce rapport est maximum pour une longueur comprise entre 2 m et 2.5 m environ. Pour une longueur de 2.5 m, l'erreur associée $\sigma_{1/\beta}^{TT}$ est de 0.4. Ce sera la valeur de coupure utilisée dans la suite de l'analyse.

Drapeau $Flag^{TT}_{quality}$

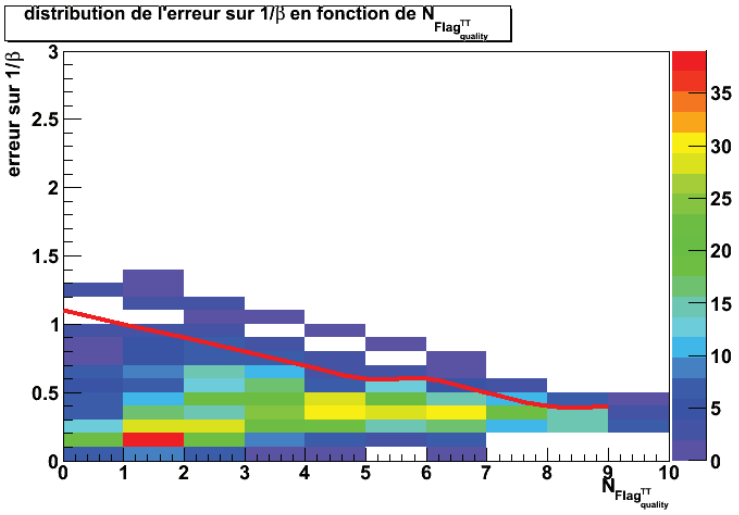


FIGURE 6.15 – *Distribution de l'erreur sur $1/\beta$ en fonction de $N_{Flag^{TT}_{quality}}$. La ligne rouge représente l'erreur retenue en fonction de la coupure sur $N_{Flag^{TT}_{quality}}$.*

Pour conserver l'erreur de 0.4 pour les événements ayant une trace de longueur comprise entre 2 m et 2.5 m, le drapeau $Flag^{TT}_{quality}$ est utilisé. Une coupure sur le nombre de plan de trajectographe ayant ce drapeau ($N_{Flag^{TT}_{quality}}$) est appliquée. L'erreur sur le paramètre $1/\beta$ est tracée en fonction de $N_{Flag^{TT}_{quality}}$ (*cf.* FIGURE 6.15). La même condition que précédemment est utilisée pour définir le paramètre $\delta_{1/\beta^{cut}}$. Il devient inférieur à 0.6 (ce qui correspond à $\sigma^{TT}_{1/\beta} = 0.4$) pour la coupure :

$$N_{Flag^{TT}_{quality}} \geq 5 \tag{6.10}$$

Coupures finales

Après les coupures générales sur l'angle d'incidence et de l'utilisation du paramètre de qualité B_1^{cut}, la validation des événements contenus exclusivement dans le trajectographe est divisée en deux catégories dépendant de la longueur de la trace :

- $2\,m < L < 2.5\,m$: événement validé si $0.6 < 1/\beta < 1.4$ et $N_{Flag^{TT}_{quality}} \geq 5$
- $L \geq 2.5\,m$: événement validé si $0.6 < 1/\beta < 1.4$

Les traces de longueurs inférieures à 2 m sont rejetées. Ces conditions seront aussi celles utilisées lorsque les RPC ne fonctionnent pas.

6.3.3 Coupures pour les RPC seulement

La même réflexion est menée sur les événements contenus seulement dans les plans de RPC. Ici trois conditions sont étudiées :

– longueur de la trace
– nombre de plans touchés
– nombre de bras traversés

Choix du paramètre de sélection

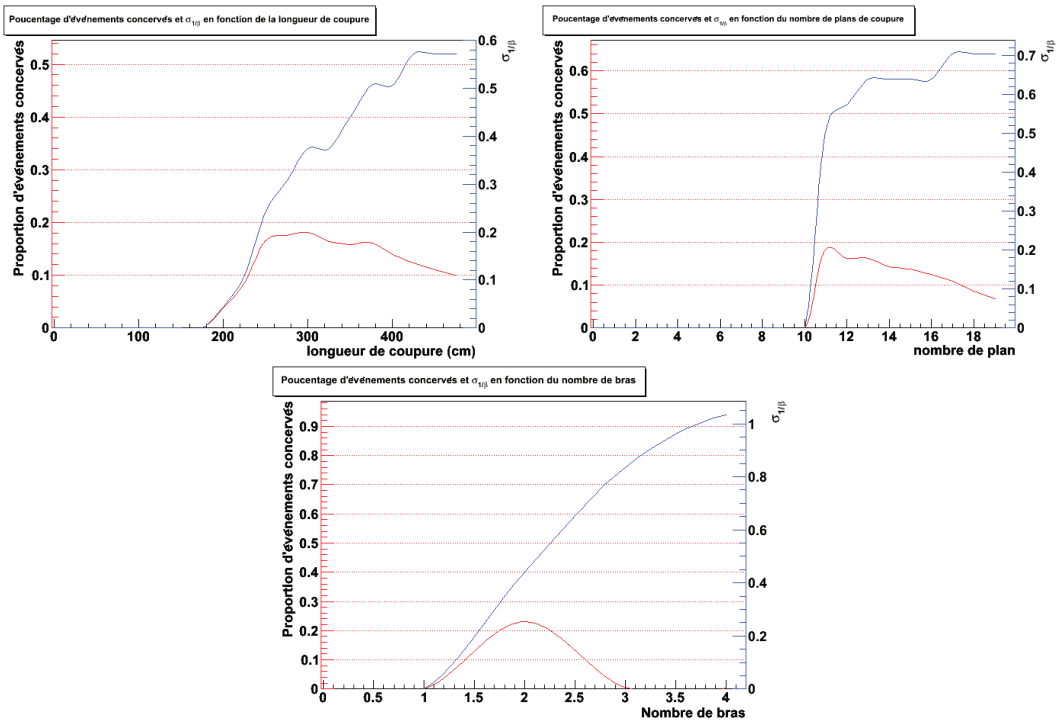


FIGURE 6.16 – *Distribution du nombre d'événements conservés et $\sigma_{1/\beta}^{RPC}$ en fonction de la longueur de coupure (en haut à gauche), de la coupure sur le nombre de plans touchés (en haut à droite) et du nombre de bras touchés (en bas).*

Sur le même principe que pour les événements du trajectographe, on trace l'erreur sur la reconstruction de $1/\beta$ en fonction de chaque paramètre (*cf.* FIGURE 6.16). Pour la distribution en fonction de la longueur ou du nombre de plans, la proportion d'événements conservés ne dépasse jamais les 20%. Le meilleur résultat est obtenu pour la distribution en fonction du nombre de bras traversé. La proportion d'événements est d'environ 23%. Cette distribution maximise le nombre d'événements grâce à plusieurs avantages. Elle permet de conserver les traces longues ne touchant que quelques plans de RPC et les traces courtes touchant beaucoup de plans. Ces deux cas de figures diminuent l'erreur sur $1/\beta$.

Coupure finale

La coupure choisie dépend donc du nombre de bras touchés (N_{bras}^{RPC}). L'erreur $\sigma_{1/\beta}^{RPC}$ associé est de 0.45. Les conditions de validation de l'événement sont donc :

- $N_{bras}^{RPC} \geq 2$
- $0.55 < 1/\beta < 1.45$

Seul environ 23% des événements ayant cette topologie sont conservés. En raison de l'incertitude importante sur les temps des plans de RPC, la majorité des événements contenus exclusivement dans les RPC sont perdus.

6.3.4 Coupures pour le trajectographe et les RPC

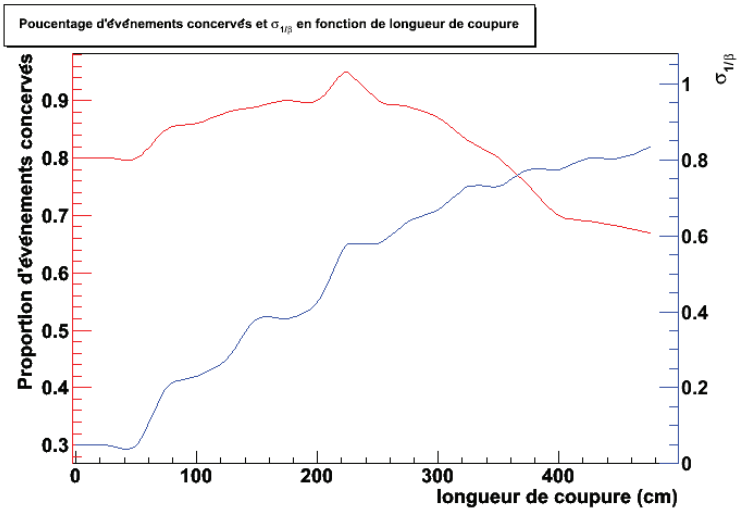


FIGURE 6.17 – *Distribution du nombre d'événements conservés et $\sigma_{1/\beta}^{RPC}$, pour les événements contenus dans le trajectographe et les RPC, en fonction de la longueur de la trace.*

Sur le même principe que pour les deux autres topologies, la corrélation entre la coupure sur longueur de la trace et l'erreur sur $1/\beta$ est recherché (*cf.* FIGURE 6.17). Le nombre d'événements conservés est maximal pour $L_{cut}^{TT/RPC} = 2.5\ m$. Le $\sigma_{1/\beta}^{TT/RPC}$ correspondant est 0.6. Les événements touchants les deux sous-détecteurs ont des traces longues et donc des incertitudes sur $1/\beta$ faibles. La coupure conservée est :

- $L > 2.5\ m$
- $0.4 < 1/\beta < 1.6$

6.3.5 Coupures supplémentaires

Le générateur utilisé pour cette analyse est le générateur *OpNuatm*, développé à l'origine pour l'expérience MACRO. Ce générateur ne produit que des événements provenant d'interaction de courant chargé à l'extérieur du détecteur. Ni les événements de courant neutre, ni les événements interagissant dans le détecteur ne sont pris en compte. En conséquence, de nouvelles coupures sont mises en place pour rejeter ces événements ou permettre d'évaluer leur contribution à la statistique finale.

Réjection des événements «contenus»

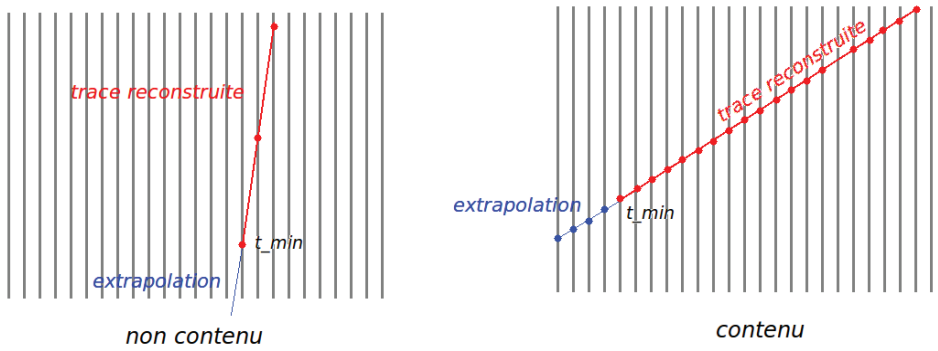


FIGURE 6.18 – *Détection des événements contenus : la trace (en rouge) est extrapolée du côté du plan ayant le temps le plus faible. Si au moins deux plans sont traversés par la partie de la trace extrapolée et qu'aucun hit n'est détecté à proximité, l'événement est défini comme «contenu».*

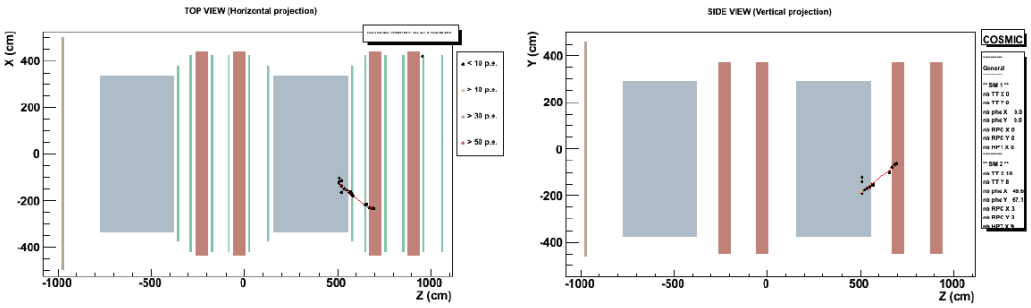


FIGURE 6.19 – *Exemple d'un événement détecté comme contenu : événement* ♯10159019517*, vue de dessus (gauche) et vue de côté (droite)*

Chaque événement ayant validé les conditions précédentes passe par ce filtre. La trace est remontée depuis le point ayant le temps de passage le plus grand vers celui ayant le temps de passage le plus faible et est extrapolée dans cette direction dans les éventuels plans restants (*cf.* FIGURE 6.18). Si la partie de la trace extrapolée traverse au moins deux plans qui ne contiennent pas de *hit* à moins de 10 *cm* du passage calculé, l'événement est marqué «contenu» (*cf.* FIGURE 6.19). Le terme «contenu» renvoie au fait que l'interaction du neutrino a lieu dans le détecteur.
Cette coupure est appliquée aux données simulées et seul 0.01% des événements sont rejetés, ce qui confirme l'absence de tels événements dans la simulation.

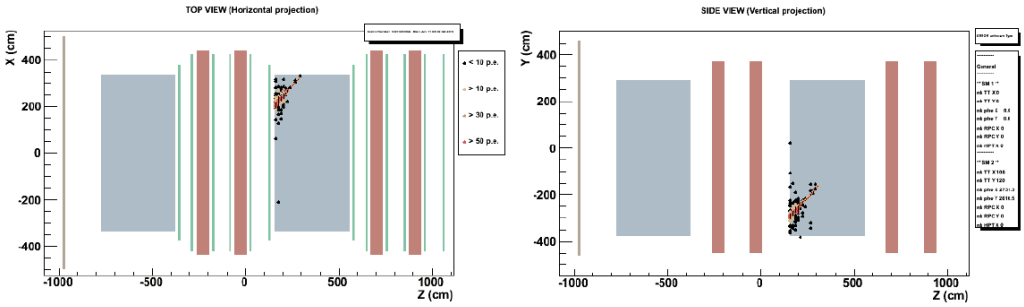


FIGURE 6.20 – *Exemple d'un événement détecté comme de type NC : événement* ♯10011355525, *vue de dessus (gauche) et vue de côté (droite)*

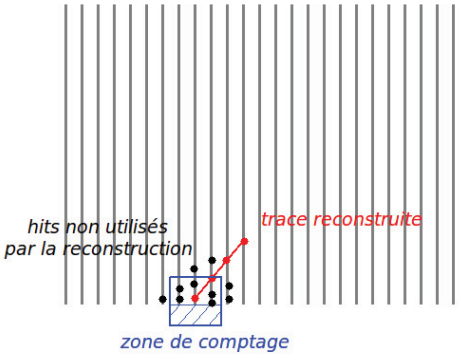


FIGURE 6.21 – *Détection des événements de type NC : si l'interaction a eu lieu à proximité du détecteur, une densité de hit importante est observable autour du point d'entrée. La trace reconstruite et les hits qui la composent sont en rouge. Les points noirs correspondent aux hits non utilisés pour la reconstruction. La partie hachurée correspond à la partie tronquée du carré de comptage. Seule la surface du carré non hachurée sera prise en compte pour le calcul de la densité.*

Réjection des événements NC

Une seconde coupure est utilisée pour détecter les événements de courant neutre s'étant produit à proximité du détecteur (*cf.* FIGURE 6.20). Ces événements sont différentiables grâce à la gerbe laissée dans le détecteur et l'absence de trace longue correspondant à un muon.
Tous les *hits* présents dans une zone carrée de 30 cm × 30 cm centrée sur l'extrémité de la trace avec le temps le plus faible dans les deux vues sont comptés (*cf.* FIGURE 6.21). Si la zone dépasse les limites du détecteur, elle est tronquée. Le nombre de *hits* contenus chaque zone est ensuite divisé par la surface de la zone pour obtenir une «densité de *hits*» verticale ($d_{hits}^{verticale}$) et horizontale ($d_{hit}^{horizontale}$). Ces deux grandeurs sont ensuite comparées et la plus grande (d_{hits}^{max}) défini la valeur sur laquelle la coupure d_{hits}^{cut} sera appliquée. La valeur

choisie empiriquement pour la coupure est :

$$d_{hit}^{cut} = 0.11\, hits/cm^2 \tag{6.11}$$

En plus de permettre la réjection des types d'événements ciblés, les résultats de ces tests vont être par la suite utilisés pour estimer le rapport CC/NC à partir des données. Cette analyse permettra d'introduire le bruit de fond apporté par les événements NC non identifiés car provenant d'interactions neutrino trop éloignées du détecteur.
Appliquée aux données simulées, cette coupure rejette 0.2% des événements.

6.4 Résultats

6.4.1 Durée d'acquisition

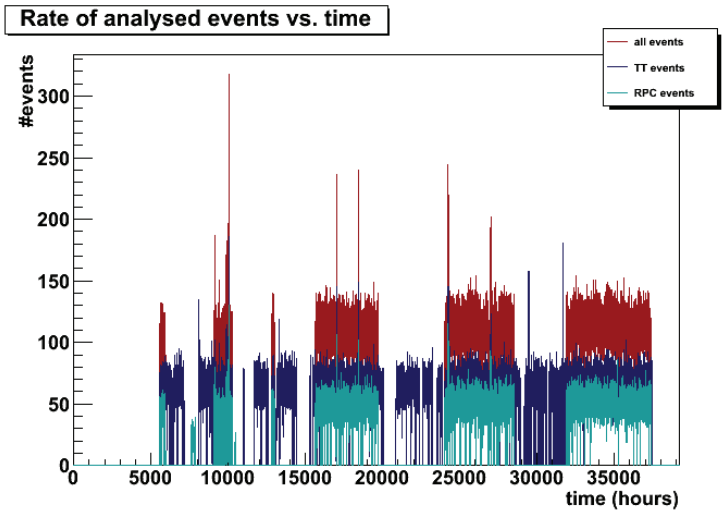


FIGURE 6.22 – *Distribution du nombre d'événements analysés touchant le trajectographe (bleu foncé), les RPC (bleue clair) et total (rouge) en fonction de la date d'acquisition (en heure, origine arbitraire) pour la période* 2007 – 2010. *Les RPC ne fonctionnent que lors de périodes où le faisceau est présent. Le trajectographe reste en acquisition en dehors de ces périodes.*

Dans le fichier de sortie de l'analyse, avant sélection des événements montants, le nombre d'événements ayant touché le trajectographe ou les RPC et le nombre total sont tracés en fonction du temps (*cf.* FIGURE 6.22). Cette étape permettra de normaliser les résultats de la simulation. Trois types de configuration sont à prendre en compte :

- RPC et trajectographe en acquisition : les trois topologies d'événements présentées plus haut seront utilisées pour obtenir le nombre d'événements attendu à partir de la simulation.
- Seulement le trajectographe en acquisition : seule la condition de validation de l'événement par le trajectographe est utilisée pour obtenir le nombre d'événements attendu.

Année	$T_{acq}^{TT/RPC}$ (jours)	T_{acq}^{TT} (jours)
2007 et 2008	205.9	212.0
2009	164.1	128.1
2010	220.6	82.3
Total	590.6	422.4

TABLE 6.1 – *Temps d'acquisition total et détail pour chaque année.*

Année	N_{evt}^{tot}	$N_{evt}^{TT/RPC}$	N_{evt}^{TT}	N_{evt}^{RPC}	$N_{evt}^{contenus}$	N_{evt}^{NC}	$N_{evt}^{NCcontenus}$
2007 et 2008	29	9	20	0	5	3	1
2009	21	12	7	2	6	4	1
2010	27	15	8	4	7	3	2
Total	77	36	35	6	18	10	4

TABLE 6.2 – *Détail du nombre d'événements observés pour les différentes catégories présentées.*

- Seulement les RPC en acquisition : ce cas est très rare. Les événements enregistrés avec cette configuration sont rejetés. En général ce type de configuration correspond à des périodes de test pour les RPC. Comme aucune information du trajectographe n'est disponible, la correction dépendant de la date d'acquisition n'est pas calculable.

Deux résultats de la simulation seront donc présentés, correspondant à chacune des deux configuration retenues. Ces résultats seront pondérés par le temps d'acquisition dans chacune des deux configurations :

$$T_{acq}^{TT/RPC} = 590.6 \text{ jours} \tag{6.12}$$

$$T_{acq}^{TT} = 424.4 \text{ jours} \tag{6.13}$$

Au total, la statistique analysée correspond à 1015 jours de prise de données.

6.4.2 Nombre d'événements observés

L'analyse a été appliquée à l'ensemble des données depuis le démarrage de l'expérience en 2007. Les résultats pour chaque année sont présentées (*cf.* TABLE 6.1 et TABLE 6.2). Pour les années 2007 et 2008, les événements de topologie «RPC seulement» sont rejetés. Les variations des corrections à appliquer aux RPC sont trop nombreuses du fait des changements de configuration du système au début de l'expérience. Les deux autres topologies sont conservées.
Au total 35 événements n'ayant déposé de l'énergie que dans le trajectographe, 6 n'ayant déposé de l'énergie que dans les RPC et 36 ayant déposé de l'énergie dans le trajectographe et les RPC sont conservés après coupure (*cf.* FIGURE 6.23).

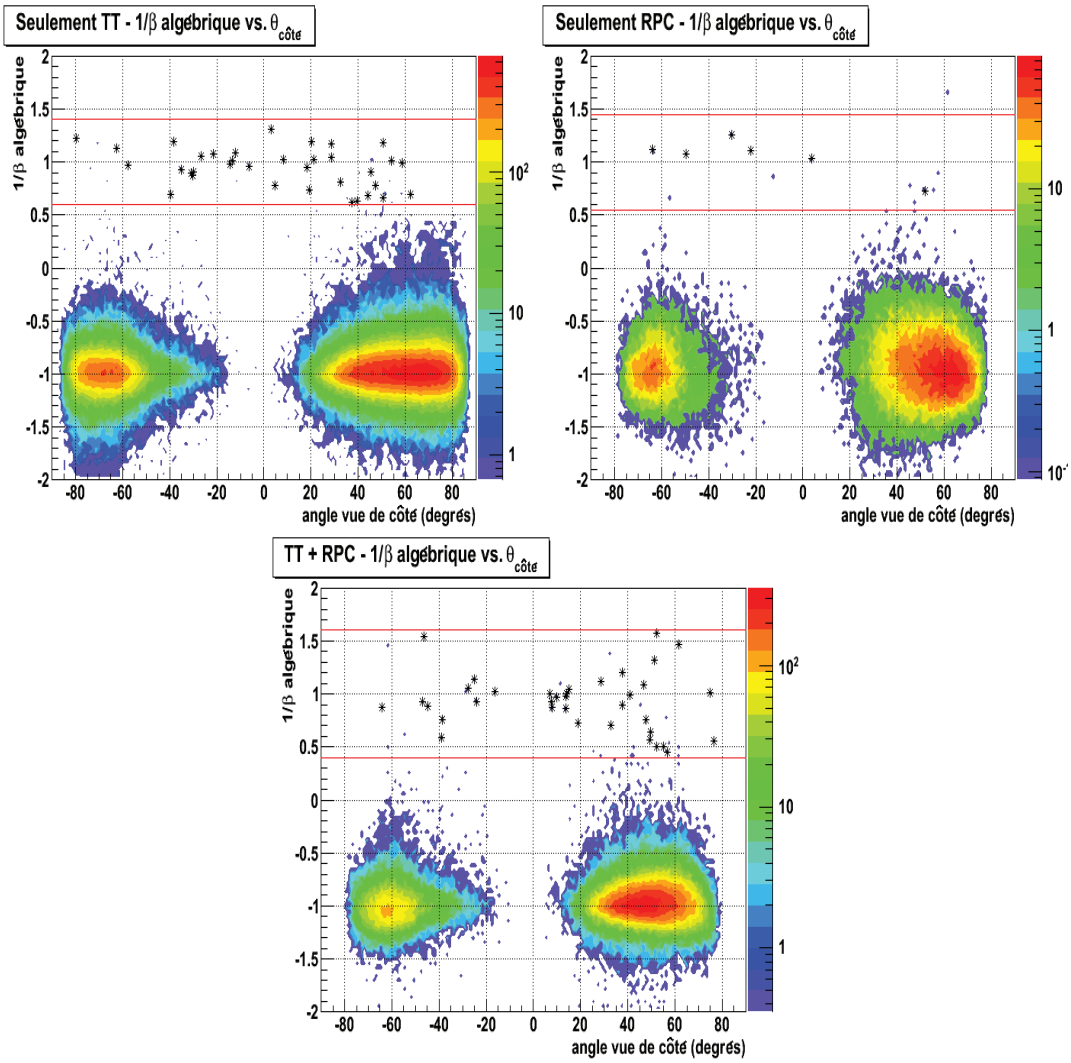


FIGURE 6.23 – *Distribution du paramètre $1/\beta$ algébrique en fonction de l'angle dans la vue de côté, coupures et candidats observés pour les trois topologies : seulement trajectographe (en haut à gauche), seulement RPC (en haut à droite) et «trajectographe + RPC» (en bas). Les lignes rouges correspondent aux coupures sur le paramètre $1/\beta$ pour chaque topologie. Les candidats conservés après l'application des «coupures supplémentaires»sont marqués par une étoile.*

6.5 Erreurs systématiques

Deux sources d'erreurs systématiques sont à prendre en compte avant de comparer les données et la simulation : l'erreur sur la définition du sens de propagation de la particule et le nombre d'événements «NC» présents dans les données et non pris en compte dans la simulation.

6.5.1 Erreur sur la direction de propagation

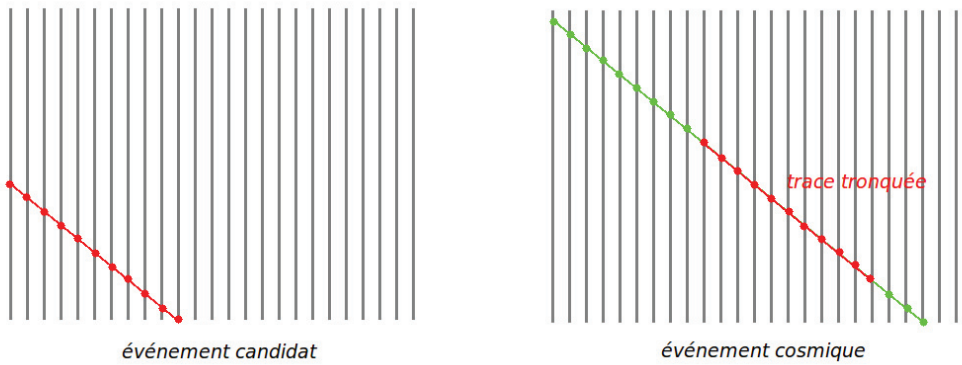


FIGURE 6.24 – *Calcul de l'erreur sur le signe de $1/\beta$ algébrique à partir des données : trace candidate montante (à gauche) et trace provenant d'un événement cosmique de topologie similaire (à droite). A droite, les hits en rouge seront concervés pour calculer $1/\beta_{trunc}$.*

Cette erreur est estimée à partir des données. Pour chaque événement retenu, des traces longues (au moins $6m$), descendantes ($1/\beta < 0$), pour lesquelles $1/\beta$ et $1/\beta + \delta_{1/\beta}$ sont de même signe, et ayant les mêmes caractéristiques topologiques (angles dans les vues de dessus et de côté) que la trace de l'événement sont sélectionnées. Ces traces sont ensuite tronquées pour que la longueur et le nombre de *hits* dans le trajectographe et les RPC correspondent aux caractéristiques de l'événement (*cf.* FIGURE 6.24). L'analyse reconstruisant $1/\beta_{trunc}$ est ensuite appliquée.
Pour chaque événement sélectionné montant, au minimum 100 traces longues de topologie similaire sont recherchées et analysées. L'erreur sur la reconstruction du signe de $1/\beta$ après sélection est définie comme étant le rapport entre le nombre d'événements pour lesquels $1/\beta$ et $1/\beta_{trunc}$ sont de signes différents sur le nombre total d'événements analysés :

$$err_{syst}(1/\beta) = 0.94\% \tag{6.14}$$

6.5.2 Contribution des événements «NC»

Cette contribution représente la plus grande source d'incertitude. Le générateur utilisé ne prenant pas en compte les événements provenant d'interactions de neutrinos par courant neutre, un excès d'événements peut apparaître dans les données par rapport à la simulation. Il est impossible de quantifier la contribution exacte de ces événements sans simulation. Seule une limite supérieure sur l'excès introduit par ces événements peut être estimé en considérant le rapport des sections efficaces entre interaction par courant neutre et interaction par courant chargé. La probabilité qu'un neutrino interagisse par courant neutre, aux énergies moyennes des neutrinos dans le secteur atmosphérique, est de l'ordre de 25% [**?**].
Pour confirmer cette valeur, une étude a été faite sur les événements ayant une interaction

dans le détecteur (*cf.* TABLE 6.2). La valeur obtenue est :

$$\frac{N_{evt}^{NCcontenus}}{N_{evt}^{contenus}} = 0.22 \tag{6.15}$$

Cette valeur est en accord avec les prédictions de la théorie. Une optimisation possible de l'analyse sera donc de créer un générateur permettant de simuler ces événements. A priori, leur contribution devrait être plus faible que 25% de la statistique totale. Le seul cas problématique viendrait d'une interaction créant un π^+ ou un π^- suffisamment énergétique pour créer un trace de plus de 2 m dans le détecteur qui serait identifiée comme la trace d'un muon.

6.6 Méthode de Feldman et Cousins

Les résultats obtenus permettent d'accéder aux paramètres d'oscillation des neutrinos dans le secteur atmosphérique. La méthode généralement utilisée pour mener une analyse de ce type et celle présentée par Feldman et Cousins [107].

La méthode de Feldman et Cousins consiste à calculer, en chaque point $(\sin^2\theta, \Delta m^2)$ de la grille choisie, l'écart entre le modèle et les données . Il est estimé par l'intermédiaire d'un test de χ^2 ou l'application d'une méthode de vraisemblance («likelyhood») appliqués à la distribution d'un paramètre choisi. Pour cette analyse, la distribution de l'angle zénithal θ_{zen} est utilisée. Cette méthode permet de définir un intervalle de confiance autour du point minimisant l'écart entre données et modèle $(\sin^2\theta_{best}, \Delta m^2_{best})$.

Pour appliquer cette méthode, l'hypothèse d'un modèle d'oscillation à deux saveur est utilisé (*cf.* 1.5). La probabilité d'oscillation $P(\nu_\mu \to \nu_\tau)$ utilisée est donc :

$$P(\nu_\mu \to \nu_\tau) = \sin^2(2\theta)\sin^2(\frac{1.27\Delta m^2 L}{E}) \tag{6.16}$$

L est la distance entre la création et la détection de la particule dans le détecteur en km, E l'énergie de la particule en GeV et $\Delta m^2 = |m_2^2 - m_3^2|$ en $(eV/c^2)^2$.

6.6.1 Données utilisées

Les données réelles utilisées sont les événements sélectionnés lors de l'analyse des traces montantes. Pour chacun, l'angle azimutal est reconstruit à partir des angles dans les vues de dessus et de côté. La distribution utilisée est celle des $\cos\theta_{zen}^{DATA}$ répartis dans 5 *bins*.

Pour la simulation, un échantillon de 250 000 événements «non-oscillés» ont été produits, correspondant environ à 1000 ans de prise de données. Un fichier contenant les événements passant les critères de sélection est produit pour chaque configuration de prise de données possible, *ie* «trajectographe+RPC» ou «seulement trajectographe».
Pour chaque point $(\sin^2\theta, \Delta m^2)$ de la grille, le nombre d'événements attendus est calculé en utilisant les paramètres d'oscillation et les caractéristiques géométriques (distance

parcourue depuis la création du neutrino) et énergétiques de chaque particule. Comme pour les données, en chaque point, un histogramme contenant la distribution des $\cos\theta_{zen}^{MC}$ répartis dans 5 *bins* est créé.
Pour finir, l'ensemble des données de la simulation est pondéré en fonction du temps d'acquisition réelle par les ratios :

$$R_{T_{acqTTRPC}}^{DATA/MC} = \frac{T_{acqTTRPC}^{DATA}}{T_{gene}^{MC}} \tag{6.17}$$

$$R_{T_{acqTT}}^{DATA/MC} = \frac{T_{acqTT}^{DATA}}{T_{gene}^{MC}} \tag{6.18}$$

6.6.2 Première surface

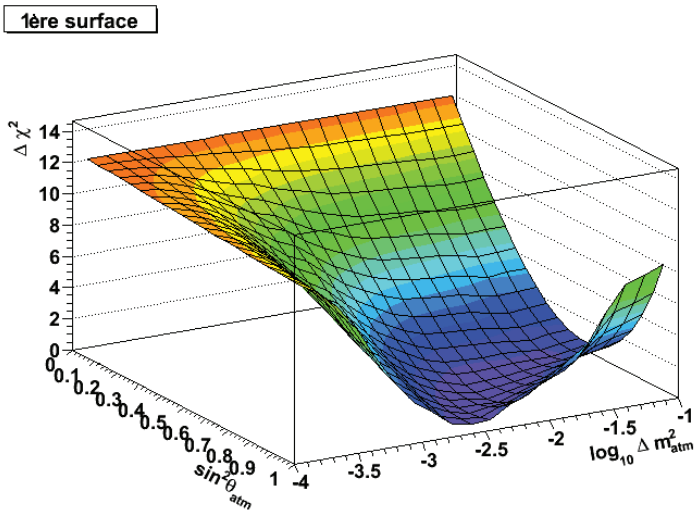


FIGURE 6.25 – *Première surface produite pour l'analyse de Feldman-Cousins : elle correspond en chaque point* $(\sin^2\theta, \Delta m^2)$ *à la grandeur* $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{best}$.

En chaque point $(\sin^2\theta, \Delta m^2)$, le χ^2 entre les distributions de $\cos\theta_{zen}^{DATA}$ et $\cos\theta_{zen}^{MC}$ est calculé. Il est défini comme :

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^{i<5} \frac{(n_i^{DATA} - n_i^{MC} - b_i)^2}{n_i^{MC}} \tag{6.19}$$

n_i^{DATA} et n_i^{MC} étant respectivement le nombre d'événements dans le *bin i* pour les données et la simulation. Le terme b_i correspond au bruit de fond attendu pour chaque *bin i* estimé à partir de l'erreur systématique. La valeur minimale de χ^2 est notée χ^2_{best}, associée au couple $(\sin^2\theta, \Delta m^2)_{best}$. La première surface définie par cette méthode correspond à la distribution des $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{best}$ dans le plan $(\sin^2\theta, \Delta m^2)$ (*cf.* FIGURE 6.25).

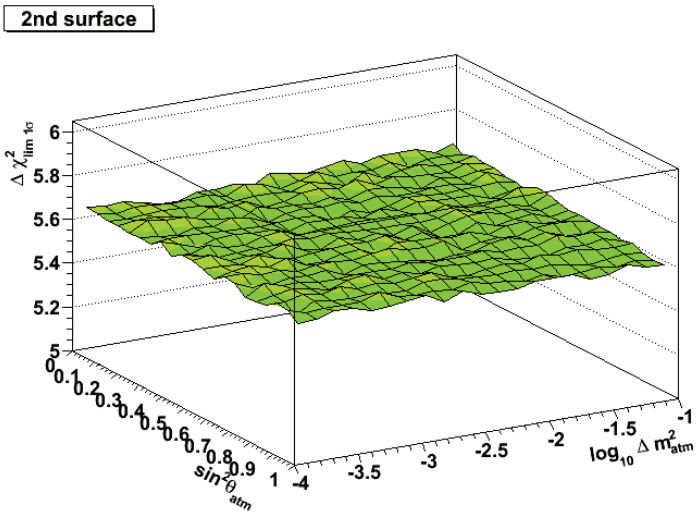


FIGURE 6.26 – *Seconde surface produite pour l'analyse de Feldman-Cousins pour un niveau de confiance à* 68%.

6.6.3 Seconde surface

La seconde surface permet de fixer, en chaque point $(\sin^2\theta, \Delta m^2)$, une limite $\Delta\chi^2_{CL}$ sur $\Delta\chi^2$ correspondant au niveau de confiance CL choisi. Le résultat final correspondra donc à l'intersection de la première et de la seconde surface.
Pour chaque couple $(\sin^2\theta, \Delta m^2)$, une série de 100 000 «pseudo-expériences» est générée. Une «pseudo-expérience» consiste à tirer, pour chaque bin i de la distribution de $\cos\theta^{MC}_{zen}$, un nombre aléatoire n_i^{p-e} selon une distribution poissonienne de moyenne n_i^{MC} et à calculer le χ^2_{p-e} entre ces nombres et les n_i^{MC} :

$$\chi^2_{p-e} = \sum_{i=0}^{i<5} \frac{(n_i^{p-e} - n_i^{MC})^2}{n_i^{MC}} \tag{6.20}$$

La valeur de χ^2_{p-e} minimale est notée $\chi^2_{p-e\,best}$. Ensuite les $\Delta\chi^2_{p-e} = \chi^2_{p-e} - \chi^2_{p-e\,best}$ sont calculés. L'ensemble des valeurs $\Delta\chi^2_{p-e}$ est ensuite ordonné. Pour un niveau de confiance de 90%, $\Delta\chi^2_{90\%}$ est défini comme étant la valeur pour laquelle 90% des $\Delta\chi^2_{p-e}$ respecte $\Delta\chi^2_{p-e} < \Delta\chi^2_{90\%}$ (*cf.* FIGURE 6.26).

6.6.4 Contours dans le plan $(\sin^2\theta_{atm}, \Delta m^2_{atm})$

La dernière étape consiste simplement à comparer les valeurs $\Delta\chi^2$ de la première surface aux $\Delta\chi^2_{CL}$ de la seconde surface. Le contour correspondant à un niveau de confiance CL est défini comme étant la limite entre les points validant la condition $\Delta\chi^2 < \Delta\chi^2_{CL}$ et ceux ne la validant pas (*cf.* FIGURE 6.27).

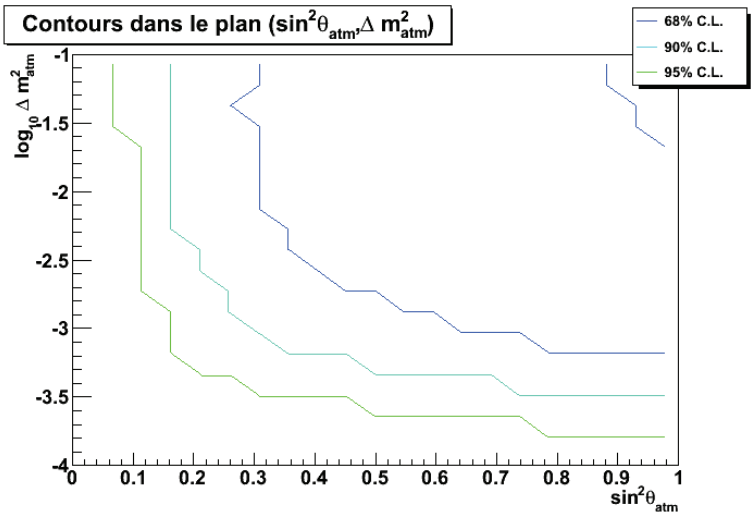


FIGURE 6.27 – *Contours dans le plan* $(\sin^2\theta_{atm}, \Delta m^2_{atm})$ *à* 68%, 90% *et* 95% *de niveau de confiance.*

Le meilleur ajustement des données est obtenu pour :

$$\Delta m^2_{atm} = 3.5\,10^{-3}\,eV^2 \tag{6.21}$$

$$\sin^2\theta_{atm} = 1.0 \tag{6.22}$$

et $6.3\,10^{-4}$ eV$^2 < \Delta m^2_{atm} < 2\,10^{-2}$ eV^2

6.6.5 Exclusion du cas «pas d'oscillations»

En utilisant l'analyse de Feldman et Cousins, les distributions de $\cos\theta_{zen}$ pour les données et pour la simulation sans oscillation sont comparées (*cf.* FIGURE 6.28). Cette fois-ci, la procédure est inversée pour rechercher à quel niveau de confiance $CL^{no-osc}_{exclusion}$ le cas «pas d'oscillation» peut être exclu. Le résultat obtenu est :

$$CL^{no-osc}_{exclusion} = 98.5\% \tag{6.23}$$

Ce niveau de confiance correspond à une exclusion du modèle sans oscillation de neutrinos à 2.44 σ.

6.6.6 Discussion sur la contribution «NC»

Les distributions de $\cos\theta_{zen}$ pour les données et pour la simulation en utilisant les dernières valeurs des paramètres d'oscillations obtenues par MINOS sont comparées (*cf.* FIGURE 6.29). Bien que comprises dans l'erreur statistique, les valeurs obtenues à partir des données réelles font apparaître un excès d'événements, notamment pour $0.6 < \cos\theta_{zen} < 0.8$. Cette contribution à grand angle d'incidence peut être interprétée comme des événements provenant d'interactions «NC» ayant eu lieu dans la roche sous le détecteur. Cependant la statistique dans ce *bin* reste trop faible pour conclure de manière

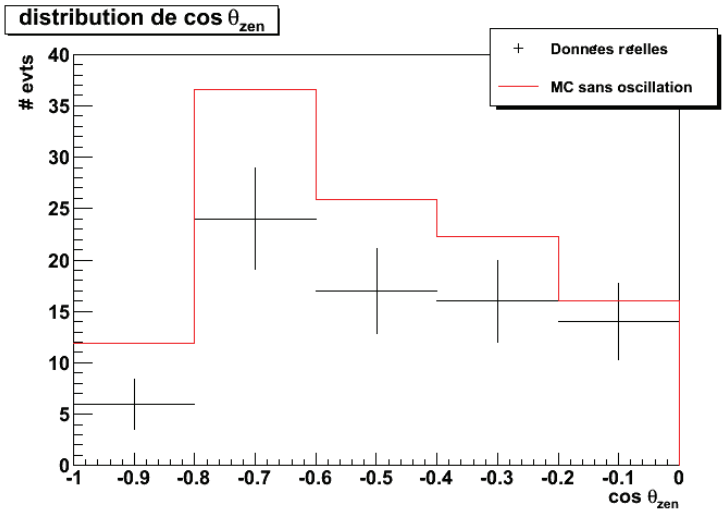


FIGURE 6.28 – *Distribution de* $\cos\theta_{zen}$ *pour les données réelles (rouge) et la simulation (noir) dans le cas «sans oscillation»*

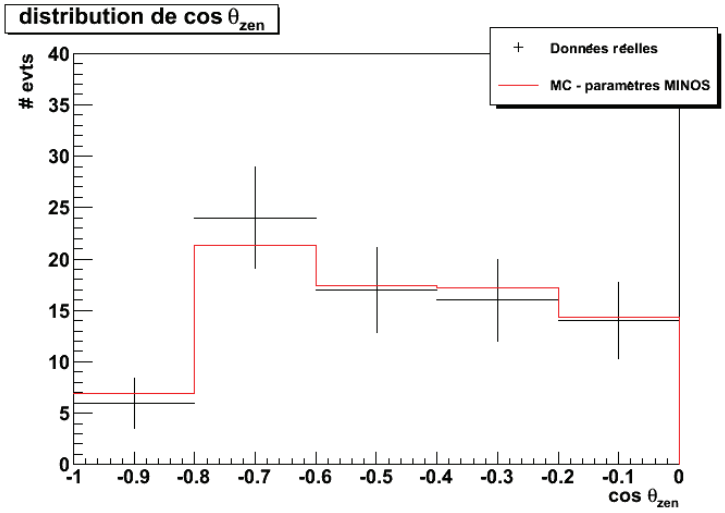


FIGURE 6.29 – *Distribution de* $\cos\theta_{zen}$ *pour les données réelles (noir) et la simulation (rouge) en utilisant les dernières valeurs des paramètres d'oscillations obtenues par MINOS :* $\Delta m^2_{atm} = 2.35\,10^{-3}\,eV^2$ *et* $\sin^2\theta_{atm} = 1$

formelle en ce sens. Seule la production d'une simulation prenant en compte les interactions par courant neutre pourrait permettre de lever cette ambiguïté.

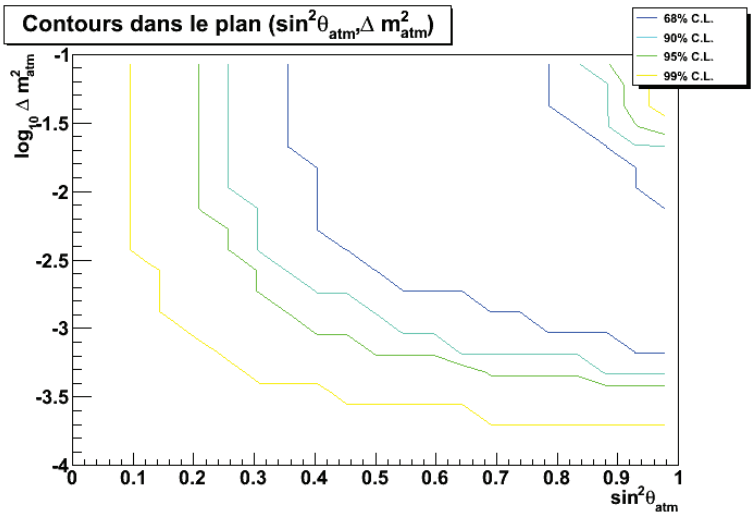


FIGURE 6.30 – *Contours dans le plan* $(\sin^2\theta_{atm}, \Delta m^2_{atm})$ *à* 68%, 90%, 95% *et* 99% *de niveau de confiance, en considérant deux années supplémentaires de prise de données.*

6.7 Conclusion

Cette analyse a mis en évidence la faisabilité d'une étude sur les neutrinos «naturels» dans le secteur atmosphérique à partir des données recueillies par le détecteur OPERA. Ce détecteur n'a cependant pas été construit pour mener de telles analyses, surtout en ce qui concerne la reconstruction des temps de passage des particules dans les plans des sous-détecteurs électroniques. La résolution temporelle étant faible par rapport au temps que met une particule pour traverser le détecteur, des coupures importantes ont dû être utilisées, réduisant ainsi la statistique totale et donc la précision sur le calcul des paramètres d'oscillation.

Deux optimisations sont cependant encore possibles pour cette analyse :

- l'utilisation des «timing board» placées sur certains plans de RPC. Leur résolution de l'ordre de la nanoseconde permettrait de lever l'ambiguïté sur un certain nombre de traces et ainsi d'abaisser les coupures. Aucune étude sur la propagation des signaux dans ces éléments n'a encore été effectuée. Ces informations ne seront cependant accessibles que lorsque les RPC fonctionnent.
- l'analyse de l'éventuelle corrélation entre l'énergie déposée dans le détecteur et l'énergie du neutrino incident. Cela permettrait de proposer un calcul des contours en fonction de la distribution du paramètre L/E qui intervient dans l'équation de la probabilité d'oscillation. Ce paramètre étant plus discriminant que l'utilisation de L seul (proportionnel à $\cos\theta_{zen}$), la définition des contours serait dans ce cas aussi améliorée. Pour l'instant, la reconstruction de l'énergie de la particule n'est possible que si la trace traverse deux bras du spectromètre, ce qui concerne une dizaine d'événements.

Une projection de l'analyse a été faite en considérant deux années supplémentaires de prise de données ayant les caractéristiques de l'année 2010 (*cf.* FIGURE 6.30). Le cas «pas

d'oscillation» serait rejeté à 99.85% de niveau de confiance, soit 3.2 σ.

Conclusion

Après une phase de mise en route et de calibration, le détecteur OPERA est maintenant opérationnel pendant les runs de faisceau CNGS mais aussi en dehors. Les effets observés sont de mieux en mieux compris, aussi bien pour le scanning des émulsions avec l'observation du premier candidat ν_τ et des premiers résultats sur les particules charmées que pour les détecteurs électroniques avec les premiers résultats sur le rayonnement cosmique et une grande stabilité au niveau des sous-détecteurs.

Le travail effectué pendant cette thèse a dans un premier temps permis la mise en place de règle de déclenchement, pour le trajectographe, respectant pour quasiment tous les canaux une efficacité de plus 99% conforme au proposal. L'efficacité de déclenchement, tous canaux confondus, est de $99.33 \pm 0.05\%$. Les seuls canaux ayant une efficacité inférieure à 99% sont $\tau \to 1h + X$ QE avec $97.77 \pm 0.15\%$ ($B.R. = 17.32\%$) et $\tau \to e + X$ QE avec $96.69 \pm 0.18\%$ ($B.R. = 6.23\%$) en raison de la proportion non négligeable d'événements contenus sur un seul plan et sans coïncidence «XY». L'optimisation des règles pour les événements à basse multiplicité à permis d'augmenter l'efficacité de ces deux canaux. Une étude sur la possibilité d'analyse des événements à basse multiplicité au niveau du scanning devra être menée pour utiliser le bénéfice des nouvelles règles de déclenchement.

La seconde partie de cette thèse a été axée sur l'étude de la propagation temporelle des signaux dans les éléments du trajectographe et des RPC croisée avec la reconstruction de la vitesse de propagation des particules dans le détecteur. Le début de l'analyse a permis de synchroniser l'ensemble des capteurs du trajectographe. Les résultats obtenus grâce à ces corrections ont permis de synchroniser les plans de RPC avec ces capteurs. La mise en place de ces corrections a permis d'ouvrir un nouveau champ d'étude pour OPERA. En effet le système de distribution d'horloge n'a pas été conçu pour des mesures de temps de vol des particules dans les éléments du détecteur mais simplement pour détecter les informations en coïncidence temporelle afin de réunir les informations appartenant au même événement.
En parallèle du calcul de ces corrections, l'ensemble informations obtenues a été intégré à la chaîne de simulation et la comparaison avec les données réelles a permis de valider cette implémentation.
Malgré le manque de précision de l'information, des coupures adaptées ont montrées la faisabilité d'une analyse sur les neutrinos atmosphériques. Des résultats ont été obtenus par l'application de la méthode de Feldman et Cousins à la statistique obtenue. Le modèle sans oscillation de neutrino a été rejeté à 98.5% de niveau de confiance. Le meilleur ajustement des données, dans le cas d'oscillations à deux saveurs, est :

$$\begin{aligned} \Delta m^2_{atm} &= 3.5\,10^{-3}\,eV^2 \\ \sin^2\theta_{atm} &= 1 \end{aligned}$$

Un résultat plus précis pourrait être obtenu par une étude de la corrélation entre l'énergie déposée dans le trajectographe et l'énergie du neutrino incident ou encore par

l'intégration dans l'analyse des sous-détecteurs non utilisés. Les résultats présentés dans cette thèse sont déjà utilisés dans le cadre d'une analyse sur la vélocité des neutrinos du faisceau.

Annexe A

Au-delà du Modèle Standard

Pour répondre aux incohérences entre théorie et expériences, une solution est de rendre le neutrino massif. Bien que dans le cadre du Modèle Standard le neutrino ait une masse nulle, aucune symétrie de jauge n'impose cette contrainte (contrairement au photon). L'introduction de cette masse nous place alors au-delà du Modèle Standard. Nous verrons que cet ajout donne la possibilité aux neutrinos d'osciller de leur saveur d'origine vers une autre saveur. Ce concept d'oscillation pourrait expliquer les déficits observés dans les domaines solaires et atmosphérique.

1.1 Modification du Modèle Standard

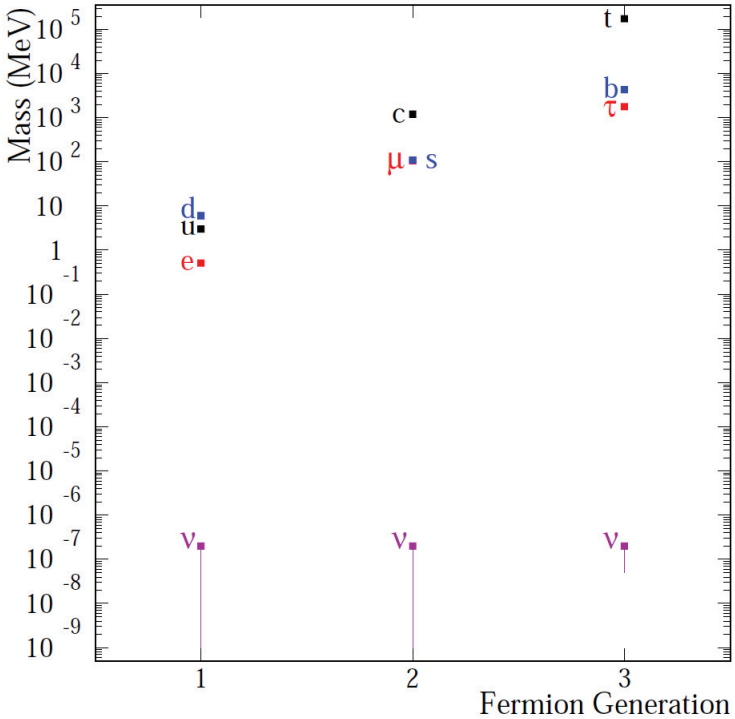


Figure A.1 – *Masses des fermions du Modèle Standard : la ligne violette indique la zone autorisée pour les masses des neutrinos ν_1, ν_2 et ν_3, en considérant une hiérarchie normale*

Comme nous l'avons vu dans la partie 1.1.3, une masse nulle pour le neutrino est une conséquence de l'absence de champs de neutrinos droits. Pour que le MS soit en accord

avec une masse des neutrinos non nulle, il faut donc l'étendre, *ie* inclure un champ de neutrinos droits. La solution la plus simple serait d'ajouter un état ν_R au MS avec un couplage de Yukawa à ν_L au travers d'un champ de Higgs. Il se comporterait ainsi comme tous les autres fermions avec la grande différence d'être sans charge, ni couleur, ni aucun couplage aux bosons $W^{\pm}$ et Z. Ce serait donc un champ stérile (aucun couplage aux bosons de jauge). Cependant, avec cette définition, il est intéressant de constater que pour expliquer les très faibles masses des neutrinos, les couplages de Yukawa deviennent eux aussi anormalement petits. On note sur la FIGURE A.1 que dans chaque famille de fermions chargés, les masses des particules sont séparées d'un à deux ordres de grandeur maximum. Les neutrinos, eux, sont beaucoup plus légers dans ce formalisme. Cette différence entre les masses des neutrinos et celles des fermions chargés justifie le fait de penser que les neutrinos n'acquièrent pas leur masse par le même processus que les autres fermions.

Une autre possibilité serait de considérer qu'un neutrino droit existe déjà dans le MS : l'anti-neutrino. C'est l'hypothèse de Majorana [108]. Il est clair que pour des fermions chargés une telle identification est impossible car il y aurait violation de la conservation de la charge, ce qui n'est pas le cas avec le neutrino. Le terme de masse de Majorana couple donc le neutrino gauche avec l'anti-neutrino droit.
La considération de ce champ droit de Majorana peut donc résoudre le problème. Considérons que ν_L est un champ décrivant la paire neutrino gauche/anti-neutrino droit qui se couple à l'interaction faible. ν_R décrit un champ additionnel droit de Majorana, indépendant de ν_L, qui ne se couple pas à l'interaction faible. Comme ν_R est un singulet électrofaible, il peut contenir un terme de masse de Majorana qui couple ν_R à son antiparticule. Les termes de masse de Dirac (couplage de Yukama) apparaissent aussi entre ν_R et ν_L. Nous pouvons alors rassembler tous les termes de masses du Lagrangien :

$$-\Delta\mathscr{L} = m_D\bar{\nu}_R\nu_L + \frac{1}{2}m_R^*\nu_R^T C\nu_R + h.c. \tag{A.1}$$

Le premier terme est le couplage de Yukawa entre ν_L et ν_R et correspond au terme de masse de Dirac. C'est le seul terme autorisé pour les fermions chargés. Le second terme est le terme de masse de Majorana qui couple ν_R à son antiparticule. Ce terme est autorisé et ne viole aucune symétrie de jauge car ν_R n'a pas de charge. C'est ici qu'apparait le fait que ν_R est sa propre antiparticule. Nous constatons aussi que ν_L et ν_R sont des champs distincts, avec des termes de masse indépendants, *ie* des masses différentes.

1.2 Mécanisme de la balançoire («see-saw mechanism»)

En posant l'hypothèse qu'il n'y a pas de couplage gauche de Majorana (équivalent à dire qu'il n'existe pas de triplet de Higgs), nous pouvons réécrire ce terme de masse du Lagrangien pour faire apparaître des termes intéressants :

$$-\Delta\mathscr{L} = \frac{1}{2}(\bar{\nu}_L, \bar{\nu}_R)\begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R \end{pmatrix} \tag{A.2}$$

En diagonalisant, on accède à l'expression des états de masse physique. Nous obtenons deux valeurs propres :

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2}(m_R \pm \sqrt{m_R^2 + 4m_D^2}) \tag{A.3}$$

Les deux masses $\lambda_{\pm}$ sont appelées masses de Majorana. Ajoutons l'hypothèse que l'un des neutrinos de Majorana est plus lourd que l'autre, ce qui revient à dire que $m_R \gg m_D$, et nous obtenons :

$$M_{lourd} \approx m_R \tag{A.4}$$

$$M_{leger} \approx \frac{m_D^2}{m_R} \tag{A.5}$$

ν_R est un singulet électrofaible, il n'est donc «protégé» par aucune symétrie électrofaible. Théoriquement, nous nous attendons à ce qu'il soit très massif, probablement de l'ordre des énergies de la théorie de grande unification (GUT). Précédemment, nous espérions que m_D soit de l'ordre des masses de Dirac des autres fermions. En considérant $m_R = 10^{15}$ GeV, l'échelle d'énergie de GUT, et $m_D = 200$ GeV qui correspond au couplage de Yukawa du fermion chargé le plus lourd, nous pouvons estimer la masse attendue pour le plus lourd des neutrinos légers :

$$M_{leger} = \frac{(200\ GeV)^2}{10^{15}\ GeV} = 0.04\ eV \tag{A.6}$$

La valeur obtenue est exactement de l'ordre de celle observée expérimentalement :

$$\sqrt{\Delta m_{23}^2} \approx 0.05\ eV \tag{A.7}$$

correspondant à la racine carrée de la différence quadratique des masses m_2 et m_3.
Nous constatons qu'en introduisant une masse pour le neutrino droit proche des énergies de GUT, avec un couplage de Dirac de m_D sur ν_L, nous produisons naturellement un neutrino ν_L léger sans aucun ajustement du couplage de Dirac. On constate de plus que plus M_{lourd} augmente, plus M_{leger} diminue car leur produit reste constant :

$$M_{lourd} M_{leger} = m_D^2 \tag{A.8}$$

Cette caractéristique donne son nom à ce mécanisme permettant de générer des masses faibles pour les neutrinos : le mécanisme de la balançoire, ou «see-saw mechanism». Bien-sûr, le fait que M_{leger} et $\sqrt{\Delta m_{23}^2}$ (paramètre du domaine atmosphérique, *cf.* 1.5) soient proches ne doit pas être considéré trop sérieusement tant que les valeurs de m_D et m_R ne seront pas connues plus précisément. Cependant, ce mécanisme reste très intéressant et ouvre une nouvelle perspective sur la génération des masses des particules fondamentales.

1.3 Limites sur les masses des neutrinos

Bien que compliquées à définir, des limites maximum sur la valeur des masses des neutrinos existent. Dans le cas du ν_e, une méthode permettant d'avoir un accès direct à la masse du neutrino est l'observation de la désintégration β et la production d'un «Kurie

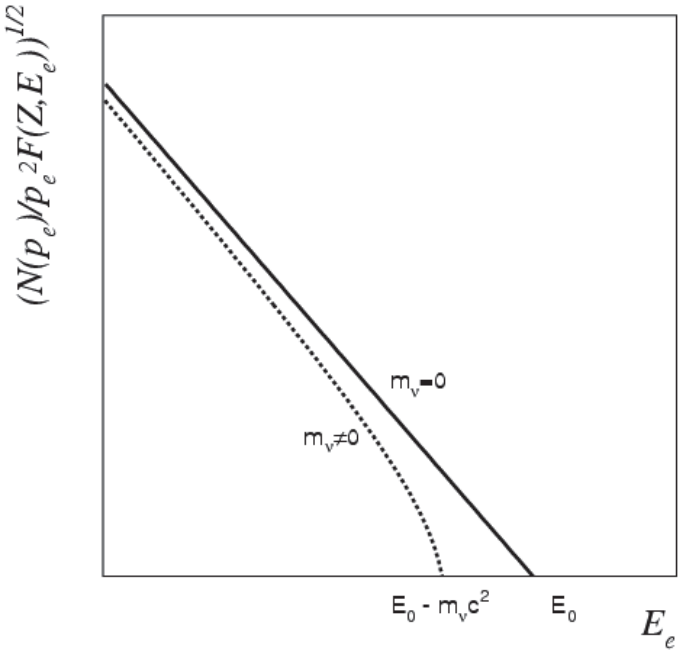


FIGURE A.2 – *Exemple d'un «Kurie plot» : on note que la déformation du spectre lors de l'observation de la désintégration β, pour les hautes énergies, entre l'hypothèse d'un neutrino de masse nulle et celle d'un neutrino massif, correspondant à la masse (au repos) du ν_e*

plot» (*cf.* FIGURE A.2). Un tel graphique présente une différence, proche du point d'arrêt de la courbe, entre les cas $m_\nu = 0$ et $m_\nu \neq 0$ d'une grandeur égale à m_ν, la masse au repos du neutrino. L'expérience pour tracer ce graphique consiste à observer la désintégration β (du tritium par exemple). Le nombre d'événements attendus se calcule en fonction du cas considéré :

- pour $m_\nu = 0$:

$$N_e(E_e)dE_e = F(Z, E_e)\sqrt{E_e^2 - m_e^2}E_e(E_0 - E_e)^2 dE_e \tag{A.9}$$

- pour $m_\nu \neq 0$:

$$N_e(E_e)dE_e = F(Z, E_e)\sqrt{E_e^2 - m_e^2}E_e(E_0 - E_e)\sqrt{(E_0 - E_e)^2 - m_\nu^2}dE_e \tag{A.10}$$

$F(Z, E_e)$, la fonction de Fermi, prend en compte les interactions entre l'électron émis et le noyau dans l'état final et E_0 est l'énergie dégagée. On trace maintenant la fonction de Kurie $K(E_e) = \sqrt{\frac{N_e(E_e)}{F(Z,E_e)p_eE_e}}$ en fonction de E_e. On obtiendra une droite dans le cas $m_\nu = 0$ tandis qu'on observera une courbure près du point d'arrêt dans le cas $m_\nu \neq 0$. Pour $K(E_e) = 0$ la différence entre les 2 cas est égale à la masse m_{ν_e}.
Les limites supérieures des masses de chacune des trois saveurs de neutrinos sont actuelle-

ment :

$$\begin{aligned} m_{\nu_e} &\leqslant 1.8\ eV \quad (95\%\ \text{C.L.}) \\ m_{\nu_\mu} &\leqslant 170\ keV \quad (90\%\ \text{C.L.}) \\ m_{\nu_\tau} &\leqslant 18.2\ MeV \quad (95\%\ \text{C.L.}) \end{aligned}$$

La limite sur la masse du ν_e (en fait ici de $\overline{\nu_e}$) est obtenue par l'observation de la désintégration β de l'hélium 3 ($^3He \rightarrow^3 H + e^- + \overline{\nu_e}$ [109]). Pour les masses des deux autres saveurs, l'énergie dégagée est simplement comparée à l'énergie des produits lors d'une désintégration : pour celle du ν_μ par la désintégration du méson $\pi^{+/-}$ ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ [110]) et celle du ν_τ par la désintégration du τ ($\tau \rightarrow 3\pi\nu_\tau$ ou $\tau \rightarrow 5\pi\nu_\tau$, expérience ALEPH [111]).

Annexe B

Les télescopes à neutrinos

Les télescopes à neutrinos observent des neutrinos de haute énergie ayant traversé la Terre. Ainsi, un télescope basé dans l'hémisphère nord observera le ciel de l'hémisphère sud et inversement. Ils recherchent des excès d'événements neutrinos provenant d'une région donnée du ciel qui serait le signe de phénomènes cosmiques violents comme l'explosion de supernovae. Ces télescopes sont connectés à des télescopes optiques de part le monde et des satellites. Dès qu'un signal est détecté, une alerte est lancée et les télescopes optiques pointent leurs instruments vers la région du ciel concernée dans l'espoir d'observer les prémices d'événements rares dans l'univers. Lors de l'explosion d'une super nova un grand nombre de neutrinos sont émis dans les premiers instants (quelques millisecondes). Les télescopes à neutrinos observant toutes les directions à la fois (contrairement aux instruments optiques), un excès d'événements significatif est attendu. Les neutrinos possèdent une masse et une section efficace avec la matière très faibles et contiennent des informations sur les phénomènes nucléaires des sources les émettant. Le neutrino est donc un très bon messager pour l'étude des phénomènes lointains. Ces télescopes mènent aussi des études sur la matière noire, les monopoles magnétiques et bien-sûr sur les neutrinos atmosphériques.

Les deux projets les plus récents en cours de prise de données sont Antares [112] et Ice-

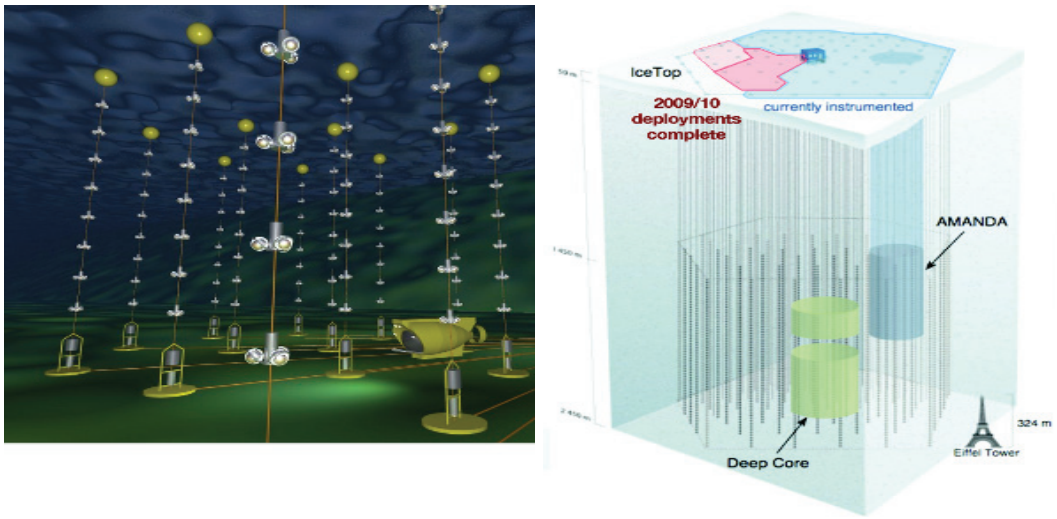


Figure B.1 – *Télescopes à neutrinos : Antares (gauche) et IceCube (droite). Le premier se situe dans la mer Méditerranée au large de Toulon, le second en Antarctique*

Cube [113]. Le premier est basé en France, dans la mer Méditerranée au large de Toulon

et est constitué de 12 lignes contenant 885 photomultiplicateurs observant le fond de la mer (*cf.* FIGURE B.1, gauche). La seconde se situe en Antarctique, les photomultiplicateurs sont placés dans la glace. Elle est composée d'environ 5000 photomultiplicateurs (*cf.* FIGURE B.1, droite).
Un projet est en cours de développement, KM3Net [114]. Il vise à déployer en mer une série de lignes équipées de photomultiplicateurs couvrant 1 km^3 (contre $\approx 0.01 km^3$ pour Antares). Plusieurs sites sont encore à l'étude pour son installation qui devrait débuter en 2013.

Table des figures

1.1 Observation de la largeur invisible de désintégration du boson Z^0 4
1.2 Définition de l'hélicité 5
1.3 L'expérience de Reines et Cowan 7
1.4 Interactions ν_τ observées par DONUT 8
1.5 Flux de neutrinos solaires attendu sur Terre et chaîne de réaction proton-proton 9
1.6 Interaction dans la haute atmosphère, flux de neutrinos atmosphériques et rapport des flux sur le site de Super-Kamiokande (Japon) 12
1.7 Vue schématique du détecteur Super-Kamiokande et classification des événements 13
1.8 Diagramme de Feynman de la désintégration de Λ^0 16
1.9 Oscillation du neutrino en fonction de l'éloignement de la source 18
1.10 Hiérarchie normale et inversée 22
1.11 Résultats de SNO et prédictions du SSM 25
1.12 Régions autorisées pour les paramètres solaires avant KamLAND 25
1.13 Résultats de KamLAND associés aux expériences sur les neutrinos solaires 26
1.14 Détecteur CHOOZ et limite d'exclusion sur θ_{13} 27
1.15 Distribution des événements μ et e, sub-GeV et multi-GeV en fonction de l'angle zénithal 28
1.16 Ajustement des paramètres d'oscillation dans le domaine atmosphérique et rapport R en fonction de $\frac{L}{E_\nu}$ 29
1.17 Distribution angulaire des interactions courant neutre et distribution angulaire des événements de hautes et basses énergies 30
1.18 Schéma du faisceau et des détecteurs proche de K2K 31
1.19 Distribution des énergies observées dans le détecteur Super-Kamiokande et limite d'exclusion de K2K 32

2.1 Le détecteur Borexino 36
2.2 Meilleur ajustement actuel des données dans le plan des paramètres solaires 37
2.3 Meilleur ajustement actuel des données dans le plan ($\tan^2\theta_{12}$, $\sin^2\theta_{13}$) par KamLAND et les expériences sur les neutrinos solaires 37
2.4 Composition du faisceau NuMI en mode neutrino et anti-neutrino 38
2.5 Spectre d'énergie et contours d'exclusion observés par MINOS 39
2.6 Potentiel de découverte et sensibilité attendus pour les expériences sur réacteur et sur faisceau jusqu'en 2018 41
2.7 Limite d'exclusion de MINOS sur la valeur de $2sin^2(2\theta_{13})\sin^2\theta_{23}$ en fonction de la phase de Dirac δ_{CP} 42
2.8 Schéma du détecteur proche de l'expérience Noνa 43
2.9 Ligne de faisceau de l'expérience T2K 44
2.10 Profil d'énergie du faisceau de T2K 45

2.11 Vue schématique du détecteur proche ND280 45
2.12 Sensibilité de l'expérience T2K à $\sin^2 2\theta_{13}$ en fonction de Δm^2_{23} 46
2.13 Résultats des expériences LSND, Karmen et MiniBoone 47
2.14 Le faisceau SPL 48
2.15 Le détecteur MEMPHYS 48
2.16 Projet de faisceau β au CERN 49
2.17 Schéma de l'usine à neutrino 50
2.18 Canaux d'étude de l'usine à neutrino 50
2.19 Solutions clones du couple de paramètres (θ_{13}, δ) 51
2.20 Sensibilité à θ_{13} de l'analyse de l'usine à neutrinos en combinant les 3 canaux observés et observation de la vraie valeur de θ_{13} en fonction de la ligne de faisceau 53
2.21 Incertitude sur l'observation de $\sin^2\theta_{13} = 10^{-3}$ en fonction de la longueur de la ligne de faisceau 53
2.22 Sensibilité attendue sur $\sin^2 2\theta_{13}$, δ et la hiérarchie de masse pour les expérience utilisant les super-faisceaux, les faisceaux β et l'usine à neutrinos 54

3.1 Le faisceau du CNGS : du CERN au Gran Sasso et schéma de la caverne du Gran Sasso 56
3.2 topologie en coude de la désintégration du tau 56
3.3 Topologie des désintégrations du τ 57
3.4 Potentiel de découverte d'OPERA 57
3.5 Schéma du faisceau CNGS 58
3.6 Profil d'énergie du faisceau CNGS 59
3.7 Cycle du SPS 60
3.8 Vue générale du détecteur OPERA 60
3.9 Brique d'OPERA et insertion dans le mur 61
3.10 Plan de trajectographe et positionnement des briques 62
3.11 Détail d'un barreau de scintillateur et «end-cap»d'un module 63
3.12 Vue isométrique de l'aimant dipolaire 64
3.13 Vue de dessus d'une chambre à plaque résistive 64
3.14 Disposition des différents éléments du spectromètre 65
3.15 Efficacité d'identification des muons en fonction de l'énergie 66
3.16 Marquage des feuilles d'émulsion 66
3.17 Microscope européen 67
3.18 Processus de scanning japonais 68
3.19 Processus de scanning européen 68
3.20 Reconstruction des base-traces à partir des micro-traces 69
3.21 Schéma de la méthode de «scan-back» 69
3.22 Structure générale d'OpRelease 70
3.23 TTree ROOT des données d'OPERA 71
3.24 Chaîne de simulation 72
3.25 Distributions des vertex (OpNegn) ou des points de départ des muons (OpNuatm et OpMult) des particules générées par OpNegn, OpNuatm et OpSim. 73

3.26 Le détecteur MACRO 73
3.27 Méthode des points de pivot 75
3.28 Performances du faisceau CNGS et de l'analyse d'OPERA 77
3.29 Critères de sélection au vertex secondaire et valeurs observées pour le premier candidat ν_τ 78
3.30 Critères de sélection au vertex primaire et valeurs observées pour le premier candidat ν_τ 78
3.31 Premier candidat ν_τ observé par l'expérience OPERA 79
3.32 Parcours d'un muon à l'intérieur de l'aimant 79
3.33 Rapport R_μ mesuré par OPERA en fonction de $\varepsilon_\mu \cos\theta$ 81
3.34 Prédictions de la simulation et données réelles du nombre d'événements charmés en fonction de la topologie 82
3.35 Comparaison données/MC de la longueur de désintégration et de l'angle Φ 82
3.36 Premier candidat charmé observé dans OPERA 83

4.1 Spectre d'absorption et d'émission des dopants primaire et secondaire du scintillateur plastique 86
4.2 Spectre d'absorption et d'émission de la fibre optique 86
4.3 Coupe et profil d'une fibre optique 87
4.4 Atténuation du signal dans la fibre optique en fonction de la longueur parcourue par les photons 87
4.5 Représentation en 3 dimensions des éléments du bouchon 88
4.6 Schéma de correspondance des numéros de fibre et des canaux du photomultiplicateur 89
4.7 Sensibilité et efficacité quantique des photomultiplicateurs 89
4.8 Schéma du processus d'amplification et des photomultiplicateurs 90
4.9 Photomultiplicateur connecté à la carte de lecture «front-end»et schéma de l'électronique de lecture d'un canal 91
4.10 Schéma de fonctionnement des différents éléments de la carte «front-end» 91
4.11 Photo des cartes électroniques raccordées au photomultiplicateur 92
4.12 Signal intégré lu par un ADC lors d'un étalonnage 93
4.13 Efficacité de détection d'une particule au minimum d'ionisation en fonction de la distance parcourue dans la fibre 94
4.14 Interface de contrôle de l'acquisition du trajectographe 95
4.15 Vue schématique des différents éléments du système d'acquisition d'OPERA 96
4.16 Interface de contrôle de l'acquisition du *Manager* 97
4.17 Taux de déclenchement des canaux d'un photomultiplicateur avant et après intervention pour les fuites de lumière 100
4.18 Distribution du nombre de plans successifs contenant une coïncidence XY 102
4.19 Distribution de la somme ADC totale et de la somme ADC maximale sur un plan pour le bruit de fond et les événements du canal $\tau \to e + X$ QE . 103
4.20 Distribution du nombre de plans consécutifs touchés avec une coïncidence XY (haute multiplicité) 104
4.21 Distributions de l'énergie maximale déposée sur un plan (haute multiplicité) 105

4.22 Efficacité de déclenchement en fonction du canal de désintégration du τ (haute multiplicité) 106
4.23 Efficacité de déclenchement en fonction du canal de désintégration du τ sans optimisation (basse multiplicité) 107
4.24 Distribution de la somme ADC maximale déposée sur un plan en fonction du nombre de *hits* pour le canal $\tau \to e + X$ quasi-élastique et les données réelles (basse multiplicité) 109
4.25 Taux d'événements dans le détecteur en fonction du nombre de hits sans coupures 109
4.26 Distribution des plans contenant de la somme maximale ADC pour les événements ν_τ et le bruit de fond 110
4.27 Efficacité de déclenchement en fonction du canal de désintégration du τ avec optimisation (basse multiplicité) 111
4.28 Position des événements CNGS dans un cycle de la DAQ 112
4.29 Prédiction des fenêtres de temps pouvant contenir des événements faisceau 114
4.30 Efficacité totale de déclenchement en fonction du canal de désintégration du τ sans optimisation 114
4.31 Efficacité de déclenchement totale, avec optimisation 115
4.32 Efficacité de déclenchement en fonction du nombre de *hits* 115

5.1 Distribution de l'horloge jusqu'aux capteurs 118
5.2 Distribution de l'horloge au niveau d'un plan de trajectographe 119
5.3 Schéma des connections au niveau des cartes «maîtresses» 120
5.4 Effet de la correction des effets des cartes maîtresses sur la distribution de $1/\beta$ en fonction de l'angle de la trace sur la vue de côté 120
5.5 Distribution du temps d'aller-retour du signal de calibration en fonction du numéro de plan de RPC 121
5.6 Distribution de la différence des informations en temps à droite et à gauche de la fibre en fonction de la position du hit reconstruit 122
5.7 Ajustement du signal du photomultiplicateur pour une fibre courte 123
5.8 Ajustement du signal pour une fibre de 8.5 m et dispersion du temps en fonction de la longueur de la fibre 124
5.9 Distribution en fonction du temps du signal dans la voie rapide pour un photoélectron et ajustement 124
5.10 Schéma de propagation des signaux pour les RPC 125
5.11 Schéma de câblage des RPC des *strips* au FEB 126
5.12 Temps de propagation dans les câbles plats en fonction du numéro de la strip127
5.13 Ajustement de la vitesse de propagation dans les strips 127
5.14 Carte d'interconnexion des *strips* dans les RPC 128
5.15 Décalage en temps du trajectographe et des RPC 129
5.16 Distribution de la différence entre le temps attendu et le temps observé dans un plan de RPC en fonction de la date d'acquisition 130
5.17 Comparaison des angles, pour la vue de dessus et de côté dans les données et le Monte Carlo 131

5.18 Comparaison des longueurs des traces dans le détecteur dans les données et le Monte Carlo . . . 131
5.19 Distribution du paramètre $1/\beta$ pour des traces d'au moins 3 m à partir des informations du trajectographe . . . 132
5.20 Distribution des différences $(t_{droite} - t_{gauche})$ et $(t_{horizontal} - t_{vertical})$ dans le trajectographe . . . 132
5.21 Distribution du paramètre $1/\beta$ pour des traces d'au moins 3 m à partir des informations des RPC . . . 133
5.22 Distribution du paramètre $1/\beta$ pour des traces d'au moins 3 m à partir des informations des RPC et du trajectographe . . . 133
5.23 Distribution de la différence $T_{obs} - T_{calc}$ pour les données et la simulation 134
5.24 Distribution du paramètre $1/\beta$ pour des traces d'au moins 3 m toute configurations confondues . . . 134

6.1 Définition du temps d'un plan de trajectographe . . . 140
6.2 Convention de la variable $1/\beta$ algébrique . . . 141
6.3 Conventions de la variable B_1^{cut} . . . 142
6.4 Événement du faisceau non marqué en temps . . . 144
6.5 Distributions des événements dans le plan $(\theta_{côté}, \theta_{dessus})$ . . . 144
6.6 Distribution des événements en temps dans un cycle d'acquisition . . . 145
6.7 Largeur d'un spill du faisceau . . . 145
6.8 Distributions des événements dans le plan $(\theta_{côté}, \theta_{dessus})$, nouveau marquage 146
6.9 Événement provenant de la vallée de Teramo . . . 147
6.10 Vue satellite de la vallée de Teramo et coupures . . . 148
6.11 Distribution de $1/\beta$ algébrique avant et après coupure sur B_1^{cut} pour les événements ne déposant de l'énergie que dans le trajectographe . . . 148
6.12 Distribution de l'erreur sur la mesure de $1/\beta$ en fonction de la longueur de la trace . . . 149
6.13 Variables relatives à l'erreur sur $1/\beta$ . . . 149
6.14 Évolution du nombre d'événements conservés en fonction de longueur de coupure et évolution de $\sigma_{1/\beta}^{TT}$ . . . 150
6.15 Distribution de l'erreur sur $1/\beta$ en fonction de $N_{Flag_{quality}^{TT}}$ . . . 151
6.16 Distribution du nombre d'événements conservés et $\sigma_{1/\beta}^{RPC}$ en fonction de la longueur de coupure, de la coupure sur le nombre de plans touchés et du nombre de bras touchés. . . . 152
6.17 Distribution du nombre d'événements conservés et $\sigma_{1/\beta}^{RPC}$, pour les événements contenus dans le trajectographe et les RPC, en fonction de la longueur de la trace . . . 153
6.18 Détection des événements contenus . . . 154
6.19 Exemple d'un événement détecté comme contenu . . . 154
6.20 Exemple d'un événement détecté comme de type NC . . . 155
6.21 Détection des événements de type NC . . . 155
6.22 Distribution du nombre d'événements analysés touchant le trajectographe, les RPC et total en fonction du temps . . . 156

6.23 Distribution du paramètre $1/\beta$ algébrique en fonction de l'angle dans la vue de côté, coupures et candidats observés pour les trois topologies 158
6.24 Calcul de l'erreur sur le signe de $1/\beta$ algébrique à partir des données . . . 159
6.25 Première surface produite pour l'analyse de Feldman-Cousins 161
6.26 Seconde surface produite pour l'analyse de Feldman-Cousins 162
6.27 Contours dans le plan $(\sin^2\theta_{atm}, \Delta m^2_{atm})$ à 68%, 90% et 95% de niveau de confiance 163
6.28 Distribution de $\cos\theta_{zen}$ pour les données réelles et la simulation dans le cas «sans oscillation» 164
6.29 Distribution de $\cos\theta_{zen}$ pour les données réelles et la simulation en utilisant les dernières valeurs des paramètres d'oscillations obtenues par MINOS . . 164
6.30 Contours dans le plan $(\sin^2\theta_{atm}, \Delta m^2_{atm})$ à 68%, 90%, 95% et 99% de niveau de confiance, en considérant deux années supplémentaires de prise de données 165

A.1 Masses des fermions du Modèle Standard 169
A.2 Exemple d'un Kurie plot 172

B.1 Télescopes à neutrinos : Antares et IceCube 175

Liste des tableaux

1.1 *Flux mesuré par les différentes expériences observant le déficit de neutrinos solaires ainsi que leur seuil de détection.* 11

1.2 *Les trois interactions observables par* SNO. *Leur combinaison permet de résoudre le problème des neutrinos solaires.* 24

3.1 *Rapport R_μ en fonction de $\varepsilon_\mu \cos\theta$. De gauche à droite : domaine d'énergie, valeur moyenne de l'énergie, valeur du rapport, erreurs statistique et systématique.* 80

4.1 *Caractéristiques générales de chaque échantillon simulé : sont représentés ici le pourcentage d'événements ayant déposé de l'énergie dans le trajectographe mais où aucune information n'a été observée et le pourcentage d'événements sans coïncidence horizontale et verticale («XY») dans le détecteur.* 101

4.2 *Caractéristiques générales des événements ayant laissé au moins un hit dans le trajectographe : on note que* 3 *canaux sur* 4*, avec une création du τ par interaction quasi-élastique, présentent une proportion non négligeable d'événements avec moins de* 10 *hits.* 102

4.3 *Efficacité de déclenchement pour les événements à haute multiplicité : l'efficacité de l'ensemble des canaux est supérieure à* 99% *(proposal d'*OPERA*). La condition sur la somme permet de conserver les événements déposant beaucoup d'énergie sur un faible nombre de plan ($\tau \to e + X$). La condition sur le nombre de plans touchés consécutifs avec une coïncidence XY est très efficace pour les événements contenant un muon dans la voie finale.* 107

4.4 *Efficacité de déclenchement pour les événements à basse multiplicité, sans optimisation : les efficacités de déclenchement, principalement pour le canal $\tau \to e + X$, sont assez faibles. De nouvelles règles de déclenchement vont devoir être mise au point pour permettre de récupérer ces événements. Les valeurs «NA»correspondent aux échantillons de données ne contenant pas d'événements avec moins* 10 *hits.* 108

4.5 *Caractéristiques générales des événements à basse multiplicité : la condition d'optimisation doit utiliser un critère énergétique en raison du grand nombre d'événements contenus sur un plan. La coupure à* 4 *hits au niveau du Manager supprimera a posteriori entre* 15% *et* 20% *des événements $\tau \to e+X$.* 110

4.6 *Efficacité de déclenchement pour les événements à basse multiplicité, avec optimisation : environ* 15% *d'événements à basse multiplicité du canal $\tau \to e + X$ quasi-élastique ont été récupérés par rapport à l'ancienne version. Pour le canal $\tau \to 1h + X$ quasi-élastique,* 20% *d'événements supplémentaires seront récupérés.* 112

4.7 *Efficacité de déclenchement totale, sans optimisation : le canal $\tau \to e + X$ quasi-élastique présente l'efficacité la plus faible.* 113
4.8 *Efficacité de déclenchement totale, avec optimisation : mise à part pour les canaux $\tau \to 1h + X$ QE et $\tau \to e + X$ QE, l'efficacité de déclenchement est supérieure à 99%.* 113

6.1 *Temps d'acquisition total et détail pour chaque année.* 157
6.2 *Détail du nombre d'événements observés pour les différentes catégories présentées.* 157

Bibliographie

[1] W. Pauli. Lettre à la société de physique de Tubingen (1930). *Neutrino Physics. Winter K, Cambridge University Press*, 1991. *Cité page 1*

[2] E. Fermi. An attempt of a theory of beta radiation. 1. *Z. phys*, 88 :161, 1934. *Cité page 1*

[3] F. Reines and C.L. Cowan. Detection of the Free Neutrino : a Confirmation. *Science (New York, NY)*, 124(3212) :103, 1956. *3 citations pages 1, 5, et 7*

[4] F. Reines and C.L. Cowan. Free Antineutrino Absorption Cross Section. I. Measurement of the Free Antineutrino Absorption Cross Section by Protons. *Phys. Rev.*, 113(1) :273–279, 1959. *Cité page 1*

[5] S.L. Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nucl. Phys.*, 22(4) :579–588, 1961. *Cité page 4*

[6] A. Salam and J.C. Ward. Electromagnetic and weak interactions. *Phys. Lett.*, 13(3), 1964. *Cité page 4*

[7] S. Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19(21) :1264–1266, 1967. *Cité page 4*

[8] G. Danby et al. Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 9(1) :36–44, 1962. *2 citations pages 5 et 7*

[9] K. Kodama et al. Observation of tau neutrino interactions. *Phys. Lett. B*, 504(3) :218–224, 2001. *2 citations pages 5 et 9*

[10] R.M. Barnett et al. Particle Data Group. *Phys. Rev. D*, 54(1), 1996. *Cité page 5*

[11] M. Schwartz. Feasibility of using high-energy neutrinos to study the weak interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 4(6) :306–307, 1960. *Cité page 7*

[12] J.N. Bahcall et al. Solar models : Current epoch and time dependences, neutrinos, and helioseismological properties. *The Astrophysical Journal*, 555 :990, 2001. *Cité page 10*

[13] J.N. Bahcall et al. New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes. *The Astrophysical Journal Letters*, 621 :L85, 2005. *Cité page 10*

[14] R. Davis Jr et al. Search for neutrinos from the sun. *Phys. Rev. Lett.*, 20(21) :1205–1209, 1968. *Cité page 10*

[15] B.T. Cleveland et al. Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector. *The Astrophysical Journal*, 496 :505, 1998. *Cité page 10*

[16] S. Gavrin et al. Solar neutrino results from SAGE* 1. *Nucl. Phys. B - Proceedings Supplements*, 77(1-3) :20–25, 1999. *Cité page 10*

[17] P. Anselmann et al. Implications of the GALLEX determination of the solar neutrino flux. *Phys. Lett. B*, 285 :390–397, 1992. *Cité page 10*

[18] P. Aliani et al. Global analysis of solar neutrino oscillation evidence including SNO and implications for Borexino. *Nucl. Phys. B*, 634(1-2) :393–409, 2002. *Cité page 11*

[19] S. Fukuda et al. Constraints on neutrino oscillations using 1258 days of Super-Kamiokande solar neutrino data. *Phys. Rev. Lett.*, 86(25) :5656–5660, 2001. *Cité page 11*

[20] Y. Ashie et al. Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I. *Phys. Rev. D*, 71(11) :112005, 2005. *Cité page 14*

[21] V.I. Galkin et al. A Discrimination Procedure between Muon and Electron in Super-Kamiokande Experiment Based on the Angular Distribution Function Method. 2005. *Cité page 14*

[22] K.S. Hirata et al. Experimental study of the atmospheric neutrino flux* 1. *Phys. Lett. B*, 205(2-3) :416–420, 1988. *Cité page 15*

[23] K.S. Hirata et al. Observation of a small atmspheric $\nu\mu/\nu$e ratio in Kamiokande. *Phys. lett. B*, 280(1-2) :146–152, 1992. *Cité page 15*

[24] Y. Fukuda et al. Atmospheric $\nu\mu/\nu$e ratio in the multi-GeV energy range. *Phys. Lett. B*, 335(2) :237–245, 1994. *Cité page 15*

[25] D. Casper et al. Measurement of atmospheric neutrino composition with the IMB-3 detector. *Phys. Rev. Lett.*, 66(20) :2561–2564, 1991. *Cité page 15*

[26] R. Becker-Szendy et al. Electron-and neutrino content of the atmospheric flux. *Phys. Rev. D*, 46(9) :3720–3724, 1992. *Cité page 15*

[27] WWM Allison et al. Measurement of the atmospheric neutrino flavour composition in Soudan 2. *Phys. Lett. B*, 391(3-4) :491–500, 1997. *Cité page 15*

[28] Y. Fukuda et al. Measurements of a Small Atmospheric $\nu\mu/\nu$e Ratio. *Phys. Lett. B*, 433 :9, 1998. *Cité page 15*

[29] Y. Fukuda et al. Study of the atmospheric neutrino flux in the multi-GeV energy range. *Phys. Lett. B*, 436(1-2) :33–41, 1998. *2 citations pages 15 et 28*

[30] K. Daum et al. Determination of the atmospheric neutrino spectra with the Frejus detector. *Zeitschrift fur Physik C*, 66(3) :417–428, 1995. *Cité page 15*

[31] M. Aglietta et al. Experimental study of atmospheric neutrino flux in the NUSEX experiment. *Europhys. Lett.*, 8(7) :611–614, 1989. *Cité page 15*

[32] Z. Maki et al. Remarks on the unified model of elementary particles. *Prog. Theor. Phys*, 28(870) :1579, 1962. *Cité page 15*

[33] V. Gribov and B. Pontecorvo. Neutrino astronomy and lepton charge. *Phys. Lett. B*, 28(7) :493–496, 1969. *Cité page 15*

[34] N. Cabibbo. Unitary symmetry and leptonic decays. *Phys. Rev. Lett.*, 10(12) :531–533, 1963. *Cité page 16*

[35] M. Kobayashi and T. Maskawa. CP violation in the renormalizable theory of weak interaction. *Prog. Theor. Phys*, 49(652) :150, 1973. *Cité page 16*

[36] V. Barger et al. Progress in the physics of massive neutrinos. *Mod. Phys. E*, 12(5) :569–647, 2003. *Cité page 20*

[37] SP Mikheyev and A.Y. Smirnov. Resonance enhancement of oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy. *Sov. J. Nucl. Phys*, 42 :913, 1985. *Cité page 21*

[38] L. Wolfenstein. Neutrino oscillations in matter. *Phys. Rev. D*, 17(9) :2369–2374, 1978. *Cité page 21*

[39] B. Aharmim et al. Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of B^8 solar neutrinos from the 391-day salt phase SNO data set. *Phys. Rev. C*, 72 :055502–055549, 2005. *Cité page 23*

[40] The SNO Collaboration. Measurement of the charged current interactions produced by B^8 solar neutrinos at the sudbury neutrino observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 87 :071301, 2001. *Cité page 24*

[41] The SNO Collaboration. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 89(1) :11301, 2002. *2 citations pages 24 et 25*

[42] M. Maris and S.T. Petcov. The Super-Kamiokande Day-Night Effect Data and the MSW Solutions of the Solar Neutrino Problem. *Arxiv preprint hep-ph/0004151*, 2000. *Cité page 25*

[43] J.N. Bahcall et al. Solar neutrinos : Global analysis and implications for SNO. *Journal of High Energy Physics*, 2001 :015, 2001. *Cité page 26*

[44] T. Arakiet al. Measurement of neutrino oscillation with KamLAND : Evidence of spectral distortion. *Phys. Rev. lett.*, 94(8) :81801, 2005. *Cité page 26*

[45] M. Apollonio et al. Initial results from the CHOOZ long baseline reactor neutrino oscillation experiment. *Phys. Lett. B*, 420(3-4) :397–404, 1998. *Cité page 26*

[46] F. Boehm et al. Final results from the Palo Verde neutrino oscillation experiment. *Phys. Rev. D*, 64(11) :112001, 2001. *2 citations pages 26 et 27*

[47] M. Apollonio et al. Limits on neutrino oscillations from the CHOOZ experiment. *Phys. Lett. B*, 466(2-4) :415–430, 1999. *Cité page 27*

[48] Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81(8) :1562–1567, 1998. *Cité page 29*

[49] S. Fukuda et al. Tau neutrinos favored over sterile neutrinos in atmospheric muon neutrino oscillations. *Phys. Rev. Lett.*, 85(19) :3999–4003, 2000. *Cité page 29*

[50] A. Habig. Discriminating between $\nu\mu \rightarrow \nu\tau$ and $\nu\mu \rightarrow \nu$sterile in atmospheric $\nu\mu$ oscillations with the Super–Kamiokande detector. In *Proceedings of ICRC*, volume 2001, 2001. *Cité page 29*

[51] M.H. Ahn et al. Indications of neutrino oscillation in a 250 km long-baseline experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 90(4) :41801, 2003. *Cité page 31*

[52] E. Aliu et al. Evidence for muon neutrino oscillation in an accelerator-based experiment. *Phys. Rev. lett.*, 94(8) :81802, 2005. *Cité page 32*

[53] M.H. Ahn et al. Measurement of neutrino oscillation by the K2K experiment. *Phys. Rev. D*, 74(7) :72003, 2006. *Cité page 32*

[54] Borexino Collaboration. Measurement of the solar ^8B neutrino rate with a liquid scintillator target and 3MeV energy threshold in the Borexino detector. *Phys. Rev. D*, 82(3) :033006, 2010. *Cité page 36*

[55] Borexino Collaboration. First real time detection of Be^7 solar neutrinos by Borexino. *Phys. Lett. B*, 658 :101–108, 2008. *Cité page 36*

[56] Borexino Collaboration. Observation of Geo-Neutrinos. *Phys. Lett. B*, 687(4–5) :299–304, 2010. *Cité page 36*

[57] B. Aharmim et al. Low-energy-threshold analysis of the Phase I and Phase II data sets of the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. C*, 81(5) :055504, 2010. *Cité page 37*

[58] K. Anderson et al. The NuMI Facility Technical Design Report. *Fermilab, October*, 1998. *Cité page 38*

[59] D.G. Michael et al. The magnetized steel and scintillator calorimeters of the MINOS experiment. *Nucl. Instr. Meth. A*, 596(2) :190–228, 2008. *Cité page 39*

[60] A. Habig. A Brief Review of MINOS neutrino oscillation results. *Mod. Phys. Lett. A*, 25 :1219–1231, 2010. *Cité page 40*

[61] P. Adamson et al. Search for sterile neutrino mixing in the MINOS long-baseline experiment. *Phys. Rev. D*, 81(5), 2010. *Cité page 40*

[62] P. Adamson et al. New constraints on muon-neutrino to electron-neutrino transitions in MINOS. *Phys. Rev. D*, 82(5) :051102, 2010. *Cité page 42*

[63] I. Ambats et al. NOvA proposal to build a 30-kiloton off-axis detector to study neutrino oscillations in the Fermilab NuMI beamline. *Arxiv preprint hep-ex/0503053*, 2004. *Cité page 43*

[64] T. Le. Overview of the T2K long baseline neutrino oscillation experiment. *Arxiv preprint hep-ex/0910.4211*, 2009. *Cité page 44*

[65] D. Beavis et al. Proposal of BNL AGS E-889. Technical report, BNL, 1995. *Cité page 45*

[66] A.A. Aguilar-Arevalo et al. The MiniBooNE detector. *Nucl. Instr. Meth. A*, 599(1) :28–46, 2009. *Cité page 47*

[67] B. Autin et al. Conceptual design of the SPL, a high-power superconducting H^- Linac at CERN. *Reports - CERN*, 2000. *Cité page 48*

[68] A. Longhin. Study of the performance of the SPL-FrÂ´ejus Super Beam using a graphite target. *EURONU note EURONU-WP2-01*, 2009. *Cité page 48*

[69] J.E. Campagne et al. Physics potential of the CERN-MEMPHYS neutrino oscillation project. *Journal of High Energy Physics*, 2007 :003, 2007. *Cité page 49*

[70] Y. Itow et al. The JHF-Kamioka neutrino project. *KEK Rep*, 2001–4 :30P, 2001. *Cité page 49*

[71] P. Zucchelli. A novel concept for a neutrino factory : the beta-beam. *Phys. Lett. B*, 532(3-4) :166–172, 2002. *Cité page 49*

[72] A. De Rujula et al. Neutrino oscillation physics with a neutrino factory. *Nucl. Phys. B*, 547(1-2) :21–38, 1999. *Cité page 49*

[73] J.Bernabeu et al. EURONU WP6 2009 yearly report : Update of the physics potential of Nufact, superbeams and betabeams. *Arxiv preprint arXiv :1005.3146*, 2010. *2 citations pages 49 et 53*

[74] A. Domini. Cours de l'école d'été NuFact08. 2008. *2 citations pages 50 et 51*

[75] S. Rigolin. Why care about (θ_{13},δ) degeneracy at future neutrino experiments. *Arxiv preprint hep-ph/0407009*, 2004. *2 citations pages 50 et 51*

[76] T. Abe et al. Detectors and flux instrumentation for future neutrino facilities. *Arxiv preprint arXiv :0712.4129*, 2007. *Cité page 51*

[77] W. Winter P. Huber. Neutrino factories and the 'magicâ baseline. *Phys. Rev. D*, 68 :037301, 2003. *Cité page 52*

[78] M. Guler et al. OPERA Proposal. *CERN/SPSC 2000-028*, 2000. *Cité page 55*

[79] T. Adam et al. The OPERA experiment target tracker. *Nucl. Instr. Meth. A*, 577(3) :523–539, 2007. *3 citations pages 62, 90, et 125*

[80] E. Barbuto et al. Atmospheric muon flux measurements at the external site of the Gran Sasso Lab. *Nucl. Instr. Meth. A*, 525(3) :485–495, 2004. *Cité page 66*

[81] http ://www.cmtsite.org. *Cité page 70*

[82] http ://www.oracle.com. *Cité page 70*

[83] http ://root.cern.ch. *Cité page 70*

[84] G. Barrand et al. GAUDI : A Software Architecture and Framework for building HEP Data Processing Applications. *CHEP 2000 proceedings, Padova*, 2000. *Cité page 70*

[85] L.V. Volkova. Energy spectra and angular distributions of atmospheric neutrinos. In *DUMAND Summer Workshop*, volume 1, pages 75–101, 1979. *Cité page 72*

[86] A.V. Butkevich et al. Spectra of hadrons, muons, and neutrinos in the atmosphere as the solution of a direct problem. *Soviet Journal of Nuclear Physics*, 50 :90–99, 1989. *Cité page 72*

[87] K. Mitsui et al. Energy spectrum of cosmic-ray neutrinos in the atmosphere. *Il Nuovo Cimento C*, 9(5) :995–1020, 1986. *Cité page 72*

[88] V. Agrawal et al. Atmospheric neutrino flux above 1 GeV. *Phys. Rev. D*, 53(3) :1314–1323, 1996. *Cité page 72*

[89] M. Honda et al. New calculation of the atmospheric neutrino flux in a three-dimensional scheme. *Phys. Rev. D*, 70(4) :43008, 2004. *Cité page 72*

[90] G. Battistoni et al. The FLUKA atmospheric neutrino flux calculation. *Astroparticle Physics*, 19(2) :269–290, 2003. *Cité page 72*

[91] A. Cazes and J.E Campagne. Pattern recognition. *Note interne OPERA #36*, 2002. *Cité page 75*

[92] J.E Campagne. Muon tracking in heterogeneous structure. *Note interne OPERA #6*, 2000. *Cité page 76*

[93] Thomas Strauss. Charm production in the opera experiment and the study of a high temperature superconducting solenoid for a liquid argon time projection chamber. *Ph.D. thesis*, 2010. *Cité page 81*

[94] Technical Device Report (TDR). ireswww.in2p3.fr/.../tdr/target_tracker.htm. 2004. *Cité page 86*

[95] T. Wälchli. Contribution to locating interactions and identifying trajectories in the OPERA detector. *Ph.D. Thesis*, 2005. *Cité page 89*

[96] A. Lucotte et al. A front-end read out chip for the OPERA scintillator Tracker. *Nucl. Instr. Meth. A*, 521 :378–392, 2004. *Cité page 91*

[97] C. Jollet et al. The OPERA experiment and the first events from the CNGS neutrino beam. In *Journal of Physics : Conference Series*, volume 120, page 052042, 2008. *Cité page 93*

[98] Particle Data Group. http ://pdg.lbl.gov/. *Cité page 98*

[99] M. Guler et al. OPERA : An appearance experiment to search for $\nu\mu \rightarrow \nu\tau$ oscillations in the CNGS beam. *Experimental proposal CERN-SPSC-2000-028*, 2000. *Cité page 98*

[100] E. Eskut et al. (CHORUS Coll.). Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillation using the tau decay modes into single charged particle. *Phys. Lett. B*, 434 :205–213, 1998. *Cité page 98*

[101] C.H. Llewellyn-Smith. Neutrino reactions at accelerator energies. *Phys. Rep. C*, 3 :271, 1972. *Cité page 98*

[102] L.M. Seghal D.Rein. Neutrino-excitation of baryon resonances and single pion production. *Ann. of Phys.*, 133(1) :79–153, 1981. *Cité page 98*

[103] G. Giacomelli and M. Giorgini. Atmospheric neutrino oscillations in MACRO. *Arxiv preprint hep-ex/0110021*, 2001. *Cité page 99*

[104] J. Favier. A possible use of the Gran Sasso radioactivity for tracker monitoring. *Note interne OPERA #47*, 2003. *Cité page 100*

[105] N. Chon-Sen. Caractéristiques et suivi du trajectographe éléctronique de la cible OPERA. Etudes des événéments éléctroniques. *Ph.D. Thesis*, 2009. *2 citations pages 100 et 125*

[106] C. Jollet. Target-tracker simulation. *Note interne OPERA #102*, 2009. *Cité page 122*

[107] 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. *Cité page 160*

[108] E. Majorana. Theory of the symmetry of electrons and positrons. *Nuovo Cim*, 14 :171–184, 1937. *Cité page 170*

[109] C. Giunti and M. Laveder. Short-Baseline Electron Neutrino Disappearance, Tritium Beta Decay and Neutrinoless Double-Beta Decay. *Phys. Rev. D*, 82(5) :053005, 2010. *Cité page 173*

[110] K. Assamagan et al. Upper limit of the muon-neutrino mass and charged-pion mass from momentum analysis of a surface muon beam. *Phys. Rev. D*, 53(11) :6065–6077, 1996. *Cité page 173*

[111] R. Barate et al. An upper limit on the tau neutrino mass from three- and five-prong tau decays. *Eur. Phys. J.*, C2 :395–406, 1998. *Cité page 173*

[112] F. Montanet. Design and expected performance of the ANTARES neutrino telescope. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 87 :436–438, 2000. *Cité page 175*

[113] E. Resconi et al. Status and prospects of the IceCube neutrino telescope. *Nucl. Instr. Meth. A*, 602(1) :7–13, 2009. *Cité page 175*

[114] UF Katz. KM3NeT : Towards a km3 Mediterranean neutrino telescope. *Nucl. Instr. Meth. A*, 567(2) :457–461, 2006. *Cité page 176*

NOM : BRUGIERE Prénoms : Timothée	DATE de SOUTENANCE 25 Février 2011

TITRE : **Oscillations des neutrinos sur et hors faisceau : étude des performances du système d'acquisition d'OPERA**

Numéro d'ordre : 35-2011

DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR-INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT	DOCTORAT DE 3e CYCLE	Spécialité : Physique des Particules
X	☐	☐	☐	

Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis	CLASSE :

RESUME : OPERA (*Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus*) est une expérience sur faisceau de neutrino située dans le Hall C du laboratoire souterrain du Gran Sasso (LNGS), en Italie, à une profondeur équivalente à 3.8 km d'eau (correspondant à une coupure en énergie à 1.5 TeV pour les muons à la surface). L'objectif premier d'OPERA est l'observation directe de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ dans le secteur des neutrinos atmosphériques par apparition d'événements ν_τ à 730km de la cible, dans un faisceau (CNGS) quasiment pur en ν_μ. OPERA est un détecteur hybride contenant une partie cible (~125 000 briques composées d'une succession de feuilles d'émulsion et de plomb) instrumentée et d'un spectromètre. La prise de données a commencé en 2006 et 55 000 événements neutrinos ont été enregistrés à ce jour. Le premier candidat ν_τ a été observé cette année.

Le travail produit pendant cette thèse est axé suivant trois sujets principaux : la définition de règles de déclenchement du système d'acquisition du trajectographe pour les événements neutrinos du faisceau, la synchronisation des éléments du trajectographe et des plans de RPC ainsi que l'implémentation des résultats dans la simulation et l'étude de la faisabilité d'une analyse des oscillations des neutrinos atmosphériques dans les données hors-faisceau.

La modification des règles de déclenchement du trajectographe a permis d'atteindre les valeurs proposées dans le proposal d'OPERA, ie une efficacité de déclenchement supérieure à 99%. Cette évolution a été rendu possible par la mise en place de fenêtres en temps en coïncidence avec le faisceau CNGS pendant lesquelles les coupures sont abaissées, permettant de récupérer les événements de basse multiplicité.

Une étude poussée de l'intercalibration des détecteurs électroniques a permis la synchronisation de l'ensemble des informations venant des éléments du trajectographe et des RPC. Les résultats de cette analyse sont maintenant inclus dans la simulation du détecteur.

Le travail de calibration a permis de produire une étude sur l'oscillation des neutrinos atmosphériques "hors-faisceau" grace à la détection de particules montantes.

Les analyses présentées dans cette thèse ont permis une meilleure compréhension du détecteur d'OPERA et démontré sa capacité à observer des phénomènes ne dépendant pas du faiseau CNGS. Des analyses sur la détection des neutrinos atmosphériques et la caractérisation du flux de muons cosmiques (variations saisonnières entre autres) sont désormais possibles grace à la statistique accumulée et la compréhension plus fine des systèmes d'acquisition. Les corrections sur la propagation des signaux dans les détecteurs électroniques sont aujourd'hui utilisées pour la mesure de la vélocité des neutrinos du faisceau.

MOTS-CLES : neutrino, détecteur, oscillation, faisceau, atmosphérique, cosmiques, OPERA, CNGS, système d'acquisition, traitement du signal, déclenchement, calibration, synchronisation

Directeurs de recherches : Jacques Marteau

Composition du jury : J. Gascon - M. Sioli - D. Duchesneau - Y. Déclais - L. Chaussard	199 pages