

UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT (PARIS 7)
ÉCOLE DOCTORALE 517 : PARTICULES, NOYAUX ET COSMOS

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Champs, Particules, Matière

présentée par

Michaël MACAIRE

pour l'obtention du titre de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT

Etude des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ auprès de l'expérience T2K

Thèse dirigée par M. Edoardo MAZZUCATO

soutenue le 26 octobre 2012 devant la commission d'examen composée de

M.	Dario	AUTIERO	Examineur
M.	Alain	BLONDEL	Rapporteur
M.	Jacques	CHAUVEAU	Président du jury
M.	Stéphane	LAVIGNAC	Examineur
M.	François	MAUGER	Rapporteur
M.	Edoardo	MAZZUCATO	Directeur de thèse

Table des matières

Introduction	7
1 Les neutrinos et le phénomène d'oscillation	9
1.1 Les neutrinos dans le modèle standard	9
1.1.1 Découverte du neutrino	9
1.1.2 Formalisme dans le modèle standard	10
1.2 La question de la masse des neutrinos	12
1.2.1 Les termes de masse : Dirac ou Majorana	12
1.2.2 Le mécanisme de la bascule (See-saw)	14
1.2.3 Mesures de la masse des neutrinos	15
1.3 Le phénomène d'oscillation des neutrinos	16
1.3.1 Le mélange des saveurs	16
1.3.2 Propagation dans le vide	17
1.3.3 Les oscillations dans la matière	19
1.3.4 Connaître la hiérarchie de masse	21
1.3.5 Violation de CP dans le secteur leptonique	22
1.4 La question des neutrinos stériles	23
2 Phénoménologie du mélange des neutrinos et recherche de θ_{13}	25
2.1 Les paramètres solaires : θ_{12} et Δm_{21}^2	25
2.1.1 Le soleil comme source de neutrinos	25
2.1.2 Détection des neutrinos solaires	27
2.1.3 Le déficit des neutrinos solaires	28
2.2 Les paramètres atmosphériques : θ_{23} et Δm_{32}^2	30
2.2.1 L'anomalie des neutrinos atmosphériques	30
2.2.2 Les expériences auprès d'accélérateurs	31
2.3 Recherche de θ_{13}	32
2.3.1 Expériences auprès de réacteurs	32
2.3.2 Expériences avec accélérateur	35
2.4 Futures expériences longue distance	36
2.4.1 Projets détecteurs	37
2.4.2 Futurs faisceaux	38
3 L'expérience T2K	41
3.1 Un faisceau "hors-axe"	41
3.2 Création du faisceau de neutrinos	44

TABLE DES MATIÈRES

3.2.1	L'accélérateur de protons	44
3.2.2	La cible et les cornes magnétiques	46
3.2.3	Le tunnel de désintégration et le moniteur de muons	46
3.2.4	Contamination du faisceau	47
3.2.5	Simulation du faisceau et utilisation des données de l'expérience NA61/SHINE	48
3.3	Le détecteur lointain : Super-Kamiokande	48
3.3.1	Description du détecteur	49
3.3.2	Principe de la détection Cherenkov	49
3.3.3	Les photomultiplicateurs	52
3.3.4	Acquisition des données	52
3.3.5	Reconstruction des événements neutrinos de T2K	53
3.4	Les détecteurs proches	53
3.4.1	Le détecteur proche sur-axe : INGRID	54
3.4.2	Le détecteur proche hors-axe : ND280	56
3.4.3	Les chambres à projection temporelle	59
4	Etude de l'alignement des modules Micromegas des détecteurs TPC avec des rayons cosmiques	67
4.1	Reconstruction de trace	68
4.1.1	Reconnaissance de trace	68
4.1.2	Ajustement par maximum de vraisemblance	69
4.1.3	Détermination des paramètres de la trajectoire	71
4.1.4	Résolution spatiale	71
4.2	Mesure de l'impulsion	73
4.2.1	Principe de la mesure	73
4.2.2	Détermination de l'impulsion	74
4.3	Détermination des défauts d'alignement	77
4.3.1	Orientation	78
4.3.2	Position	80
4.3.3	Biais de mesure	81
4.3.4	Modification de la géométrie	84
4.4	Résultats avec les données de ND280	85
4.4.1	Prise de données	86
4.4.2	Comparaison avec les mesures optiques	87
4.4.3	Amélioration de la résolution après correction	88
4.4.4	Comparaison entre les données de 2010 et de 2012	91
4.5	Conclusion	91
5	Observation de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ par l'expérience T2K	95
5.1	Prise de données	95
5.1.1	Statistique des Runs 1 et 2	95
5.1.2	Qualité des données	96
5.2	Principe de l'analyse d'apparition	98
5.2.1	Méthode d'extrapolation	99
5.2.2	Normalisation avec le détecteur ND280	101
5.3	Lot de données et échantillon Monte-Carlo	102

5.3.1	Réduction des données SK	102
5.3.2	Echantillon Monte-Carlo	104
5.4	Sélection des événements ν_e CCQE	105
5.4.1	Critères de sélection de base	106
5.4.2	Critères supplémentaires	111
5.4.3	Composition de l'échantillon sélectionné	116
5.4.4	Etude de la position des vertex	116
5.5	Mesure des paramètres d'oscillation	121
5.5.1	Résultats sur la mesure d'apparition de ν_e	121
5.5.2	Résultats de la mesure de disparition de ν_μ	123
6	Analyse de la composante ν_e avec les données du détecteur proche	129
6.1	Lots de données et Monte-Carlo	130
6.1.1	Statistique	130
6.1.2	Flux de neutrinos et contamination ν_e attendue	130
6.1.3	Le logiciel de traitement de données	131
6.1.4	La reconstruction globale	132
6.2	L'identification des traces	133
6.2.1	Identification dans les TPC	133
6.2.2	Identification dans l'ECal	135
6.3	Sélection d'interactions de ν_e	137
6.3.1	Coïncidence temporelle avec le faisceau	137
6.3.2	Trace négative la plus énergétique dans le volume fiduciel des FGD	137
6.3.3	Qualité de la trace	139
6.3.4	Identification de la trace	141
6.3.5	Véto TPC/P0D	146
6.3.6	Réjection de paires e^+e^-	146
6.3.7	Coupure d'acceptance vers l'avant	147
6.3.8	Description de l'échantillon sélectionné	149
6.4	Ajustement de la composante ν_e	153
6.4.1	Estimation de la composante de muons identifiés comme électrons	153
6.4.2	Contrainte par l'analyse "positive"	155
6.4.3	Méthode d'ajustement	156
6.4.4	Stabilité de l'ajustement	159
6.4.5	Comparaison avec l'analyse faite par le groupe ν_e	164
6.4.6	Incertitudes systématiques	166
6.5	Détermination du rapport $\nu_e CC/\nu_\mu CC$	169
6.5.1	Sélection de l'échantillon ν_μ	170
6.5.2	Résultat	172
6.5.3	Incertitudes systématiques	173
6.5.4	Conclusion	176
	Conclusion	179

TABLE DES MATIÈRES

A	Analyse d'appartition avec le Run 3	181
A.1	Prise de données	181
A.2	Contraintes avec le détecteur proche	181
A.3	Sélection des événements SK	182
A.4	Analyse d'oscillation et résultats	185
	Références	189

Introduction

Le neutrino est une particule fugace et, par bien des aspects, mystérieuse. Postulé il y a plus de 80 ans, observé expérimentalement il y a 50 ans, le neutrino a trouvé sa place dans le cadre du modèle standard de la physique des particules qui s'est construit dans les années 70 et qui a produit des résultats spectaculaires. Cependant, le neutrino est également la première sonde d'une physique allant au delà de la physique proposée par ce modèle. En effet, sa nature oscillante est la preuve que le neutrino possède une masse, ce qui n'est pas prévu par la théorie du modèle standard. Le phénomène d'oscillation, correspondant à une probabilité que possède le neutrino de changer de saveur lorsqu'il se propage, a été prouvé expérimentalement en 1998 par l'expérience Super-Kamiokande. Il est aujourd'hui le sujet d'investigation de nombreuses expériences dans le monde, à la fois étudié avec les neutrinos provenant du centre du soleil, avec les neutrinos créés par l'interaction de rayons cosmiques dans notre atmosphère ou encore avec des neutrinos fabriqués par l'homme auprès de réacteurs nucléaires ou d'accélérateurs de particules.

L'expérience T2K, située au Japon, fait partie de cette dernière classe d'expériences. Son objectif principal est la mesure du paramètre θ_{13} de la matrice PMNS gouvernant le phénomène d'oscillation entre neutrinos muoniques, ν_μ , et neutrinos électroniques, ν_e . Pour mesurer ces changements de saveur, l'expérience T2K utilise un faisceau intense de neutrinos muoniques, produit auprès de l'accélérateur de protons de J-PARC. T2K est, en outre, la première expérience à employer la technique dite hors axe, qui permet d'augmenter significativement la sensibilité de la mesure aux paramètres d'oscillation. Le faisceau de neutrinos est observé à deux distances différentes par deux détecteurs : un détecteur proche, ND280, situé à 280 m de la source du faisceau afin de le caractériser alors que la probabilité d'oscillation est encore négligeable, et un détecteur lointain, Super-Kamiokande, pour mesurer l'amplitude des oscillations après une propagation des neutrinos sur une distance de 295 km. Les résultats de T2K sur la mesure du paramètre θ_{13} sont d'une grande importance pour les futures expériences de neutrinos. En effet, la mesure d'une valeur non nulle de θ_{13} ouvre le champ à une possible mise en évidence de la violation de la symétrie de CP, non encore observée dans le secteur leptonique bien qu'elle soit supposée dans les scénarios de leptogénèse primordiale. Cette brisure de la symétrie de CP n'étant accessible expérimentalement que par des expériences utilisant des accélérateurs comme source de neutrinos, l'expérience T2K pourrait ainsi servir de précurseur dans ce domaine de la physique.

Ce manuscrit décrit le travail que j'ai effectué pendant mes trois années de doctorat passées au sein du Service de Physique des Particules (SPP) de l'Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers (IRFU) du CEA-Saclay. Lorsque j'ai débuté mon travail de doctorat en octobre 2009, l'expérience T2K était dans sa période finale de mise en service avant le démarrage de la première prise de données en janvier 2010. Cette dernière a été suivie par une seconde campagne de mesures en 2011, interrompue brusquement en mars de la même année par un tremblement de terre survenu au large de la côte est du Japon. Pendant ces deux périodes de prise de données, j'ai notamment participé, à Kamioka,

à la surveillance du détecteur Super-Kamiokande.

Cette thèse, intitulée "*Etude des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ auprès de l'expérience T2K*" reprend les analyses faites par la collaboration T2K menant aux résultats de physique publiés en 2011 sur les mesures des paramètres d'oscillation. J'ai plus particulièrement contribué à l'étude de la composante intrinsèque en ν_e du faisceau de neutrinos, qui représente le bruit de fond principal dans l'étude des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Cette étude a été faite en utilisant les données de 2010 et 2011 récoltées par le détecteur proche. La contamination en neutrinos électroniques, présents dès la création du faisceau, est estimée à environ un pourcent du flux total de neutrinos produits. Les données des sous-détecteurs FGD et TPC du ND280 sont utilisées dans l'analyse afin d'effectuer une sélection d'interactions de ν_e et de ν_μ par courant chargé. Le rapport de ces deux mesures permet de contrôler la valeur de la contamination du faisceau en neutrinos électroniques.

Une partie importante de mon travail a également été dédiée à l'étude de l'alignement des modules Micromegas utilisés par les détecteurs TPC, dont le groupe de Saclay a été fortement impliqué dans la conception et la construction. Pour cela j'utilise des traces rectilignes laissées par le passage des rayons cosmiques dans les TPC afin de connaître avec précision les défauts d'alignement des modules. Ces défauts constituent une source d'incertitude sur la mesure de l'impulsion des particules chargées dans les TPC.

Le manuscrit est construit de la façon suivante. Le premier chapitre est une introduction à la physique du neutrino dans le cadre du modèle standard et au-delà, ainsi qu'au phénomène d'oscillation. Le deuxième chapitre présente le parcours expérimental dédié à la mesure des paramètres d'oscillation de neutrinos, depuis les premières expériences de détection des neutrinos à nos jours, avec un regard particulier sur les expériences actuelles et futures de mesure de θ_{13} . Dans le troisième chapitre, le dispositif expérimental de l'expérience T2K est décrit en détail. Le quatrième chapitre présente l'étude que j'ai effectuée sur l'alignement des modules Micromegas des détecteurs TPC du détecteur ND280. Le cinquième chapitre décrit l'analyse d'apparition de ν_e effectuée par la collaboration T2K pour la mesure de θ_{13} avec les données récoltées en 2010 et 2011, et présente les résultats publiés. Enfin, le sixième chapitre a pour objet l'analyse que j'ai réalisée sur la contamination du faisceau en neutrinos électroniques, en utilisant les données du détecteur proche.

Chapitre 1

Les neutrinos et le phénomène d'oscillation

Les neutrinos sont des particules élémentaires qui entrent dans le cadre du modèle standard de la physique des particules. Cependant, ils sont également une preuve expérimentale de la nécessité d'une physique au delà de celui-ci. En effet, le phénomène d'oscillation des neutrinos fut observé en 1998 par l'expérience Super-Kamiokande prouvant ainsi que les neutrinos sont des particules massives, ce qui n'est pas prédit par le modèle standard.

Dans ce chapitre, nous présentons brièvement l'histoire de la découverte du neutrino, de sa place dans le modèle standard et des extensions nécessaires pour leur générer une masse. Le formalisme des oscillations est ensuite exposé, pour une propagation dans le vide ou dans la matière, avant de finir par la question ouverte de l'existence des neutrinos stériles.

1.1 Les neutrinos dans le modèle standard

1.1.1 Découverte du neutrino

Le neutrino fut proposé en 1930 par Wolfgang Pauli [1], comme solution de secours au problème de l'apparente non-conservation de l'énergie de la désintégration β . A cette époque, l'observation d'un spectre continu de l'électron émis lors d'une désintégration β remettait en cause le principe de conservation de l'énergie dans ce processus. L'électron était supposé être émis en emportant toute l'énergie dégagée par le noyau qui se désintègre, et devait donc proposer un spectre mono-énergétique. Pauli proposa alors que la désintégration β émettait une autre particule en compagnie de l'électron, mais que celle-ci échappait aux instruments de détection. Cette particule, électriquement neutre, fut premièrement appelé neutron avant de prendre définitivement le nom de neutrino¹, le "petit neutre" en italien, lorsqu'en 1934 Fermi publia sa théorie des interactions faibles [3].

Le neutrino ne fut mis en évidence expérimentalement que 26 ans plus tard, en 1956, par Cowan et Reines [4]. Ils utilisèrent la réaction β inverse prédite par la théorie de Fermi : $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$, pour détecter les antineutrinos produits par le réacteur nucléaire de Savannah River aux Etats-Unis. Le détecteur de l'expérience était constitué de 4200 litres de scintillateur liquide et mesura une moyenne de trois interactions par heure. L'expérience confirme que le neutrino possède une section efficace très

¹Entre temps, en 1932, Chadwick mis en évidence le neutron [2] tel qu'on le connaît aujourd'hui.

1. LES NEUTRINOS ET LE PHÉNOMÈNE D'OSCILLATION

faible, de l'ordre de 10^{-38}cm^2 , ce qui explique qu'il ait échappé si longtemps à toute mesure expérimentale de l'époque. Sa masse apparaît donc être extrêmement faible et fut considérée comme nulle dans plusieurs modèles théoriques, dont le modèle standard.

Découverte des différents saveurs

En 1962, une expérience du Brookhaven National Laboratory (USA) observant la désintégration de pions mit en évidence la présence d'un type de neutrino associé au muon [5] (et non à l'électron comme celui de l'expérience de Cowan et Reines). Dans cette expérience, les interactions de neutrinos issus de la désintégration de pions furent étudiées et montrèrent la création de muons. Ceci fut considéré comme la première observation d'interactions par courant chargé d'une deuxième saveur de neutrino, le ν_μ .

Il fallut attendre l'an 2000 pour mettre en évidence une troisième saveur de neutrino, attendue pour compléter la symétrie avec les trois familles de leptons. En effet, depuis la découverte du lepton τ en 1975, l'existence d'une troisième saveur de neutrino était fortement supposée. La première observation d'une interaction de ν_τ fut faite auprès de l'expérience DONUT [6] au Fermilab. La difficulté principale pour mettre en évidence cette saveur provient de la difficulté à obtenir la résolution spatiale suffisante pour détecter le lepton τ issu de l'interaction par courant chargé d'un neutrino ν_τ . La masse du lepton τ étant de $\simeq 1,8 \text{ GeV}/c^2$, il se désintègre très rapidement, en quelques millimètres. Cette expérience utilisa ainsi la détection par émulsion, et 4 événements ν_τ furent observés.

Limite sur le nombre de saveurs

Le nombre de trois saveurs de neutrinos fut prédit avant même la découverte du ν_τ par l'expérience DONUT. Dès 1991, l'étude du boson Z^0 dans les expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL de l'accélérateur LEP au CERN a permis de contraindre le nombre de saveurs de neutrino contribuant à la largeur de désintégration du boson [7]. Ainsi le nombre de saveurs, N_ν , fut estimé égal à

$$N_\nu = \frac{\Gamma_{\text{inv}}}{\Gamma_l} \left(\frac{\Gamma_l}{\Gamma_\nu} \right)_{\text{MS}} = 2,9840 \pm 0,0082 \quad (1.1)$$

où Γ_l est la contribution à la largeur de désintégration due aux différents leptons, Γ_ν est la contribution théorique dépendant d'une saveur de neutrino et Γ_{inv} est la contribution non mesurable dans le détecteur. On peut voir sur la figure 1.1 que les mesures de largeur du Z^0 sont en très bon accord avec l'hypothèse de l'existence de trois saveurs de neutrinos.

Cette mesure n'est cependant qu'une contrainte sur le nombre de saveurs de neutrinos légers interagissant par interaction faible. En effet, l'existence de neutrinos ne se couplant pas au Z^0 n'est pas exclue¹, pas plus que l'existence de neutrinos de plus de $\simeq 45,5 \text{ GeV}/c^2$ qui ne peuvent être créés par désintégration du Z^0 .

1.1.2 Formalisme dans le modèle standard

Dans le modèle standard (MS), toute la matière ordinaire se résume à douze particules élémentaires appelées fermions², dont le neutrino fait partie. Ces particules sont arrangées en deux catégories de trois familles (voir table 1.1) : les quarks et les leptons. Dans la matière environnante seule la première famille est stable, les familles plus massives se désintégrant naturellement en la première.

Le modèle standard décrit également la relation entre la matière et trois des quatre forces fondamentales - électromagnétique, faible et forte - dans le même formalisme, celui des théories de jauge. Il est

¹Ces neutrinos sont dits "stériles" et ont été supposés pour expliquer certains résultats récents (vois section 1.4).

²Fermions : particules de spin demi-entier

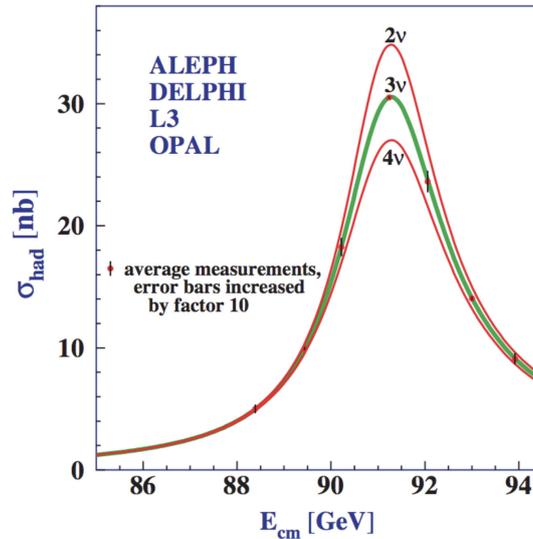


Figure 1.1: Section efficace de production hadronique à l'énergie de résonance de la masse du Z^0 . Les courbes représentent les valeurs attendues selon différents nombres de saveurs de neutrinos. Les points correspondent aux mesures et coïncident avec la valeur attendue pour trois saveurs.

Fermions				Charge	Bosons			Charge	Interaction
quarks	u	s	t	+2/3	γ	0	Electromagnétique		
	d	c	b	-1/3	W^\pm	± 1	Faible		
leptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	Z^0	0	Faible		
	e	μ	τ	-1	g	0	Forte		

Table 1.1: Tableau des particules élémentaires du Modèle Standard divisé en deux catégories : fermions (spin demi-entier) et bosons (spin entier).

fondé sur la symétrie $U(1)_Y \times SU(2)_L \times SU(3)_C$. Dans ce formalisme une force correspond à l'échange de particules vecteurs, les bosons¹, qui émergent de ces symétries. Le groupe $SU(3)_C$ correspond au groupe de jauge de la force forte, transportée par 8 bosons appelés gluons. Cette force est décrite par la théorie de la chromodynamique quantique (QCD). L'indice C signifie "couleur", qui est le nom donné à la charge conservée par cette symétrie. Les quarks sont les seules particules de matière sensibles à cette force forte, qui est à l'origine de la cohésion des hadrons.

Le terme $U(1)_Y \times SU(2)_L$ correspond à l'interaction électrofaible développée par Glashow, Weinberg et Salam [8, 9, 10]. Cette interaction se découple à basse énergie pour donner la force électromagnétique, transportée par le photon γ et l'interaction faible transportée par les bosons W^\pm et Z^0 . Le terme $U(1)_Y$ correspond au groupe de symétrie de l'hypercharge². Le terme $SU(2)_L$ est identifiable à l'interaction faible, et est ressentie par tous les leptons. En particulier le neutrino, qui est un lepton neutre, n'est sensible qu'à cette interaction. Elle est dite faible car son effet est beaucoup plus faible que celle des

¹Bosons : particules de spin entier

²L'hypercharge est liée à la charge électrique Q par la relation de Gell-Mann Nishijima : $Q = I_3 + Y/2$, où I_3 est la troisième composante de l'isospin.

1. LES NEUTRINOS ET LE PHÉNOMÈNE D'OSCILLATION

autres forces, et sa portée est limitée à cause de ses bosons vecteurs massifs¹. L'indice L de $SU(2)_L$ signifie "left" afin d'exprimer que les leptons subissent l'interaction faible sous la forme d'un doublet (lepton-neutrino) de chiralité gauche et un singlet lepton de chiralité droite :

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L$$

$$e_R \quad \mu_R \quad \tau_R$$

Le neutrino droit, ν_R n'apparaît donc pas dans ce formalisme. Ceci a été introduit en conséquence des expériences de Wu [11] et de Goldhaber [12] respectivement en 1957 et 1958, qui ont mis en évidence la non-conservation de la parité de l'interaction faible. Ces expériences ont observé une asymétrie dans la désintégration β de noyaux de ^{60}Co et de ^{152}Eu dans un système symétrique par parité. L'expérience de Goldhaber a également mesuré que le neutrino était toujours d'hélicité gauche. Ainsi pour un neutrino, dont la masse est si petite qu'elle fut considérée comme nulle à l'époque, l'hélicité est approximée à la chiralité et le neutrino droit n'a pas été inclut dans le formalisme.

1.2 La question de la masse des neutrinos

Le phénomène d'oscillation (présenté dans la section 1.3) étant une preuve expérimentale que les neutrinos sont bien massifs, des extensions du modèle standard sont utilisées pour introduire des termes de chiralité droite (gauche) aux neutrinos (antineutrino) afin de leur construire des termes de masse. Voyons comment ces termes apparaissent dans les hypothèses où les neutrinos sont des particules de Dirac ou de Majorana.

1.2.1 Les termes de masse : Dirac ou Majorana

Dans le Modèle Standard, la masse des fermions dérive du mécanisme de Higgs au travers du couplage des champs fermioniques avec le doublet de Higgs : c'est le couplage de Yukawa. On note un champ fermionique ψ (bi-spinneur) pouvant être décomposé selon ses composantes de chiralité gauche et droite (spineurs de Weyl) respectivement

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi \quad \text{et} \quad \psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\psi \quad (1.2)$$

telles que $\psi = \psi_L + \psi_R$. Le lagrangien de Dirac donne comme terme de masse [13]:

$$-m_f \bar{\psi}\psi = -m_f(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L). \quad (1.3)$$

La valeur de la masse est un paramètre libre du modèle, donnée par la valeur du couplage du fermion au Higgs. La masse conférée aux fermions est alors égale à

$$m_\alpha = \frac{y_\alpha^f v}{\sqrt{2}} \quad (\alpha = e, \mu, \tau, u, d, s, c, t, b) \quad (1.4)$$

où y_α^f est la valeur du couplage de Yukawa du fermion α au champ de Higgs et v est la valeur du potentiel attendue du vide provenant de la brisure de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

¹La masse des bosons $Z^0 = 91,1875 \pm 0,0023 \text{ GeV}/c^2$ et $W^\pm = 80,412 \pm 0,042 \text{ GeV}/c^2$ sont d'ailleurs utilisées comme des mesures de précision sur la validité du modèle standard.

Pour appliquer le mécanisme décrit ci-dessus au secteur des neutrinos, il faut étendre le modèle standard en introduisant une composante droite (gauche) aux saveurs de neutrinos (antineutrinos). Un terme de masse émerge alors naturellement :

$$\mathcal{L}_{\text{masse}}^D = -m_D \bar{\nu}_R \nu_L + h.c. \quad (1.5)$$

(h.c. signifiant hermitique conjugué). Ce terme est appelé terme de masse de Dirac. Il est invariant sous une symétrie U(1) globale et conserve ainsi le nombre leptonique.

Une autre manière de générer un terme de masse est possible pour des particules de Majorana [14]. Dans cette description, une particule est sa propre antiparticule ¹, ce qui implique la relation

$$\nu^C = C(\bar{\nu}^T) \quad (1.6)$$

où C est l'opérateur de conjugaison de charge (faisant passer une particule en son antiparticule). Ainsi si ν est de chiralité droite, ν^C est de chiralité gauche et inversement. On peut alors montrer que

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Masse}}^{M,L} &= -\frac{m_L}{2} \bar{\nu}_L (\nu_L)^C + h.c. \\ \mathcal{L}_{\text{Masse}}^{M,R} &= -\frac{m_R}{2} \bar{\nu}_R (\nu_R)^C + h.c. \end{aligned} \quad (1.7)$$

sont des invariants de Lorentz assimilables à des termes de masse. Ces termes sont dits de Majorana, et les termes m_R et m_L sont appelées masses de Majorana. Ces termes sont différents des termes de masse de Dirac car ils n'ont pas de symétrie U(1) globale. Ils autorisent donc la violation de la conservation du nombre leptonique.

Détermination de la nature du neutrino

Des expériences sont actuellement menées pour déterminer la nature du neutrino, Dirac ou Majorana. Celles-ci portent sur la recherche de l'observation du processus de double désintégration β sans neutrino ($2\beta 0\nu$). Ce processus a été proposé par W.H. Furry en 1939 [15], et fait intervenir les réactions du type

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- . \quad (1.8)$$

A la différence d'une double désintégration beta avec émission de neutrinos ($2\beta 2\nu$), ce processus n'est possible que si les neutrinos ont un terme de masse de Majorana, c'est à dire que le neutrino est sa propre antiparticule, comme le montre le diagramme présenté sur la figure 1.2. On peut également observer sur cette figure la différence entre le spectre attendu des électrons dans le cas de double désintégration β avec ou sans neutrino. Dans le cas d'une $2\beta 0\nu$, seuls deux électrons sont émis dans l'état final et la réaction est alors signée par un spectre des deux électrons monoénergétiques, correspondant à l'énergie de masse perdue entre les deux noyaux. Ce phénomène est analogue au problème du spectre de la désintégration β qui a conduit à postuler l'existence du neutrino. Si un tel spectre monochromatique était observé, cela signifierait la violation de la conservation du nombre leptonique total, et donc que le neutrino est de Majorana.

Les expériences actuelles telles que NEMO3 [16] ont été capable de mesurer avec précision des signatures de $2\beta 2\nu^2$ mais n'ont pour le moment pas mis en évidence le processus de $2\beta 0\nu$. La meilleure limite est actuellement donnée par l'expérience Heidelberg-Moscow [17] sur la désintégration de ^{76}Ge , avec une limite $T_{1/2}^{2\beta 0\nu} = 1,9 \cdot 10^{25}$ ans à 90% de niveau de confiance. De nouvelles expériences telles que CUORE [18], GERDA [19], MAJORANA [20] et SuperNEMO [21], sont en cours d'élaboration pour améliorer la sensibilité à ce processus de deux ordres de grandeur dans les prochaines années.

¹Ceci n'est possible que pour des particules de charge nulle. Le neutrino est donc le seul fermion de Majorana possible.

²Par exemple, NEMO3 a mesuré le temps de vie de la réaction $^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo} + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$, $T_{1/2}^{2\beta 2\nu} = [2,35 \pm 0,14(\text{stat}) \pm 0,16(\text{syst})]10^{19}$ ans.

1. LES NEUTRINOS ET LE PHÉNOMÈNE D'OSCILLATION

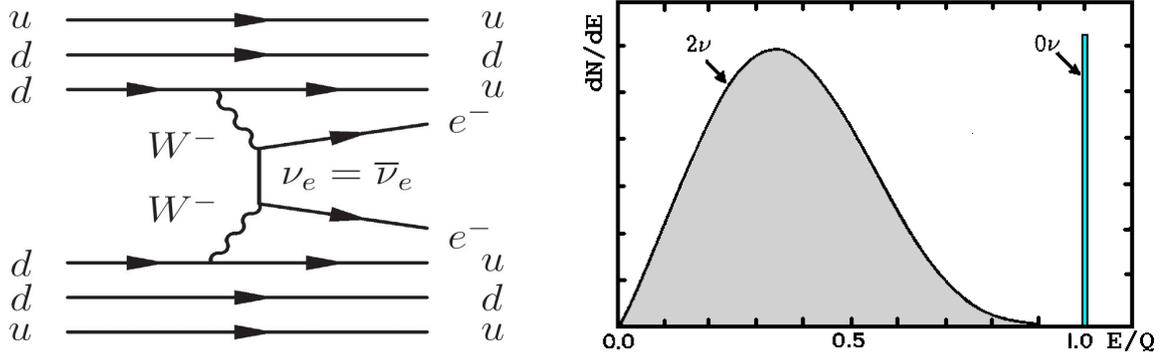


Figure 1.2: A gauche : Processus de double désintégration beta sans émission de neutrino par échange d'un neutrino de Majorana léger. A droite : Distribution du spectre des électrons pour les processus $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$.

1.2.2 Le mécanisme de la bascule (See-saw)

Nous venons de montrer deux descriptions permettant de faire apparaître une masse aux neutrinos du modèle standard, celles de Dirac et Majorana. La première nécessite l'existence de neutrinos droits (ν_R) tandis que la seconde nécessite que les particules soient de Majorana. Il est possible de regrouper ces deux descriptions (voir figure 1.3). On peut alors écrire le terme de Dirac-Majorana [13] :

$$\mathcal{L}_{masse}^{D+M} = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_L & \bar{\nu}_L^C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_R^C \\ \nu_R \end{pmatrix} + h.c. \quad (1.9)$$

où m_D est la masse de Dirac définie par l'éq. 1.5, m_L et m_R sont les masses de Majorana définies dans l'éq. 1.7. La diagonalisation de la matrice permet de déterminer les valeurs propres de masse correspondantes à ce lagrangien :

$$m_{\pm} = \frac{1}{2} \left(m_L + m_R \pm \sqrt{(m_L - m_R)^2 + 4m_D^2} \right). \quad (1.10)$$

Les états propres de masse ν_{\pm} sont désormais des mélanges des états ν_L et ν_R avec l'angle de mélange θ tel que

$$\tan 2\theta = \frac{2m_D}{m_R - m_L}. \quad (1.11)$$

Il peut alors être intéressant de considérer certains cas :

1. $m_L = m_R = 0$ ($\theta = 45^\circ$), alors $m_{+,-} = m_D$, les deux états de masse sont dégénérés à un signe près. Ce cas reconduit à la description purement Dirac du neutrino.
2. $m_D = 0$ ($\theta = 0$) : dans ce cas $m_{+,-} = m_{L,R}$, ceci nous ramène à la description purement Majorana du neutrino.
3. $m_R \gg m_D, m_L = 0$ ($\theta = (m_D/m_R) \ll 1$): les deux valeurs propres de masse sont alors

$$m_{\nu} = m_{-} = \frac{m_D^2}{m_R} \quad m_N = m_{+} = m_R \left(1 + \frac{m_D^2}{m_R^2} \right) \approx m_R. \quad (1.12)$$

C'est ce qu'on appelle le mécanisme de la bascule (ou See-saw) [22, 23, 24]. Le terme m_{ν} correspond ainsi au neutrino gauche léger du modèle standard et il existerait un neutrino droit lourd,

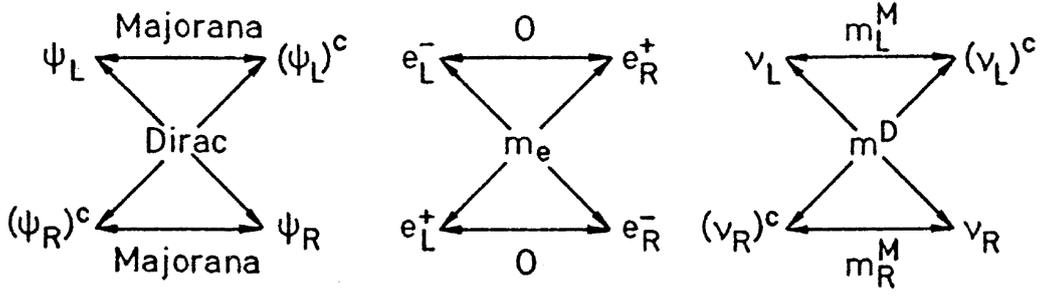


Figure 1.3: Schéma du couplage entre les différentes composantes d'un champ pour la création de masse de Dirac ou Majorana. A gauche, schéma général pour un champ avec ses composantes gauche et droite. Au milieu, représentation de la génération de masse pour un électron (forcément de Dirac à cause de sa charge électrique). A droite, schéma du couplage pour un neutrino qui est le seul lepton permettant tous les couplages possibles (de [13]).

$m_N \simeq m_R$, qui lui est associé. Pour obtenir la très faible masse du neutrino du MS, le neutrino lourd devrait posséder une masse proche de l'énergie de grande unification (GUT), ce qui expliquerait pourquoi ces neutrinos droits n'ont jamais été observés.

Le mécanisme de la bascule est particulièrement intéressant pour expliquer la très faible masse des neutrinos par rapport aux autres leptons, tout en générant une masse de Dirac m_D selon le mécanisme de Higgs du même ordre de grandeur que pour tous les autres fermions du modèle standard.

1.2.3 Mesures de la masse des neutrinos

Mesures en laboratoire

La masse absolue des neutrinos n'a encore pas été mesurée jusqu'à présent, mais plusieurs expériences cherchent à la déterminer. La recherche directe de cette masse repose sur l'étude de désintégrations β

$$\begin{aligned} \beta^- &: (A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e \\ \beta^+ &: (A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + e^+ + \nu_e. \end{aligned} \quad (1.13)$$

En négligeant l'énergie de recul des noyaux, l'énergie totale Q_β disponible dans la réaction est partagée entre l'électron et le neutrino. Le but des expériences de mesure de masse est de pouvoir observer la différence de position de la queue de distribution du spectre de l'électron, entre les valeurs Q_β et $Q_\beta - m_\nu c^2$, due à la masse effective du neutrino dans la désintégration (voir figure 1.4). On voit sur cette figure que la masse du neutrino a un impact sur l'énergie maximale emportée par l'électron. La mesure de ce point d'énergie maximale serait une mesure directe de la masse du neutrino électronique.

Du point de vue expérimental, il faut choisir un émetteur β de très faible Q_β et mesurer l'énergie de l'électron avec une très grande précision. L'isotope le plus utilisé dans ce genre d'expérience est le tritium 3H ($Q_\beta = 18,6$ keV). C'est le cas pour les expériences Mainz [26] et Troitsk [27]. La meilleure limite actuelle sur la masse de l'antineutrino électronique pour ce type d'expérience a été donnée par Mainz [28] avec une valeur de

$$m(\bar{\nu}_e) < 2,3 \text{ eV}/c^2 \quad \text{à 95\% de CL} \quad (1.14)$$

L'expérience KATRIN [25] est la prochaine génération d'expérience utilisant du tritium. KATRIN devrait atteindre une sensibilité sur $m(\bar{\nu}_e) < 0,20 \text{ eV}/c^2$.

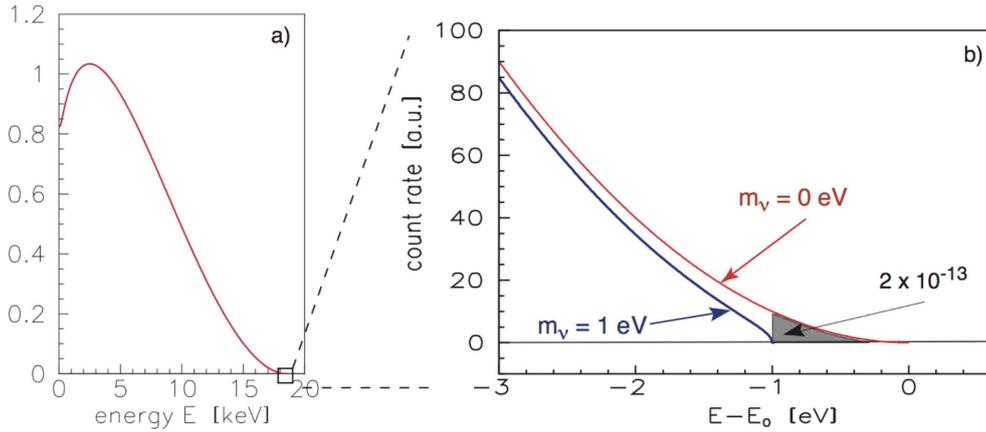


Figure 1.4: Spectre de l'électron émis lors d'une désintégration β (à gauche) et zoom sur la fin du spectre (à droite). Du fait que la masse du neutrino ne soit pas nulle, l'énergie maximale du spectre doit être abaissée (de [25]).

Les contraintes cosmologiques

Des contraintes sur la masse des neutrinos peuvent également être obtenues par des mesures de cosmologie. En effet l'univers est plongé dans un bain diffus de neutrinos reliques originaires du Big Bang, et c'est pourquoi bien que la masse absolue d'un neutrino soit très faible, ses effets pourraient tout de même être importants. En particulier, des effets survenus à l'instant du découplage des neutrinos dans l'univers primordial pourraient avoir eu des répercussions sur les structures à grande échelle. La mesure de la masse des neutrinos est cependant difficile à obtenir car fortement corrélée aux modèles cosmologiques utilisés pour sa détermination. Une limite publiée après l'analyse de 7 ans de données de WMAP sur le fond diffus cosmologique (CMB) et la distribution des galaxies donne ainsi comme valeur de la somme des masses des saveurs de neutrinos [29] :

$$\sum_k m_k < 0,58 \text{ eV}/c^2, \quad \text{à } 95\% \text{ de CL.} \quad (1.15)$$

1.3 Le phénomène d'oscillation des neutrinos

L'idée de l'oscillation des neutrinos a été proposée par Pontecorvo en 1957 [30]. Sur le modèle des oscillations $K^0 - \bar{K}^0$, il propose des oscillations neutrino-antineutrino car se sont des leptons neutres. L'idée est reprise puis développée en 1962 par Maki, Nakagawa et Sakata [31] sur le modèle du mélange des quarks et reformulée en tant que mélange entre les différentes saveurs des neutrinos.

1.3.1 Le mélange des saveurs

Dans l'hypothèse où les neutrinos seraient massifs, avec des états propres de masse non dégénérés, un mélange quantique entre états propres de saveur et états propres de masse est possible. Le formalisme de ce mélange est décrit par la matrice unitaire de Pontecorvo, Maki, Nakagawa et Sakata (PMNS), $U_{\text{PMNS}} = U$, telle que

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.16)$$

avec ν_α ($\alpha = e, \mu, \tau$) les états propres de saveur du neutrino participant à l'interaction faible et ν_i ($i = 1, 2, 3$) les états propres de masses gouvernant la propagation de la particule. Pour les antineutrinos, le mélange se fait en utilisant le complexe conjugué de la matrice $U \rightarrow U^*$

Les coefficients $U_{\alpha i}$ forment une matrice $n \times n$ (avec $n = 3$ dans notre cas) d'éléments complexes

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}. \quad (1.17)$$

Cette matrice est paramétrisée par n^2 coefficients complexes, i.e. $2n^2$ nombres réels. La condition d'unitarité $U^\dagger U = 1$ ajoute une contrainte sur ces paramètres pour ne laisser finalement que $(n-1)^2$ paramètres indépendants, que l'on peut définir en $\frac{1}{2}n(n-1)$ angles de mélange et $\frac{1}{2}(n-1)(n-2)$ phases complexes. Nous pouvons dès lors réécrire cette matrice comme le produit de $\frac{1}{2}n(n-1)$ matrices de rotation \mathcal{O}_{ij} (avec $i < j$) associées aux angles de mélange θ_{ij} , et de $\frac{1}{2}(n-1)(n-2)$ phases associées aux matrices \mathcal{O}_{ij} telles que $(j-i) \geq 2$.

Pour le mélange de neutrinos, il existe donc trois angles de mélange $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ correspondant respectivement à trois matrices de rotation $\mathcal{O}_{12}, \mathcal{O}_{23}$ et \mathcal{O}_{13} , ainsi qu'une phase complexe unique, δ , pouvant être à l'origine d'une possible violation de CP par les neutrinos. On peut alors choisir de paramétriser la matrice PMNS en associant la phase δ à la matrice \mathcal{O}_{13} par la transformation

$$\mathcal{O}'_{13} = P_\delta^\dagger \mathcal{O}_{13} P_\delta \quad (1.18)$$

où $P_\delta = \text{diag}(e^{i\delta}, 1, 1)$. Finalement, la matrice $U = \mathcal{O}_{12} \mathcal{O}'_{13} \mathcal{O}_{23}$ peut être écrite sous la forme

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

où $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$. La matrice peut encore s'écrire sous une forme développée

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}. \quad (1.20)$$

Dans le cas où les neutrinos seraient de Majorana, deux phases supplémentaires s'ajoutent à la matrice U . On appelle ces phases les phases de Majorana. Ainsi la matrice U serait transformée en

$$U \longrightarrow U \times \text{diag}(1, e^{i\alpha}, e^{i\beta}) \quad (1.21)$$

Cependant ces phases ne jouent aucun rôle dans le phénomène d'oscillation.

1.3.2 Propagation dans le vide

A partir de l'équation 1.16, on calcule qu'un neutrino dans un état $|\nu_\alpha(0)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle$ à un instant $t = 0$, évolue dans le temps tel que

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{-i(E_i t - p_i L)} |\nu_i\rangle. \quad (1.22)$$

1. LES NEUTRINOS ET LE PHÉNOMÈNE D'OSCILLATION

Avec un nouveau changement de base, on remarque qu'un neutrino qui se propage est dans un état de superposition linéaire de toutes les saveurs.

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{\alpha'} \left(\sum_i U_{\alpha'i} e^{-i(E_i t - p_i L)} U_{\alpha'i}^* \right) |\nu_{\alpha'}\rangle. \quad (1.23)$$

La proportion des états est donnée en fonction de E , p , la longueur L parcourue pendant un temps t . La probabilité de détecter le neutrino initialement dans l'état α dans un état β est alors

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \left| \sum_i U_{\alpha'i} e^{-i(E_i t - p_i L)} U_{\beta'i}^* \right|^2 \quad (1.24)$$

et peut être différente de zéro. Les neutrinos étant ultra-relativistes ($t L, p_i \gg m_i$ et $E \gg p_i$), on peut utiliser [32] l'approximation suivante pour exprimer l'énergie E_i

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \simeq p + \frac{m_i^2}{2p} \simeq p + \frac{m_i^2}{2E} \quad (1.25)$$

afin d'exprimer la probabilité d'oscillation dans une nouvelle saveur

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \left| \sum_i U_{\alpha'i} U_{\beta'i}^* e^{-i m_i^2 L / 2E} \right|^2 \quad (1.26)$$

que l'on peut également écrire

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = & \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha'i} U_{\beta'i}^* U_{\alpha'j}^* U_{\beta'j}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \\ & + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha'i} U_{\beta'i}^* U_{\alpha'j}^* U_{\beta'j}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right), \end{aligned} \quad (1.27)$$

avec le paramètre $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$. De manière évidente, la probabilité de survie d'une saveur est alors égale à

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha} = 1 - \sum_{\beta \neq \alpha} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}. \quad (1.28)$$

Oscillations à deux saveurs

Comme l'équation 1.27 peut être compliquée à manipuler, il est souvent possible de faire l'approximation d'un mélange entre deux saveurs uniquement. Sous cette hypothèse, la matrice de mélange peut être paramétrisée comme une matrice de rotation 2×2 avec juste un angle de mélange et sans phase complexe,

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}. \quad (1.29)$$

Ainsi la probabilité d'apparition devient

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (1.30)$$

et la probabilité de survie de la saveur initiale est

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right). \quad (1.31)$$

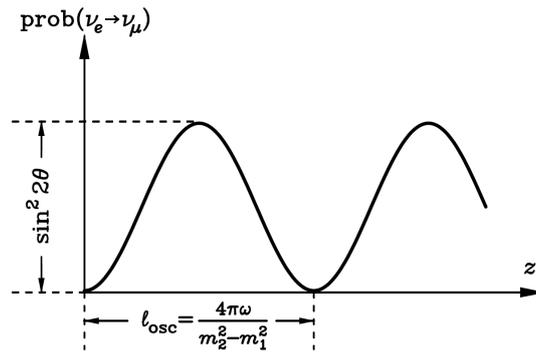


Figure 1.5: Exemple de probabilité d'oscillation dans le cadre à deux saveurs. L'amplitude de l'oscillation est proportionnelle à l'angle de mélange tandis que la période est proportionnelle à la différence de masse au carré.

La représentation d'une probabilité d'apparition est schématisée sur la figure 1.5. C'est parce que les probabilités d'apparition et de survie ont un comportement sinusoïdal que l'on parle "d'oscillation" des neutrinos. La fréquence de l'oscillation sera déterminée par le facteur Δm^2 et la valeur du rapport L/E , tandis que l'amplitude de l'oscillation est gouvernée par la valeur du sinus au carré de l'angle de mélange, $\sin^2 2\theta$.

Afin de traiter numériquement les formules d'oscillation, il est pratique d'exprimer certaines variables en unités usuelles : l'énergie E en GeV, la distance parcourue L en km et les différences de masses Δm^2 en eV^2/c^4 . On transforme la phase de la formule d'oscillation telle que (en faisant réapparaître les variables naturelles c et \hbar)

$$\begin{aligned} \Delta m_{jk}^2 \frac{L}{4E} &= \frac{1}{4\hbar c} \Delta m_{jk}^2 c^4 \frac{L}{E} \\ &= 1,27 \Delta m_{jk}^2 (eV^2/c^4) \frac{L(km)}{E(GeV)}. \end{aligned} \quad (1.32)$$

1.3.3 Les oscillations dans la matière

La section efficace du neutrino étant très petite, on peut s'attendre à ce que son passage dans de la matière ne change pas sa propagation. En fait le neutrino subit quand même deux types de diffusions dues au milieu [33]; une diffusion incohérente, qui peut être négligée, et une diffusion cohérente, qui modifie sa propagation et sa manière d'osciller.

Pour la diffusion incohérente, un simple calcul d'ordre de grandeur nous permet de voir que le libre parcours moyen (l) d'un neutrino de section efficace de l'ordre de $\sigma \simeq 10^{-38} \text{ cm}^2$ (on fait l'approximation que la section efficace ne dépende pas de l'énergie) dans un milieu de densité N est donné par

$$l \simeq \frac{1}{N\sigma} \simeq \frac{10^{38} \text{ cm}^2}{(N/\text{cm}^3)}. \quad (1.33)$$

Pour la Terre d'une densité, $N \simeq N_A \simeq 10^{24} \text{ cm}^{-3}$, le libre parcours moyen est bien supérieur au diamètre de la Terre. La Terre est donc transparente pour ce genre de diffusion.

Il existe également une diffusion cohérente provenant d'interactions cohérentes avec le milieu constitué principalement d'électrons, par l'échange de W^\pm ou de Z^0 . Ces interactions peuvent être représentées par un potentiel effectif, V_{CC} et V_{NC} pour les interactions par courant chargé ou courant neutre

1. LES NEUTRINOS ET LE PHÉNOMÈNE D'OSCILLATION

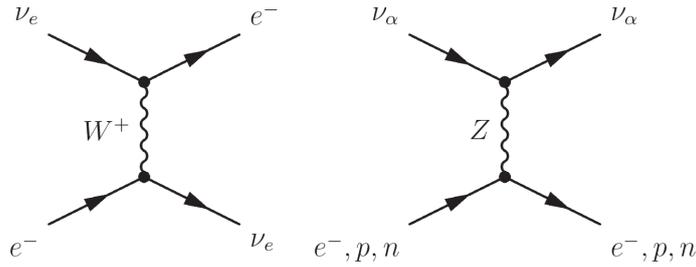


Figure 1.6: Diagramme au premier ordre d'interactions par courant chargé (à gauche) et neutre (à droite) du neutrino avec la matière. A droite, le paramètre α correspond aux saveurs e, μ, τ .

respectivement. Les diagrammes de Feynman responsables de ce potentiel sont représentés sur la figure 1.6. Les courants neutres sur les électrons de la matière affectent toutes les saveurs de neutrinos de la même manière, tandis que les courants chargés n'interviennent que pour les neutrinos électroniques. Dans un milieu globalement électriquement neutre avec des charges distribuées uniformément, les potentiels V_{CC} et V_{NC} peuvent être calculés respectivement en fonction de la densité d'électron N_e du milieu, de la densité de neutrons N_n ¹ et de la constante de Fermi G_F

$$V_{CC} = \sqrt{2}G_F N_e \quad \text{et} \quad V_{NC} = -\frac{1}{\sqrt{2}}G_F N_n. \quad (1.34)$$

L'hamiltonien H de la propagation est donc modifié tel que

$$H = H_{\text{vide}} + H_{\text{matière}} \quad (1.35)$$

avec

$$H_{\text{matiere}} = \begin{pmatrix} V_{CC} + V_{NC} & 0 & 0 \\ 0 & V_{NC} & 0 \\ 0 & 0 & V_{NC} \end{pmatrix}. \quad (1.36)$$

Comme on ne peut pas observer les fonctions d'ondes des neutrinos mais seulement les probabilités d'oscillation, tous les termes proportionnels à la matrice identité dans la base de masse vont donner la même phase. On peut donc s'en débarrasser. L'hamiltonien effectif est alors

$$H_{\text{matière}} = \begin{pmatrix} V_{CC} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.37)$$

C'est Wolfenstein qui introduisit la diffusion cohérente des neutrinos lors de leur passage dans un milieu en 1978 [34]. Ce potentiel est équivalent à un indice de réfraction et influe sur l'oscillation.

A noter que pour les antineutrinos, le signe du potentiel doit être changé : $V \rightarrow -V$.

Suite aux travaux de Wolfenstein, Mikheyev et Smirnov ont étudié en 1986 [35] la possibilité d'une résonance dans la probabilité d'oscillation. L'effet de matière étant dû à l'échange de bosons électrofaibles, on peut écrire l'équation d'évolution d'un neutrino dans la matière dans la base des saveurs (ici avec un exemple de mélange à deux saveurs)

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta_V + \frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_e & \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta_V \\ \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta_V & \frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta_V - \frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (1.38)$$

¹Pour le potentiel du courant neutre, les charges de protons et d'électrons s'annulent

où θ_V est l'angle de mélange dans le vide. Les états propres solutions de cette équation d'évolution sont de la forme

$$\begin{pmatrix} \nu'_1 \\ \nu'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_m & -\sin \theta_m \\ \sin \theta_m & \cos \theta_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (1.39)$$

avec θ_m l'angle de mélange effectif dans la matière.

On peut alors déduire des équations 1.38 et 1.39 une expression de θ_m et Δm_m^2

$$\sin^2 2\theta_m = \frac{\sin^2 2\theta_V}{\sin^2 2\theta_V + (\cos 2\theta_V - R)^2} \quad (1.40)$$

et

$$\Delta m_m^2 = \Delta m_V^2 \sqrt{\sin^2 2\theta_V + (\cos 2\theta_V - R)^2} \quad (1.41)$$

avec

$$R = \frac{2\sqrt{2}G_F N_e E}{\Delta m_V^2}. \quad (1.42)$$

Il est donc possible de se trouver dans des conditions où les oscillations deviennent résonantes. Ainsi il existe une densité critique en électron, N_e^C , dans le milieu

$$N_e^C = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta_V}{2\sqrt{2}G_F E} \quad (1.43)$$

pour laquelle le mélange est maximal ($\theta_m = \pi/4$), quelle que soit la valeur de l'angle dans le vide.

1.3.4 Connaître la hiérarchie de masse

Dans le cadre des oscillations à trois saveurs, les différences de masse au carré des trois états sont liées par la relation

$$\Delta m_{21}^2 + \Delta m_{32}^2 = \Delta m_{31}^2. \quad (1.44)$$

Grâce aux expériences sur les neutrinos solaires nous savons que les neutrinos électroniques subissent une résonance MSW dans le soleil, ce qui implique un Δm_{21}^2 de signe positif (convention). Cependant le signe de Δm_{31}^2 (et conséquemment le signe de Δm_{32}^2) est encore inconnu : c'est le problème de la hiérarchie de masse. En effet, aucune expérience n'a encore atteint la sensibilité suffisante pour mesurer ce signe. On appelle hiérarchie normale la configuration dans laquelle Δm_{31}^2 est positif ($m_3^2 > m_1^2$), et hiérarchie inverse la configuration où Δm_{31}^2 est négative (voir figure 1.7).

Théoriquement, une manière de déterminer si la hiérarchie de masse est normale ou inverse est de chercher les effets de matière dans les transitions dues à Δm_{31}^2 . Les équations 1.34 et 1.43 donnent la condition de résonance

$$\cos 2\theta_{13} = \pm \frac{2EV_{CC}}{\Delta m_{31}^2}, \quad (1.45)$$

où le +(-) vaut pour les (anti)neutrinos. Pour un signe donné de Δm_{31}^2 , l'égalité 1.45 peut être atteinte par les neutrinos ou les antineutrinos. Ainsi, déterminer si la résonance a lieu pour les neutrinos ou les antineutrinos permet de déterminer le signe de Δm_{31}^2 . Cette mesure est un objectif principal des futures expériences d'oscillation de neutrinos.

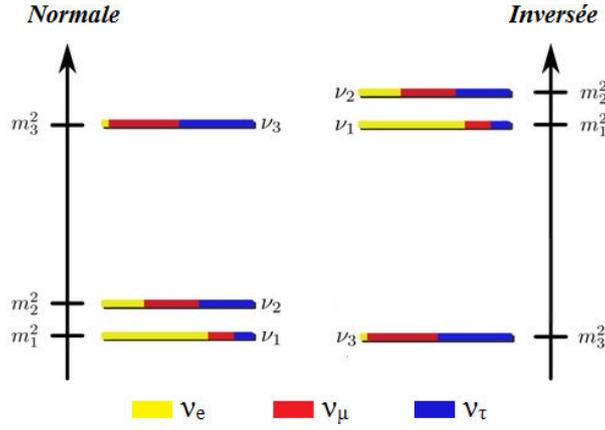


Figure 1.7: Les deux hiérarchies de masse possibles, normale et inverse. Les différentes couleurs représentent les compositions des états de masse en fonction des états de saveur avec les valeurs de mélange mesurées par différentes expériences (voir chapitre 2)

1.3.5 Violation de CP dans le secteur leptonique

La leptogénèse [36, 37] propose un cadre intéressant pour expliquer l'apparition de l'asymétrie matière-antimatière dans l'univers primordial. Un élément de cette théorie est la violation de CP dans le secteur leptonique. Bien qu'en général il n'y ait pas de lien entre la violation de CP à très haute énergie, nécessaire à la leptogénèse, et la violation de CP mesurée dans les expériences basse énergie, une observation de la violation de CP dans le secteur leptonique à travers les neutrinos serait une forte indication en faveur du mécanisme de la leptogénèse. Ainsi, une recherche intense est menée dans la direction d'expériences de haute précision capable de déterminer la violation de CP dans les oscillations de neutrinos (voir section 2.4)

La symétrie CP (composée de la symétrie C, la conjugaison de charge, et de la symétrie P, la parité spatiale) est la transformation qui change un neutrino gauche, ν_L , en son antiparticule l'antineutrino droit, $\bar{\nu}_R$. Si CP est conservée, la probabilité d'oscillation entre particules et antiparticules doit être identique :

$$\text{CP} : P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, t) = P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta, t). \quad (1.46)$$

La violation de CP se manifeste donc dans une différence des oscillations entre neutrinos et antineutrinos donnée, dans le vide, par [38]

$$\begin{aligned} \Delta P_{\alpha\beta}^{CP} &= P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, t) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta, t) \\ &= -16J_{\alpha\beta} \sin\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right) \sin\left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E}\right) \end{aligned} \quad (1.47)$$

avec

$$J_{\alpha\beta} = \text{Im} [U_{\alpha 1} U_{\alpha 2}^* U_{\beta 1}^* U_{\beta 2}] = \pm c_{12} s_{12} c_{23} s_{23} c_{13}^2 s_{13} \sin \delta$$

où le signe dépend des permutations cycliques (anticycliques) des indices de saveur (e, μ, τ). On peut remarquer que la grandeur J s'annule si un des angles de mélange est égal à zéro. Dans la matière, la mesure de la violation de CP est rendue plus compliquée par le fait que les probabilités d'oscillations entre neutrinos et antineutrinos sont différentes même avec une phase $\delta = 0$.

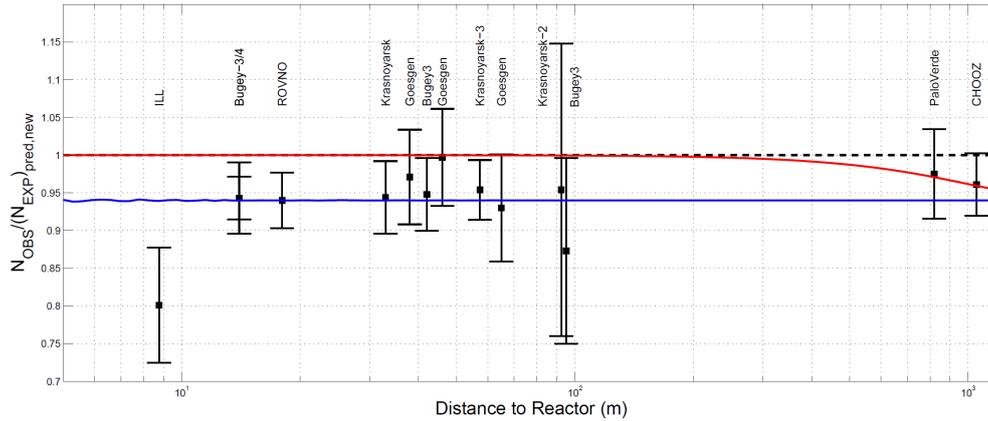


Figure 1.8: Résultats de différentes expériences réacteurs sur le rapport observé/attendu en prenant en compte l'anomalie. La courbe en rouge montre le signal attendu pour une oscillation à 3 saveurs avec $\sin^2 2\theta_{13} = 0,06$. La courbe bleue représente le signal attendu en incluant une quatrième famille avec les paramètres $\sin^2 2\theta_{new} = 0,16$ et $|\Delta m_{new}^2| > 1,5 \text{ eV}^2/c^4$.

1.4 La question des neutrinos stériles

Les résultats du LEP, présentés en début de chapitre, ont montré que seulement trois saveurs de neutrinos légers et actifs peuvent être émises lors de la désintégration du boson Z^0 . Cependant, cette mesure n'exclut pas la présence de neutrinos qui ne se coupleraient pas avec les bosons de jauge W^\pm et Z^0 , de tels neutrinos sont appelés stériles, ou de neutrinos lourds d'une masse supérieure à la moitié de la masse du Z^0 .

En 1995, l'expérience LSND, située au laboratoire de Los Alamos, observe un excès d'événements $\bar{\nu}_e$ dans un faisceau de $\bar{\nu}_\mu$ à $3,8\sigma$ [39]. Cet excès est compatible avec une oscillation à deux saveurs avec un Δm^2 de l'ordre de l'eV. Cette valeur de différence de masse signifierait l'existence d'une nouvelle saveur non observée en laboratoire, un neutrino stérile. Pour tester les résultats de LSND, l'expérience MiniBooNE a été conçue pour observer ces oscillations à basse énergie avec un faisceau de neutrinos et d'antineutrinos. L'analyse la plus récente de ces deux lots de données [40] fait apparaître un excès significatif ($3,8\sigma$) d'événements entre 200 MeV et 1250 MeV. Ces données sont compatibles avec les résultats de LSND dans la gamme $0,1 < \Delta m^2 < 1,0 \text{ eV}^2/c^4$.

De plus, de récents travaux [41] ont permis de recalculer le flux d'antineutrinos émis par un coeur de réacteur nucléaire, en recalculant la somme de toutes les branches β de tous les produits de fission pour les isotopes ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu . L'aboutissement de ces nouveaux calculs est une augmentation d'environ 3% du flux de $\bar{\nu}_e$ provenant d'un réacteur. A la suite de ces calculs, les résultats de plusieurs expériences ont été revus avec cette nouvelle prédiction de flux [42]. Toutes ont montré un déficit dans le nombre de neutrinos mesurés (voir figure 1.8) avec un rapport observé/attendu global de $0,937 \pm 0,027$.

Une des solutions proposées pour expliquer cette anomalie est l'existence d'une quatrième famille de neutrino, stérile, qui se couple à l'antineutrino électronique en oscillant sur une très courte distance. L'hypothèse de non-oscillation est exclue à plus de 99% et les paramètres mesurés sont tels que $|\Delta m_{new}^2| > 1,5 \text{ eV}^2/c^4$ (99%) et $\sin^2(2\theta_{new}) = 0,17 \pm 0,1$ (95%). Plusieurs expériences sont en train d'être étudiées pour vérifier cette hypothèse, notamment en utilisant des sources de grande activité dans les détecteurs de KamLAND ou de Daya Bay [43].

Chapitre 2

Phénoménologie du mélange des neutrinos et recherche de θ_{13}

Depuis la première expérience de détection de neutrino en 1956 par Cowan et Reines, beaucoup de recherches et de progrès ont été fait pour déterminer les propriétés des neutrinos. L'une des découvertes les plus importantes fut celle de l'oscillation des neutrinos faite par l'expérience Super-Kamiokande en 1998. Beaucoup d'expériences sur les oscillations sont menées actuellement, et de futures expériences sont en train d'être étudiées. Le but est d'améliorer notre connaissance de la matrice PMNS, en particulier sur l'angle de mélange θ_{13} jusqu'à récemment encore inconnu et sur la phase violation de CP, ainsi que d'établir la hiérarchie de masse.

Dans ce chapitre, nous reviendrons sur les principaux résultats ayant conduits à établir l'oscillation comme un fait expérimental, avec les anomalies des neutrinos solaires et atmosphériques. Ensuite nous décrirons les expériences en cours à la recherche de θ_{13} , auprès de réacteurs ou d'accélérateurs. Enfin nous ferons une rapide présentation des projets futurs d'expériences d'oscillations.

2.1 Les paramètres solaires : θ_{12} et Δm_{21}^2

2.1.1 Le soleil comme source de neutrinos

D'après le modèle standard solaire, développé à partir des années 60, le soleil tire son énergie de la fusion de son hydrogène. Près de 99% de l'énergie libérée provient la chaîne de réaction pp [44], schématisée sur la figure 2.1. Le bilan de la fusion de l'hydrogène peut être écrit comme



où l'on constate que deux neutrinos électroniques sont produits. D'autres neutrinos sont également produits lors de diverses réactions sur des éléments plus lourds découlant de cette réaction. Le soleil est donc une abondante source de neutrinos qui arrivent sur Terre avec un flux de $6 \cdot 10^{10} \nu/\text{cm}^2/\text{s}$. Le spectre des neutrinos émis est indiqué sur la figure 2.2 et décomposé selon les différentes réactions à leur origine. Ainsi depuis que ce modèle solaire fut admis, beaucoup d'expériences ont été menées pour détecter ces neutrinos solaires.

2. PHÉNOMÉNOLOGIE DU MÉLANGE DES NEUTRINOS ET RECHERCHE DE θ_{13}

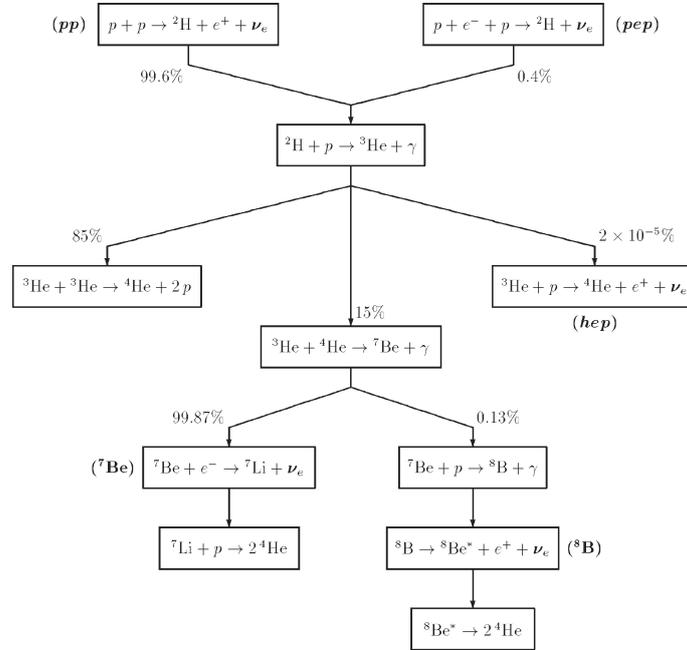


Figure 2.1: Tableau de la chaîne pp représentant le bilan de la production d'énergie dans le soleil, avec émission de neutrinos.

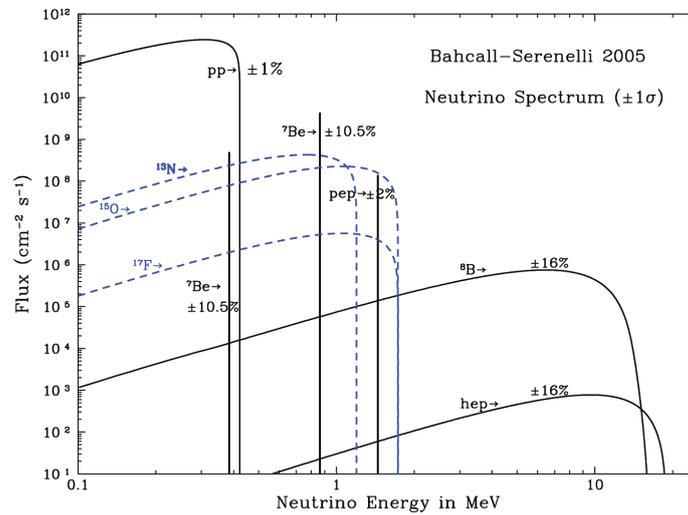


Figure 2.2: Flux de neutrinos solaires en fonction de l'énergie du neutrino, pour différentes réactions de production.

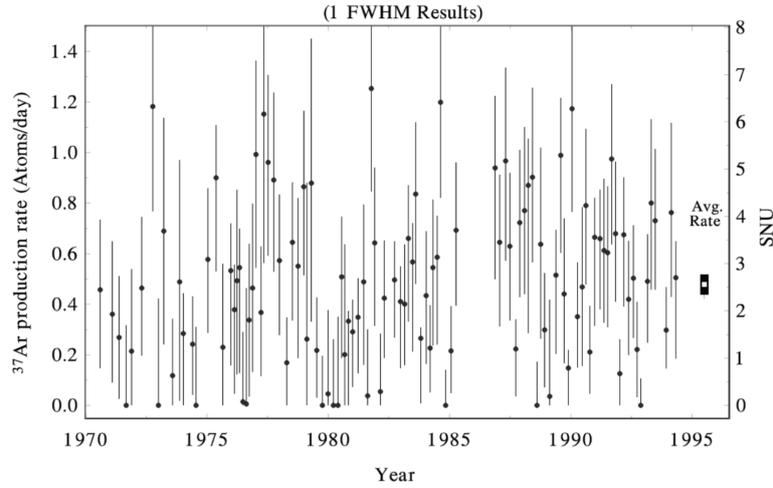


Figure 2.3: Taux de comptage moyen dans l'expérience Homestake. Les barres représentent les erreurs statistiques.

2.1.2 Détection des neutrinos solaires

L'expérience Homestake

Historiquement, l'expérience de Homestake [45] de Davis est la première expérience conçue pour détecter les neutrinos solaires. Cette expérience, dirigée par Davis et Bahcall, était située dans la mine de Homestake. Le but était de déterminer le flux de neutrinos électroniques émis par le soleil en utilisant la réaction



La réaction transforme un atome de chlore en isotope radioactif d'argon, qui peut ensuite être extrait en utilisant des procédés chimiques afin d'en faire le décompte. Le seuil de la réaction est de 0,814 MeV, ce qui implique que seuls les neutrinos provenant de ${}^8\text{B}$, de ${}^7\text{Be}$ et de fusion pp ont pu être détectés (voir fig 2.2). Une masse de 615 tonnes de perchloroéthylène¹ a été utilisée pour compenser le très faible taux d'interactions de neutrinos. La figure 2.3 montre le taux de comptage moyen d'interactions neutrino observé, égal à $2,56 \pm 0,23 \text{ SNU}^2$, ce qui correspondait à un tiers de ce que le modèle prédisait.

Les expériences SAGE et GALLEX

Deux nouvelles expériences, SAGE [46] et GALLEX/GNO [47], arrivèrent ensuite en utilisant une technique de détection au gallium. L'expérience SAGE s'est déroulée entre 1990 et 1993 dans l'observatoire à neutrino de Baksan en Russie, tandis que GALLEX (suivi par GNO) pris des données de 1991 à 1997 (1998-2002) dans le laboratoire du Gran Sasso en Italie. La réaction utilisée pour la détection est



et abaisse le seuil de réaction à 0,234 MeV. Ce seuil permet de détecter les neutrinos de basse énergie provenant de réactions pp dont le flux est beaucoup plus important que les neutrinos de plus haute énergie. Les taux de comptage furent respectivement de $67 \pm 5 \text{ SNU}$ pour SAGE et 69 ± 5 pour GALLEX. Le modèle solaire prévoyait cependant un taux deux fois plus élevé, de 130 SNU.

¹La molécule de perchloroéthylène a été choisie pour son haut taux de chlore et sa facilité à s'en procurer.

²SNU : Solar Neutrino Unit = 10^{-36} capture/atome/seconde

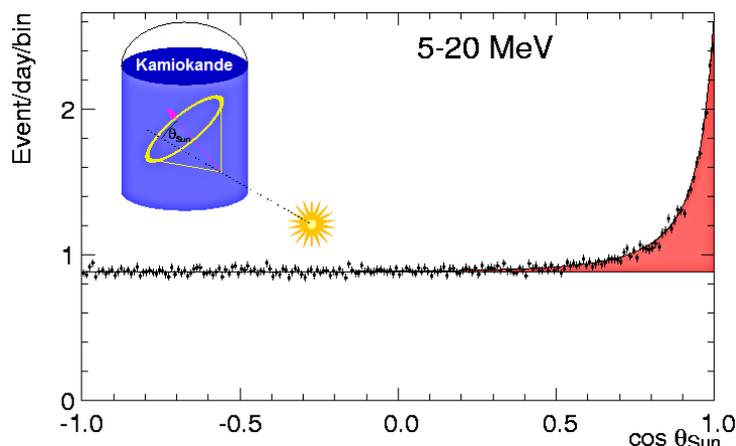


Figure 2.4: Nombre d'événements neutrino en fonction de l'angle entre la direction du soleil et la direction reconstruite du neutrino.

Kamiokande

La technique Cherenkov fut ensuite employée pour détecter les neutrinos avec le détecteur Kamiokande (Kamioka Nucleon Decay Experiment) [48]. Cette technique sera expliquée plus en détail dans la section 3.3. Ce détecteur, qui était à la base créé pour une expérience sur le temps de vie du proton, fut amélioré en 1985 pour pouvoir observer les neutrinos solaires. Il était constitué de 3 kt d'eau pure entourée d'environ 1000 photomultiplicateurs servant à récolter la lumière Cherenkov émise après la diffusion

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (2.4)$$

des neutrinos solaires sur les électrons de l'eau. Cette réaction n'a pas de seuil minimal en énergie mais la reconstruction nécessitant des coupures à basse énergie, seuls les neutrinos de plus 5,5 MeV furent réellement observés. Le taux de neutrinos observé fut d'environ 50% du taux attendu. Kamiokande s'arrêta en 1996 pour faire place à l'expérience Super-Kamiokande [49]. Le volume d'eau cible passa à 50 kt et le nombre de photomultiplicateurs fut multiplié par dix. Mais là encore, le flux mesuré était de plus de moitié inférieur au flux attendu.

Contrairement aux expériences précédentes, la détection Cherenkov permet de déterminer la direction d'incidence du neutrino. Il a ainsi pu être prouvé sans ambiguïté que le soleil était bien émetteur de neutrinos, en mettant en évidence le nombre d'événements dans la direction du soleil (voir figure 2.4).

2.1.3 Le déficit des neutrinos solaires

Dans chacune de ces expériences sur les neutrinos solaires, le nombre de neutrinos détectés était inférieur au nombre attendu. Le déficit de chaque expérience est représenté sur la figure 2.5. Une des difficultés pour expliquer ces déficits était de concilier les résultats d'expériences utilisant différentes techniques de détection et qui ne semblaient pas cohérents entre eux, comme indiqué sur la figure 2.5. Plusieurs explications ont été proposées, comme la remise en cause des calculs de section efficace et du modèle solaire et de ses paramètres. Finalement, l'hypothèse des oscillations devint l'explication la plus sensée dès que la preuve expérimentale des oscillations fut faite en 1998 par Super-Kamiokande sur l'analyse d'échantillons de neutrinos atmosphériques. Cette hypothèse fut confirmée en 2001 par l'expérience SNO pour les neutrinos solaires.

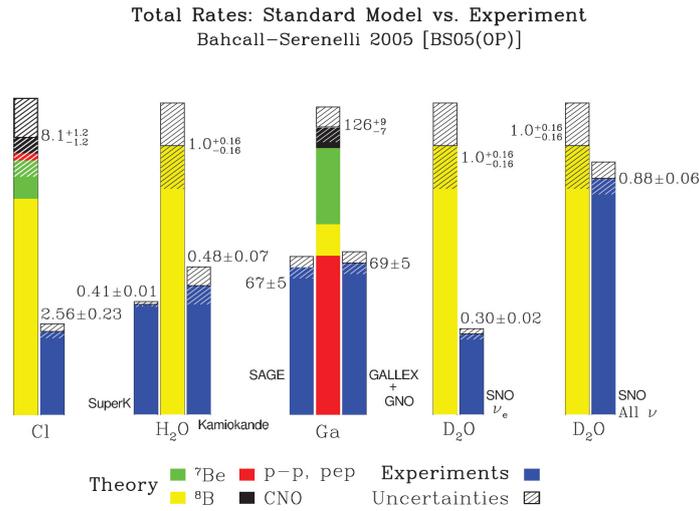


Figure 2.5: Mesure du flux de neutrinos solaires comparé à la prédiction, pour les différentes techniques de détection. Les mesures sont données en unités SNU pour les expériences à chlorure et au gallium, tandis que les valeurs sont normalisées au flux attendu pour les expériences H_2O et D_2O .

L'expérience SNO

L'expérience SNO (Sudbury National Observatory) s'est déroulée dans la mine de Sudbury au Canada. L'innovation apportée par SNO a été d'utiliser 1 kt d'eau lourde comme cible pour les interactions neutrinos. Ainsi, en plus de l'équation 2.4, SNO pouvait détecter les neutrinos avec les réactions sur l'atome de deutérium de l'eau lourde par courant chargé

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-, \quad (CC) \quad (2.5)$$

et par courant neutre

$$\nu_x(\bar{\nu}_x) + d \rightarrow \nu_x(\bar{\nu}_x) + p + n \quad (NC) \quad (2.6)$$

La réaction par courant chargé est particulièrement intéressante car elle permet de calculer l'énergie du neutrino en mesurant celle de l'électron qui emporte la quasi-totalité de l'énergie de la réaction (l'énergie cinétique des protons étant faible). De l'autre côté, le taux de réaction par courant neutre est identique pour les trois saveurs de neutrino. Ainsi les oscillations entre ν_e , ν_μ et ν_τ n'influent pas les mesures du taux de la réaction 2.6, alors qu'elles modifient celui de la réaction 2.5. Il a été montré que seulement 35% des neutrinos solaires arrivant sur Terre sont de saveur électronique, le reste ayant oscillé dans les saveurs muonique et tauique, et que le flux total est bien en accord avec le modèle standard solaire.

Les expériences de neutrinos solaires sont utilisées pour mesurer l'angle de mélange θ_{12} et pour mesurer la différence de masse au carré Δm_{21}^2 , bien que ceux-ci soit mieux contraints par les expériences utilisant les flux d'antineutrinos provenant de réacteurs nucléaires, telles que l'expérience KamLAND. Ces paramètres sont parfois appelés solaires.

L'expérience KamLAND

L'expérience KamLAND (Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) [50] se tient à Kamioka au Japon, et cherche à mesurer précisément les paramètres solaires. Le détecteur comporte une cible de 1 kt de liquide scintillant, et est équipé d'environ 2000 photomultiplicateurs. Le spectre d'antineutrinos

déTECTÉS est en accord avec une hypothèse d'oscillation. Les résultats de KamLAND sont alors combinés aux résultats d'expériences sur les neutrinos solaires pour obtenir comme valeurs des paramètres solaires [51]

$$\sin^2 2\theta_{12} = 0,858 \pm 0,023 \quad \text{et} \quad |\Delta m_{21}^2| = (7,5 \pm 0,20) \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2/c^4. \quad (2.7)$$

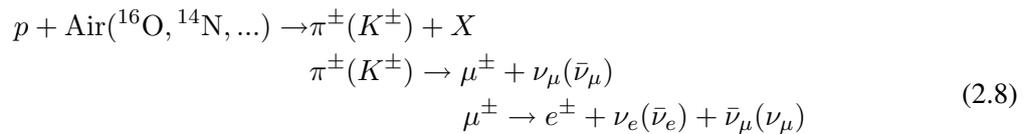
Les autres expériences sur les neutrinos solaires en cours actuellement sont BOREXINO [52] et Super-Kamiokande.

2.2 Les paramètres atmosphériques : θ_{23} et Δm_{32}^2

Bien que les expériences sur les neutrinos solaires furent les premières à donner des indications de la nature oscillante des neutrinos, ce sont les expériences sur les neutrinos atmosphériques qui prouvèrent ce fait expérimentalement. Le même type de déficit que dans le domaine solaire fut observé avec les atmosphériques, et la raison en était la même : les neutrinos oscillent.

2.2.1 L'anomalie des neutrinos atmosphériques

Les neutrinos atmosphériques sont produits par l'interaction des rayons cosmiques entrant en collision avec les molécules de l'air, principalement sous la forme



En regardant ces réactions, on s'attend alors à observer deux fois plus de (anti)neutrinos muoniques que de (anti)neutrinos électroniques. En réalité, le rapport n'est pas réellement égal à deux lorsque l'on prend en compte le temps de vie et le spectre des π , K et μ . Il est effectivement proche de deux à basse énergie et pour des neutrinos arrivant avec un angle proche de l'horizontale, mais augmente à plus haute énergie ou pour des trajectoires verticales ¹.

Observations et interprétation de l'anomalie

Plusieurs expériences ont alors calculé le double rapport de neutrinos muoniques sur neutrinos électroniques pour comparer leurs prédictions à leurs observations.

$$R(\mu/e) = \frac{[(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)]_{data}}{[(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)]_{MC}}. \quad (2.9)$$

La mesure du double rapport $R(\mu/e)$ pour les événements de Super-Kamiokande furent les suivants [53]

$$R(\mu/e) = 0,68 \pm 0,02(\text{stat}) \pm 0,05(\text{syst}) \quad (\text{sub-GeV})$$

pour des événements reconstruits avec une énergie en dessous du GeV, et

$$R(\mu/e) = 0,68 \pm 0,04(\text{stat}) \pm 0,08(\text{syst}) \quad (\text{multi-GeV})$$

¹A plus haute énergie ou lorsque les trajectoires sont verticales, moins de muons se sont désintégrés avant d'arriver dans le détecteur.

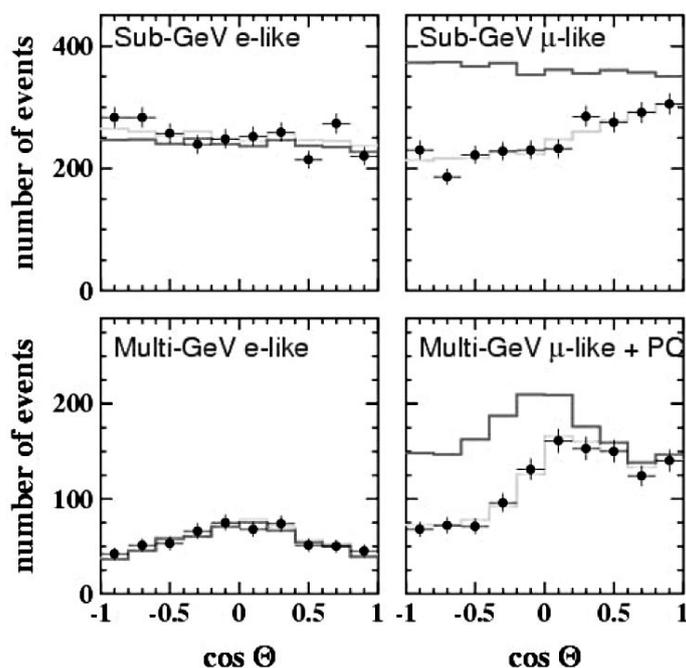


Figure 2.6: Distribution en angle zénithal Θ à Super-Kamiokande pour des événements de type électronique (à gauche) et de type muonique (à droite), également divisé entre événements sous-GeV (en haut) et multi-GeV (en bas). Les traits pleins correspondent aux valeurs attendues par simulation avec les paramètres d'oscillation $\Delta m^2 = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4$ et $\sin^2 2\theta = 1,0$. Un déficit est clairement observé sur les muons ascendants.

pour des événements d'énergie supérieure au GeV. Le désaccord entre les rapports attendus et observés fut appelé l'anomalie des neutrinos atmosphériques.

Grâce à sa très bonne résolution angulaire, Super-Kamiokande observa une asymétrie dans le flux de neutrinos muoniques en fonction de l'angle zénithal d'arrivée, voir figure 2.6. On peut remarquer que pour les événements de type électronique, les données sont en très bon accord avec les prédictions Monte Carlo, alors qu'il y a un désaccord pour les neutrinos muoniques, dépendant de l'angle zénithal. Le déficit est flagrant pour les neutrinos arrivant par le dessous du détecteur, et ayant donc parcouru une distance plus grande. Ceci fut parfaitement expliqué et compatible avec l'hypothèse d'oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

2.2.2 Les expériences auprès d'accélérateurs

Les expériences de neutrinos atmosphériques ont montré leur complémentarité avec les expériences auprès d'accélérateurs pour mesurer précisément les paramètres θ_{23} et Δm_{32}^2 . Ces paramètres sont parfois appelés paramètres atmosphériques. A l'exception de l'expérience OPERA [54], dédiée à l'observation de l'apparition de neutrinos tauïques dans son faisceau de ν_μ ¹, la plupart des autres expériences mesurent les paramètres atmosphériques en observant la disparition de ν_μ . Le couplage $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ étant faible, la majorité des oscillations de ν_μ se fait en ν_τ qu'il est très difficile de détecter ensuite. Ce qui est le plus souvent observé est donc la disparition des neutrinos muoniques. Les meilleures mesures de ces paramètres sont actuellement données par Super-Kamiokande, K2K [57] et MINOS [58].

¹OPERA a fait état de l'observation d'un ν_τ en mai 2010 [55], puis d'un second en juin 2012 [56].

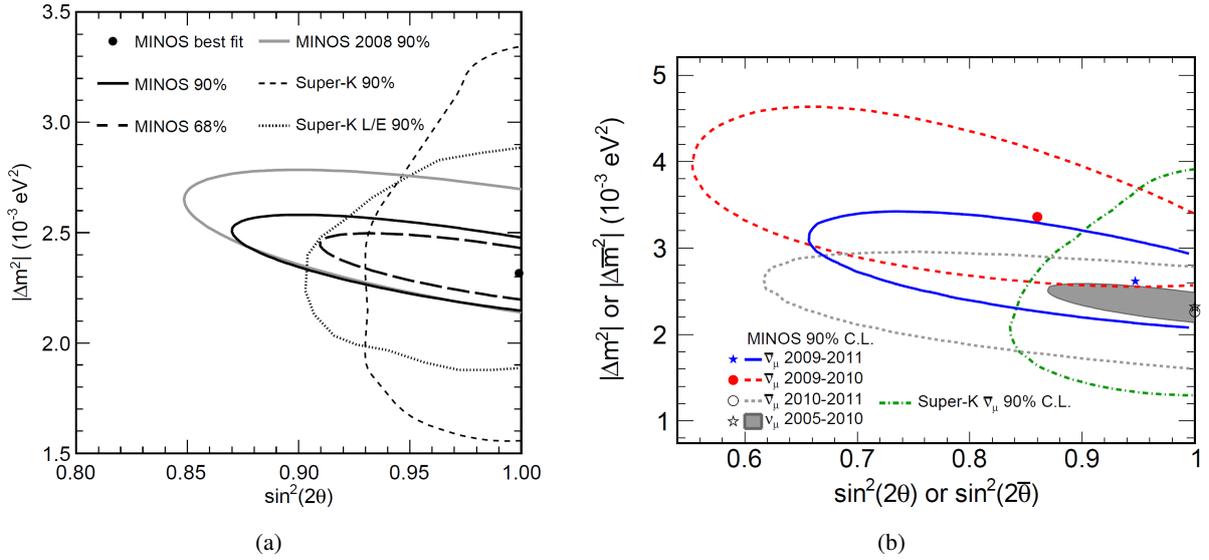


Figure 2.7: Résultats des mesures sur $\sin^2 2\theta_{23}$ et Δm_{32}^2 de SK, K2K, MINOS avec des neutrinos [59] (a) et les mesures de MINOS en antineutrinos [60] (b).

MINOS (or Main Injector Neutrino Oscillation Search) est une expérience à longue ligne de base située aux Etats-Unis. Un faisceau de ν_μ ou de $\bar{\nu}_\mu$ est créé par l'accélérateur de protons à 120 GeV du Fermilab près de Chicago, et orienté suivant la ligne de faisceau NuMI (Neutrinos at Main Injector). Le faisceau de neutrinos est ensuite détecté 735 km plus loin dans le laboratoire souterrain de la mine Soudan. Le détecteur lointain de cette expérience est composé de fer et de scintillateur pour une masse totale de 5,4 kt. Le résultat des mesures des paramètres atmosphériques peut être observé sur la figure 2.7, à la fois pour les mesures avec un faisceau de neutrinos et avec un faisceau d'antineutrinos. La valeur obtenue en mode neutrino [59] est

$$\sin^2 2\theta_{23} > 0,90 \text{ à } 90\% \text{ CL} \text{ et } |\Delta m_{32}^2| = (2,32_{-0,08}^{+0,12}) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4 \quad (2.10)$$

L'expérience n'étant pas suffisamment sensible à la différence de la probabilité d'oscillation entre neutrino et antineutrino, le signe du Δm_{32}^2 n'a pas pu être mesuré.

2.3 Recherche de θ_{13}

Le dernier angle de mélange à avoir été déterminé expérimentalement est l'angle θ_{13} . Pour le mesurer, deux sortes d'expériences sont utilisées : les expériences auprès de réacteurs et les expériences auprès de faisceaux créés par accélérateurs (l'expérience T2K entre dans cette seconde catégorie). Cet angle joue un rôle fondamental dans la physique des oscillations. Il est en effet toujours associé à la phase δ de violation de CP et relié au problème de la hiérarchie de masse. Cependant cet angle est plus petit que les autres et a longtemps échappé à la mesure. La nouvelle génération d'expériences a cependant récemment mis en évidence que l'angle θ_{13} est bien différent de zéro et cherche à en mesurer précisément sa valeur.

2.3.1 Expériences auprès de réacteurs

Les expériences auprès de réacteurs profitent du large flux d'antineutrinos électroniques émis par les réactions de fissions dans les coeurs des centrales nucléaires. Ce flux a l'avantage d'être complètement

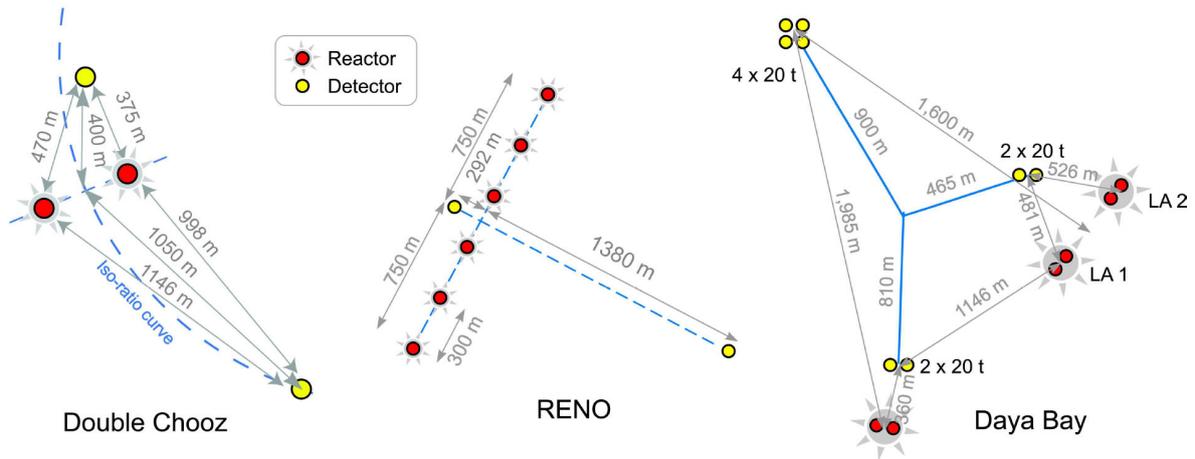


Figure 2.8: Disposition des expériences Double Chooz, RENO et Daya Bay.

pur en antineutrinos. Ces expériences tentent de mesurer des déficits sur le flux attendu, causé par la disparition des $\bar{\nu}_e$. Au premier ordre, la probabilité de survie des antineutrinos électroniques ne dépend que de l'angle θ_{13}

$$P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) + \mathcal{O}(\alpha^2) \quad (2.11)$$

avec $\alpha \equiv \Delta m_{21}^2 / \Delta m_{31}^2$.

Ainsi on obtient une mesure propre de cet angle, décorrélée au premier ordre des autres paramètres de la matrice PMNS. Ce sont des expériences de précision dont le succès repose sur un contrôle des erreurs systématiques, attendues inférieures au pourcent.

Dans ce type d'expérience, la détection des $\bar{\nu}_e$ est faite par l'observation de la réaction β inverse $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. Le signal détecté est constitué d'un signal prompt correspondant à l'annihilation du positron avec un électron du milieu, suivi d'un signal décalé d'absorption du neutron par un liquide scintillant, généralement dopé au gadolinium¹.

Depuis 1999, la meilleure limite obtenue sur la valeur de θ_{13} était donnée par l'expérience CHOOZ [61]. La limite calculée était $\sin^2 2\theta_{13} < 0,19$ à 90% C.L.. Les erreurs associées à cette mesure étaient de 2,8% statistique et 2,7% systématique. Les nouvelles expériences utilisent toutes des couples de détecteurs, avec au minimum un détecteur proche et un lointain, aussi identiques que possible afin de réduire au maximum les erreurs systématiques. Les détecteurs proches mesurent le taux d'interaction avant oscillation et annulent ainsi quasiment toutes les incertitudes sur le flux. La disposition des détecteurs des expériences Double Chooz, RENO et Daya Bay, ainsi que la position des réacteurs des différents sites sont indiquées sur la figure 2.8

Double Chooz

L'expérience Double Chooz [62] est située près de la centrale à deux réacteurs (4,27 + 4,27 GW) de Chooz dans le nord de la France, et a commencé sa prise de données en 2010. Le détecteur lointain est situé à 1,05 km des cœurs, sur le même site que le détecteur de l'expérience CHOOZ. Le détecteur proche, dont l'installation est prévue pour 2013, est situé à environ 400 m des cœurs. Les détecteurs sont conçus pour être identiques.

¹Le dopage au gadolinium se fait à hauteur de 0,1%. Cet élément est choisi pour son importante section efficace d'absorption des neutrons thermiques

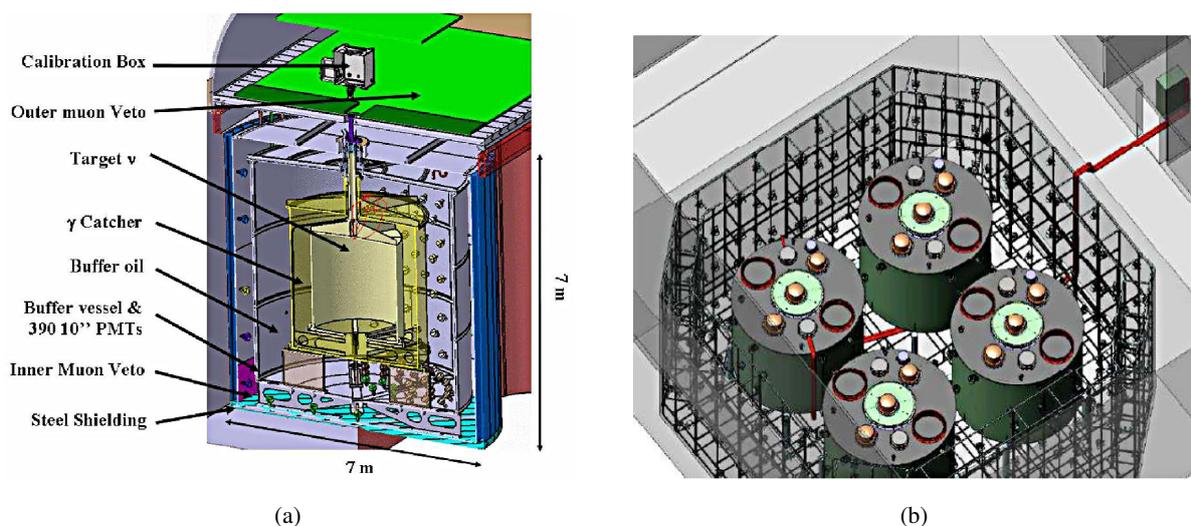


Figure 2.9: Schéma des détecteurs lointains des expériences Double Chooz (a) et Daya Bay (b).

Un schéma du détecteur lointain est montré sur la figure 2.9(a). Il est composé de plusieurs volumes cylindriques concentriques autour d'une cible de $10,3 \text{ m}^3$ de scintillateur dopé au gadolinium. Il est entouré d'un volume de scintillateur liquide non dopé afin d'absorber les γ émis par les signaux prompts et décalés du positron et du neutron de la réaction β -inverse. Un dernier volume d'huile non scintillante d'un diamètre de 5,5 m sépare le liquide actif de 390 photomultiplicateurs de 10 pouces. Le tout est entouré d'un volume externe et d'un blindage en acier pour détecter le passage de muons ou de neutrons provenant de la roche environnante. Le détecteur est également équipé d'un veto à muons au dessus de lui pour réduire le bruit de fond dû au flux de muons cosmiques.

Le nombre d'antineutrinos attendu pour une période de prise donnée de 3 ans est d'environ 45000, à comparer aux 2700 de l'expérience CHOOZ, ce qui diminue l'erreur statistique de 2,8% à 0,47% [38]. L'objectif est d'atteindre une erreur systématique de 0,6%. Sans le détecteur proche, l'erreur systématique est de l'ordre de 2,5%.

En juin 2012, Double Chooz a annoncé avoir analysé les données recueillies avec une prise de donnée de 228 jours¹ et mesuré une valeur de $\sin^2 2\theta_{13} = 0,109 \pm 0,030(stat) \pm 0,025(syst)$ [63, 64]. L'analyse utilise à la fois l'information du taux d'événements enregistrés et de la forme du spectre de neutrinos reconstruit. Ce résultat exclut l'hypothèse de non oscillation à $3,1\sigma$.

Daya Bay

L'expérience Daya Bay [65] est située dans le sud de la Chine. Les antineutrinos sont produits par 6 coeurs de réacteurs différents d'une puissance de 2,9 GW chacun. Daya bay utilise 3 sites de détecteurs (voir figure 2.8), deux proches et un lointain. Chaque site en position proche est conçu pour accueillir deux détecteurs, le site lointain pouvant lui en contenir quatre, comme indiqué sur la figure 2.9(b). Les détecteurs sont similaires à ceux de Double Chooz, mais sont également plongés dans un bassin d'eau pour protéger des radiations ambiantes. Il est à noter que les halls sont reliés entre eux par des tunnels, et que les détecteurs ont été conçus pour pouvoir être déplacés. L'échange de positions entre détecteurs pourra être utilisé pour réduire les incertitudes systématiques.

¹ Sur ces 228 jours, 139 jours correspondent à une prise de données avec les deux réacteurs allumés et 89 jours avec un des réacteurs éteint.

L'analyse de Daya Bay pour la mesure de $\sin^2 2\theta_{13}$, avec une statistique accumulée de plus de 120 jours, se base pour l'instant uniquement sur le rapport du nombre de neutrinos observés sur le nombre attendu est de $R = 0,940 \pm 0,011(stat) \pm 0,004(syst)$ [66]. La valeur de meilleur ajustement pour $\sin^2 2\theta_{13}$ est alors $\sin^2 2\theta_{13} = 0,092 \pm 0,016(stat) \pm 0,005(syst)$. C'est la mesure du paramètre θ_{13} la plus précise publiée au moment de la rédaction de ce manuscrit.

RENO

L'expérience RENO [67] est située sur le site nucléaire de Yonggwang en Corée du Sud. L'installation est composé de 6 réacteurs nucléaires alignés régulièrement sur 1500 m (voir figure 2.8), pour une puissance totale de 16,4 GW. Le détecteur proche est situé à environ 290 m des réacteurs, tandis que le détecteur lointain est situé à 1380 m. La conception des détecteurs de RENO est très semblable à celle de Double Chooz. Le but est d'obtenir une erreur systématique inférieure à 0,5%.

RENO a observé un rapport de neutrinos détectés/attendus de $R = 0,920 \pm 0,009(stat) \pm 0,014(syst)$ [68], pour une prise de données avec les détecteurs proche et lointain de 228 jours. L'analyse d'oscillation, basée uniquement sur ce rapport, donne la valeur $\sin^2 2\theta_{13} = 0,113 \pm 0,013(stat) \pm 0,019(syst)$ comme meilleur ajustement.

2.3.2 Expériences avec accélérateur

La recherche de θ_{13} auprès des expériences avec accélérateur se fait par l'apparition de ν_e dans un faisceau de ν_μ . Au premier ordre, la probabilité d'apparition peut s'écrire

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \simeq \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) + \mathcal{O}(\alpha^2). \quad (2.12)$$

On remarque que la mesure de θ_{13} n'est pas décorrélée de celle de θ_{23} . De plus, cette probabilité est fonction de la valeur de la phase δ et à des ordres supérieurs. Il est donc possible d'explorer la mesure de la phase de violation de CP avec des faisceaux de neutrinos provenant d'accélérateurs à travers la dépendance à la phase δ et en alternant la création de faisceau de neutrinos et antineutrinos.

Le principal bruit de fond à l'observation de l'apparition de ν_e est la présence d'une composante intrinsèque contaminante de ν_e dans le faisceau lors de sa création (voir les chapitres 5 et 6). D'autres importants bruits de fond sont la mauvaise identification d'un π^0 produit par courant neutre reconstruit comme un électron, et de la même manière la mauvaise identification d'un muon produit par courant chargé. Pour faire face à ces facteurs limitants, et contrairement aux expériences réacteurs, les technologies utilisées pour les détecteurs peuvent varier, allant de la détection Cherenkov à eau (K2K, T2K) à la détection dans un détecteur de fer magnétisé (MINOS), et peut être dans le futur l'utilisation de liquide scintillant ou d'argon liquide.

La première expérience d'oscillation longue distance fut l'expérience K2K [57] située au Japon entre 1999 et 2004. Le faisceau de neutrinos était créé par l'accélérateur de proton à 12 GeV de KEK, et était détecté près de 250 km plus loin dans le détecteur Super-Kamiokande. Un seul événement de type électronique fut sélectionné, étant compatible avec le bruit de fond attendu, l'expérience ne pût que mettre une limite supérieure sur la valeur de θ_{13} . L'expérience MINOS a également fait des mesures d'apparition en accord avec la limite de CHOOZ et calculant en 2011 [69] $2 \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} < 0,12$ à 90% CL dans l'hypothèse d'une hiérarchie de masse normale.

Les expériences actuelles conçues pour les mesures de θ_{13} sont T2K, qui a commencé à prendre des données en 2010, et NO ν A, qui commencera en 2013.

T2K

T2K étant l'expérience encadrant cette thèse, plus de détails sur la sensibilité de T2K à θ_{13} et sur le dispositif expérimental sont donnés dans le chapitre 3. La mesure de la contamination du faisceau est l'objet de l'analyse du chapitre 6, et la sélection des événements d'apparition dans le détecteur lointain est décrite dans le chapitre 5.

NO ν A

L'expérience NO ν A [70] est la descendante de MINOS, et doit commencer à prendre des données en 2013. Elle utilisera le faisceau de l'installation NuMI amélioré avec une puissance augmentée à 700 kW. Le faisceau possède une énergie moyenne de $E_\nu \simeq 2$ GeV et la contamination en ν_e ne devrait pas excéder 0,5%. Le détecteur lointain est situé à 810 km près de Ash River et est constitué de 15 kt de scintillateur liquide, divisé en 385000 cellules pour constituer un détecteur "totalement actif". Le détecteur proche est une réplique de 215 T du détecteur lointain et situé à 1 km du début du faisceau. Un schéma du détecteur de NO ν A est représenté sur la figure 2.10.

NO ν A va alterner des prises de données en neutrinos et antineutrinos dans le but de déterminer la hiérarchie de masse. L'avantage de NO ν A pour cette mesure est sa longue distance comparée à T2K. La première phase de prise de données est prévue pour durer 6 années. La figure 2.11 représente la sensibilité attendue à θ_{13} et δ pour les hiérarchies de masse normale et inverse. La possibilité d'augmentation de la puissance du faisceau à 1,2 MW (Super NuMI) ou 2,3 MW (Project X) est en train d'être étudiée à long terme.

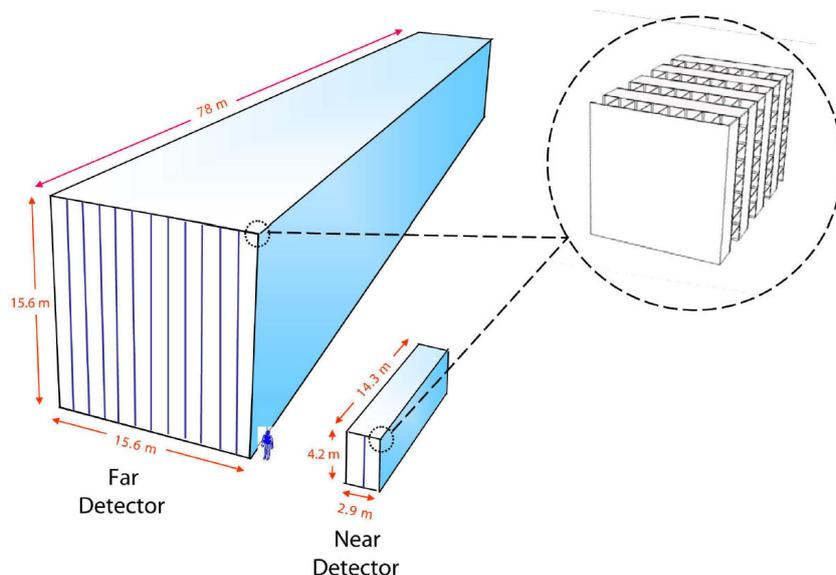


Figure 2.10: Schéma des détecteurs de NO ν A[70].

2.4 Futures expériences longue distance

Plusieurs projets sont actuellement à l'étude partout dans le monde pour préparer la prochaine génération d'expériences sur les oscillations de neutrinos. Les récentes mesures d'un angle θ_{13} large permettent d'envisager de manière optimiste la mesure de la phase de violation de CP dans ces expériences. Les améliorations apportées à ces projets par rapport aux expériences actuelles peuvent porter sur la technique de création du faisceau, ou sur la technologie des détecteurs.

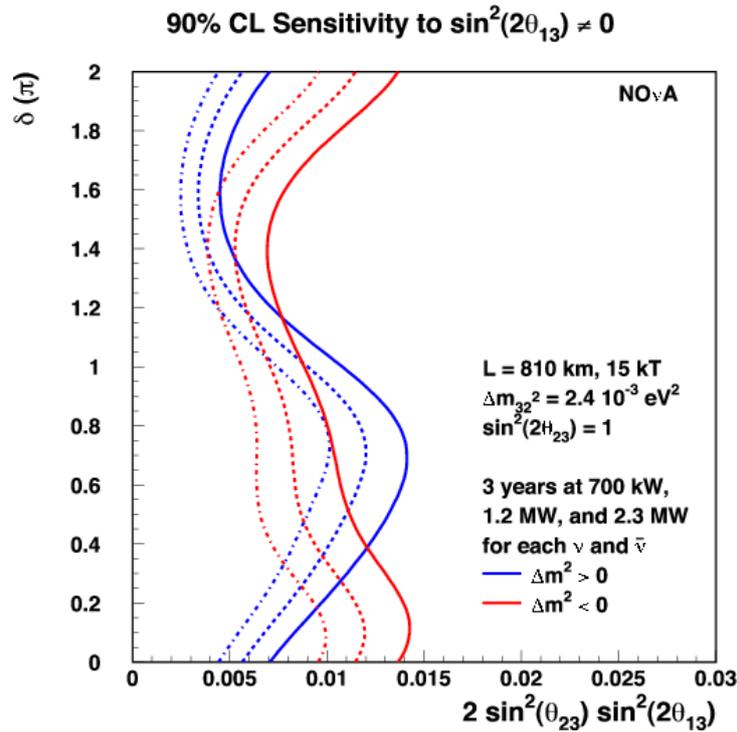


Figure 2.11: Courbe de sensibilité de $\text{NO}\nu\text{A}$ à θ_{13} en fonction de la phase δ à 90% de niveau de confiance. Une erreur systématique de 10% est supposée. Les courbes bleues correspondent à une hiérarchie normale, tandis que les courbes rouges correspondent à une hiérarchie inverse. La courbe pleine suppose une prise de données sur 6 ans à 700 kW, les autres courbes supposent une augmentation de la puissance à 1,2 MW et 2,3 MW.

2.4.1 Projets détecteurs

LBNE

Aux Etats-Unis, à plus long terme que $\text{NO}\nu\text{A}$, l'expérience LBNE (Long-Baseline Neutrino Experiment) [71] propose de créer une autre ligne neutrino entre l'installation NuMI et le laboratoire souterrain de DUSEL, situé à une distance de 1300 km. A cette distance, l'expérience aura une sensibilité importante aux effets de matière et ainsi à la détermination de la hiérarchie de masse. Deux types de détecteurs sont à l'étude : un détecteur Cherenkov à eau de masse fiducielle 300 kt ou un détecteur à argon liquide de masse fiducielle de 50 kt.

Hyper-Kamiokande

Au Japon, le projet d'un détecteur Cherenkov mégatonne à eau pour succéder à Super-Kamiokande est étudié : Hyper-Kamiokande (HK) [72]. Situé proche du détecteur actuel, il sera également utilisé comme détecteur lointain de la ligne de faisceau provenant de l'accélérateur J-PARC pour l'expérience T2HK (Tokai to Hyper-Kamiokande). 99000 photomultiplicateurs seront instrumentés pour observer les interactions neutrinos dans une cible d'eau de masse fiducielle 560 kt, soit plus de vingt fois plus importante que dans Super-Kamiokande.

LAGUNA-LBNO

En Europe, le projet LAGUNA-LBNO [73] étudie la possibilité d'utiliser l'accélérateur synchrotron SPS

du CERN pour produire un faisceau de neutrinos qui serait dirigé vers un nouveau détecteur dont le type et la localisation sont à l'étude actuellement. Les choix du lieu et de la technologie du futur détecteur seront faits afin d'optimiser la relation distance-énergie en fonction des objectifs physiques souhaités. De plus, le détecteur doit également pouvoir permettre l'étude de neutrinos astrophysiques, géo-neutrinos et l'étude sur le temps de vie du proton. Trois projets de détecteurs sont actuellement envisagés :

- MEMPHYS (MEgaton Mass PHYSics) - Détecteur Cherenkov à eau d'environ 700 kt. La détection avec de l'eau comme cible est la seule à pouvoir atteindre de telles masses proches de la mégatonne. Ce type de détecteur offre une résolution en énergie et des résolutions spatiale et angulaires satisfaisantes. De plus, cette technologie est bien connue et maîtrisée avec l'expérience acquise auprès de détecteurs déjà existant tels que Super-Kamiokande.
- LENA - Détecteur à scintillateur liquide comme cible. Le liquide scintillant offre une excellente résolution spatiale et angulaire et un seuil en énergie très bas. Il est ainsi possible d'explorer une gamme d'énergie des neutrinos allant de la dizaine de MeV à 10-20 GeV. Ce type de détecteur est le plus intéressant pour la détection de neutrinos de basse énergie tels que les neutrinos cosmologiques, de supernovae ou les géo-neutrinos. La détection avec du liquide scintillant a déjà été utilisée avec succès dans les expériences Borexino ou KamLAND.
- GLACIER - Détecteur à argon liquide de 100 kt utilisant le principe de la chambre à projection temporelle. Ce détecteur propose la meilleure performance dans l'identification des topologies d'interactions. Ceci s'avèrerait particulièrement intéressant dans la recherche d'apparition de ν_e où le bruit de fond de mauvaise identification de π^0 serait réduit de 99%. Le challenge technologique est ici d'avoir l'ensemble du détecteur plongé dans un champ magnétique afin de faire dériver les électrons d'ionisation sur une distance de plusieurs mètres.

2.4.2 Futurs faisceaux

Les super-beams

Les super-beams sont les projets basés sur la technique conventionnelle de création de ν_μ en bombardant une cible par des protons accélérés, mais avec une puissance de plus en plus élevée. Les faisceaux des expériences T2K et NO ν A représentent la première génération de super-beams avec des puissances nominales de faisceau de 0,75 MW et 0,7 MW respectivement. La génération suivante pourrait fournir le faisceau d'expériences telles que T2HK ou LAGUNA avec des puissances attendues de 4-5 MW. Le challenge principal de ce type de technologie tient dans la conception de la cible et des cornes magnétiques servant à créer et focaliser le faisceau. Les cibles doivent résister à la chaleur et à la dégradation provenant du bombardement de protons avec une telle puissance. Avec cette technologie, il est possible de pouvoir tourner alternativement en mode de production de neutrinos ou d'antineutrinos en alternant le courant dans les cornes magnétiques, et être sensible à la violation de CP.

Les usines à neutrino

Les usines à neutrinos sont étudiées pour produire des faisceaux intenses de neutrinos provenant de la désintégration de muons [74]. Les muons doivent être stockés dans un anneau et accélérés avant de se désintégrer comme $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$ ou $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$, suivant le signe des muons stockés. Là encore, la possibilité d'obtenir au choix des neutrinos ou des antineutrinos est idéale pour l'étude de la phase δ et la violation de CP. De plus, ce type de faisceau peut produire des neutrinos d'énergie supérieure au seuil d'énergie de production du τ . La difficulté principale d'une usine à neutrino vient du stockage d'un faisceau de muons cohérent. C'est une technologie complètement nouvelle et qui s'inscrit également dans les futurs projets de collisionneurs à muons.

Les faisceaux beta

Enfin, la technologie des faisceaux β consiste à créer un faisceau pur de ν_e ou de $\bar{\nu}_e$ produits lors de la désintégration d'ions instables dans un anneau de stockage. Un faisceau de ν_e peut être obtenu par la désintégration d'ions $^{18}\text{Ne} \rightarrow ^{18}\text{F} + e^+ + \nu_e$ et un faisceau de $\bar{\nu}_e$ peut être obtenu lors de la désintégration d'ions $^6\text{He} \rightarrow ^6\text{Li}^{+++} + e^- + \bar{\nu}_e$ [75]. L'énergie du faisceau dépend de l'énergie à laquelle les ions sont accélérés, qui se situe entre 0,5 et 1 GeV. Les faisceaux étant parfaitement purs, cette technique est optimisée pour la mesure des oscillations $\nu_e(\bar{\nu}_e) \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$. La difficulté majeure de cette technique de faisceau β est de créer et de stocker un nombre important d'ions pour produire un faisceau intense.

Chapitre 3

L'expérience T2K

L'expérience d'oscillation à longue ligne de base T2K (Tokai to Kamioka) [76] a été construite pour mettre en évidence l'apparition de neutrinos électroniques dans un faisceau de neutrinos muoniques. Elle a été conçue initialement de manière à améliorer d'un ordre de grandeur la limite de CHOOZ sur la mesure de $\sin^2 2\theta_{13}$ après une prise de données de cinq ans effectuée à la puissance nominale de 750 kW de l'accélérateur.

L'expérience utilise un faisceau intense de ν_μ produit par un faisceau de protons de 30 GeV par l'accélérateur de J-PARC à Tokai. Les neutrinos sont ensuite observés par le détecteur Super-Kamiokande (SK) situé dans une mine sous le mont Kamioka, à 295 km de J-PARC. Afin d'optimiser la sensibilité de l'expérience sur l'apparition de ν_e dans le faisceau, le détecteur lointain n'est pas positionné sur l'axe direct du faisceau de neutrinos mais décalé d'un angle de $2,5^\circ$. L'expérience T2K est la première à utiliser une telle configuration, dite hors-axe. Le faisceau de neutrinos est également observé à une distance proche de 280 m en aval de la cible de production afin d'en mesurer les caractéristiques avant que les oscillations n'aient pu avoir lieu.

Le faisceau de neutrinos ainsi que les détecteurs de T2K sont présentés dans ce chapitre. Une description plus détaillée du dispositif expérimental peut être trouvée dans une publication de la collaboration T2K [77].

3.1 Un faisceau "hors-axe"

La configuration hors-axe de l'expérience T2K permet d'obtenir un faisceau ayant un spectre étroit en énergie dans la direction des détecteurs et dont on peut choisir l'énergie moyenne en fixant l'angle de déviation par rapport à l'axe du faisceau. Cette caractéristique provient de la cinématique de la désintégration en deux corps du pion [78],

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (3.1)$$

qui est le processus dominant à l'origine du faisceau de ν_μ . Dans le référentiel du pion, le neutrino possède une énergie

$$E^* = \frac{m_\pi}{2} \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2} \right) \simeq 29,79 \text{ MeV}, \quad (3.2)$$

où m_π et m_μ sont respectivement les masses du pion et du muon. Dans le référentiel du laboratoire, le pion se déplace le long de l'axe z avec une vitesse $v = p_\pi/E_\pi \simeq 1$ correspondant à un facteur de Lorentz $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2} = E_\pi/m_\pi \gg 1$. L'énergie du neutrino, E , et son impulsion le long de l'axe

3. L'EXPÉRIENCE T2K

z, p_z , sont données par

$$E = \gamma(E^* + vp_z^*) \quad (3.3)$$

$$p_z = \gamma(vE^* + p_z^*). \quad (3.4)$$

Comme $p_z = p \cos \theta$, on remarque que l'énergie du neutrino dépend de l'angle θ par rapport à l'axe de propagation du pion. Les équations 3.3 et 3.4 donnent alors

$$E = \frac{E^*}{\gamma(1 - v \cos \theta)} \simeq \frac{\gamma(1 + v)}{1 + \gamma^2 \theta^2 v(1 + v)/2} E^* \simeq \frac{2\gamma}{1 + \gamma^2 \theta^2} E^* \quad (3.5)$$

où la première approximation provient du développement au premier ordre de $\cos \theta \simeq 1 - \theta^2/2$ et la seconde de l'approximation $v \simeq 1$. En utilisant l'équation 3.2 pour E^* , la relation 3.5 devient

$$E \simeq \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right) \frac{E_\pi}{1 + \gamma^2 \theta^2} = \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right) \frac{E_\pi m_\pi^2}{m_\pi^2 + E_\pi^2 \theta^2}. \quad (3.6)$$

Ainsi, pour un détecteur situé sur l'axe du faisceau ($\theta = 0^\circ$), l'énergie du neutrino est proportionnelle à l'énergie du pion. Pour une position hors-axe ($\theta \neq 0^\circ$), à la fois le numérateur et le dénominateur de l'équation 3.6 augmentent avec l'énergie du pion, atténuant ainsi la dépendance de E par rapport à E_π (voir figure 3.1). Ceci peut être démontré qualitativement en calculant la dérivée dE/dE_π :

$$\frac{dE}{dE_\pi} \simeq \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right) \frac{1 - \gamma^2 \theta^2}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^2}. \quad (3.7)$$

Celle-ci devient nulle pour $\theta = \gamma^{-1} = m_\pi/E_\pi$, ce qui donne

$$E \simeq \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right) \frac{m_\pi}{2\theta} \simeq \frac{29,79 \text{ MeV}}{\theta}. \quad (3.8)$$

L'expérience T2K utilise une configuration hors-axe avec un angle de déviation de $\theta = 2,5^\circ$ afin d'obtenir un spectre en énergie piqué à environ 600 MeV. Cette valeur correspond au rapport E/L ¹ qui maximise la probabilité d'oscillation du neutrino, comme le montre la figure 3.2. On constate également que dans cette configuration, le flux de neutrinos autour de 600 MeV est plus important que dans une configuration sur-axe.

A noter que la relation 3.2 n'est valable que pour les désintégrations à deux corps. Elle ne s'applique pas aux processus à trois corps qui sont à l'origine de la contamination du faisceau en ν_e et $\bar{\nu}_e$ produits dans les désintégrations semi-leptoniques du K ou dans la désintégration du muon. La pureté du faisceau est ainsi augmentée à l'énergie correspondant au premier maximum d'oscillation.

L'avantage additionnel apporté par la configuration hors-axe de T2K est l'obtention d'un spectre en énergie principalement situé en dessous du GeV. Dans ce domaine d'énergie, la section efficace d'interaction par courant chargé (représentée à la figure 3.3) est dominée par le processus quasi-élastique (CCQE)

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + p, \quad (3.9)$$

où l représente la saveur du neutrino incident déterminée par le lepton produit (μ ou e). Le processus par courant chargé quasi-élastique, qui fait intervenir une cinématique à deux corps, permet de reconstruire avec une très bonne approximation l'énergie du neutrino en utilisant la relation

$$E_\nu^{CCQE} \simeq \frac{m_p^2 - m_l^2 - (m_n - V)^2 + 2(m_n - V)E_l}{2((m_n - V) - E_l + p_l \cos \theta_l)}, \quad (3.10)$$

¹Avec $L=295$ km, fixé comme la distance jusqu'au détecteur lointain.

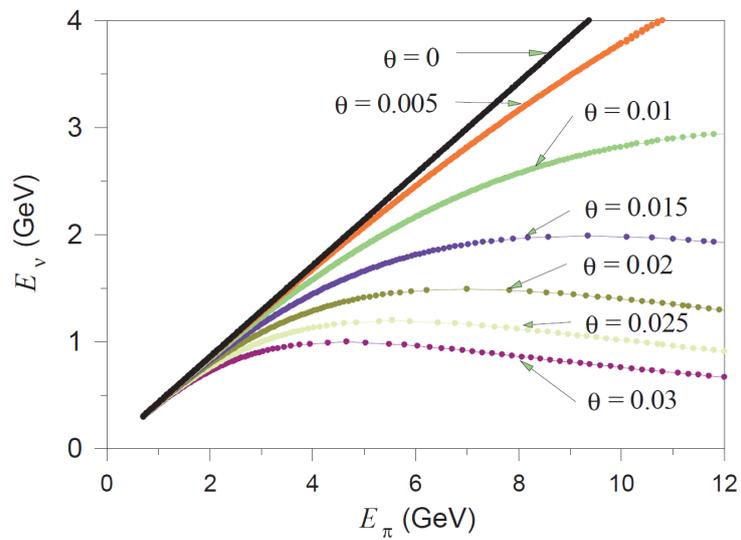


Figure 3.1: Energie du neutrino en fonction de l'énergie du pion parent pour différentes valeurs d'angle de déviation θ (exprimé en radians).

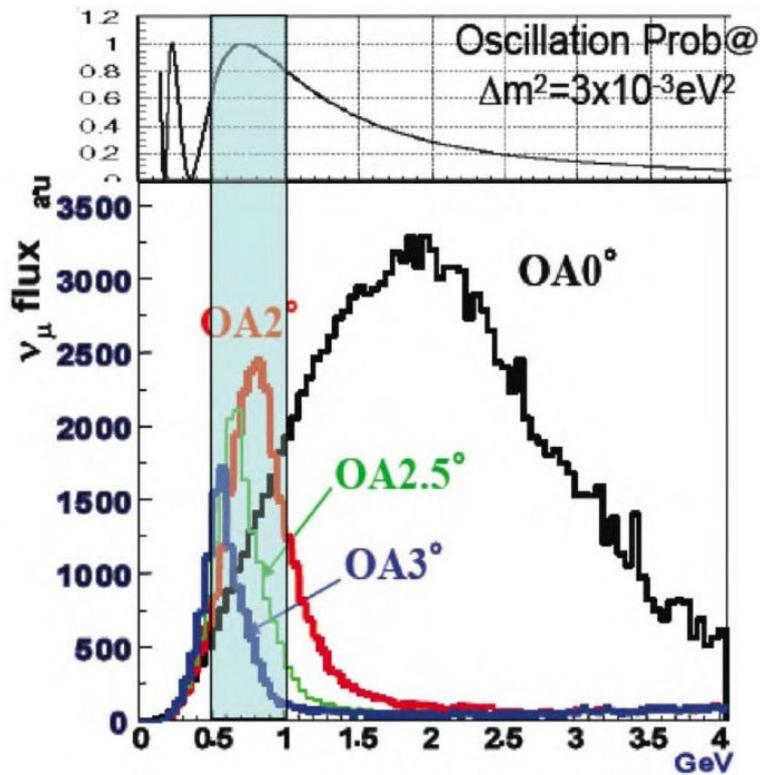


Figure 3.2: Effet de la configuration hors-axe sur le spectre obtenu pour différentes valeurs d'angle de déviation. Un angle de $2,5^\circ$ a été choisi pour faire correspondre le pic du spectre au maximum de probabilité d'oscillation du neutrino pour une distance de 295 km.

3. L'EXPÉRIENCE T2K

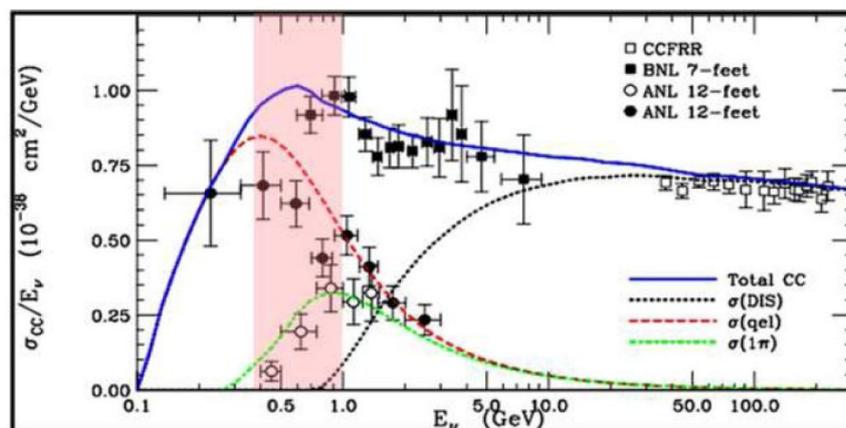


Figure 3.3: Section efficace du neutrino pour différents modes d'interaction. La région en rose correspond à l'énergie du faisceau de T2K, optimisée pour obtenir des interactions par courant chargé quasi-élastique.

où m_p est la masse du proton, $(m_n - V)$ est la masse du neutron à laquelle on retire l'énergie de liaison du noyau cible et où E_l , m_l , p_l et θ_l sont respectivement l'énergie du lepton produit, sa masse, son impulsion et son angle par rapport à la direction d'incidence du neutrino. On peut alors reconstruire le spectre des neutrinos du faisceau en mesurant les caractéristiques du lepton produit (saveur, direction et impulsion) lors des interactions CCQE observées dans les détecteurs.

3.2 Création du faisceau de neutrinos

Le faisceau de neutrinos de T2K est produit auprès du complexe d'accélérateurs J-PARC (*Japan Proton Accelerator Research Complex*, le complexe de recherche de l'accélérateur de proton au Japon) [79], situé dans la ville de Tokai sur la côte Pacifique du Japon. Le faisceau de T2K est un faisceau conventionnel dont la production provient de la succession de 3 étapes :

- L'accélération de protons jusqu'à une énergie de 30 GeV.
- La collision des protons sur une cible de graphite produisant des hadrons dont la focalisation est assurée par un système de cornes magnétiques.
- La désintégration des hadrons dans un tunnel, principalement en muons et en neutrinos muoniques qui composent le faisceau.

3.2.1 L'accélérateur de protons

Le complexe de J-PARC est composé de 3 accélérateurs (voir figure 3.4) permettant d'augmenter progressivement l'énergie des protons. Le premier accélérateur est un accélérateur linéaire (LINAC) fonctionnant à une énergie de 181 MeV¹. Il est suivi d'un synchrotron à cycle rapide (RCS) accélérant les protons jusqu'à une énergie de 3 GeV. Enfin, les protons sont déversés dans l'accélérateur synchrotron principal (MR) qui augmente leur énergie à 30 GeV.

Ce complexe d'accélérateurs, dont la construction a débuté en 2004, a été mis en service à la fin de l'année 2009. La puissance de l'accélérateur a été progressivement augmentée pour atteindre un régime

¹A l'été 2013, cette énergie sera portée à 400 MeV

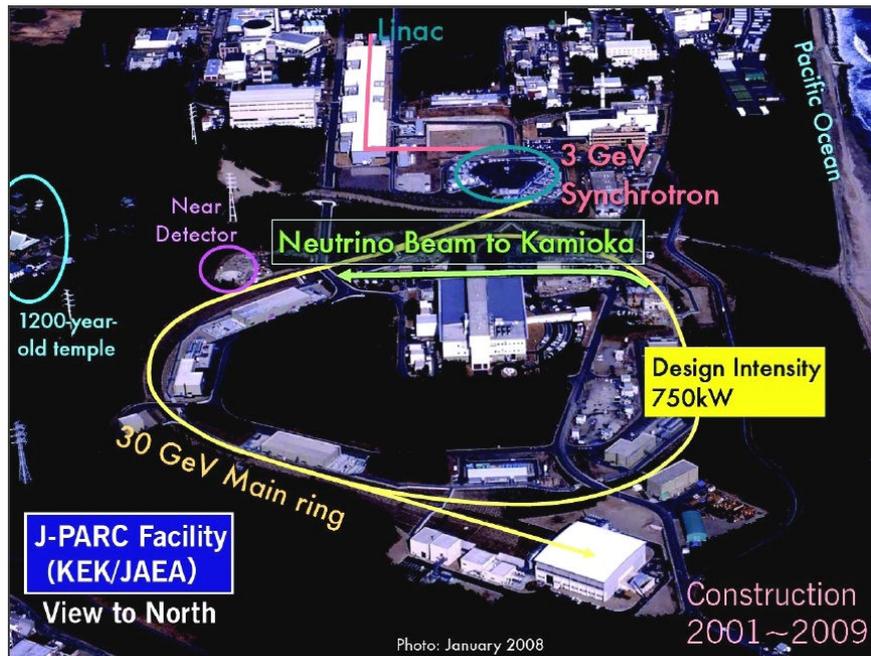


Figure 3.4: Le complexe d'accélérateur de J-PARC, composé d'un LINAC, d'un RCS et d'un MR.

stable à 100 kW à la fin de 2010, puis une puissance de 145 kW en 2011. L'accélérateur a été conçu pour fonctionner à une puissance nominale de 750 kW, valeur qui sera atteinte dans quelques années. Le tableau 3.1 indique quelques caractéristiques du faisceau en fonctionnement nominal. Avant juin 2010, l'accélérateur délivrait les protons par lots de 6 paquets avant de passer à 8 paquets à l'automne de la même année. L'espacement temporel entre deux lots de protons est d'environ 3 secondes et chaque lot contient de l'ordre de 10^{14} protons, avec un étalement en temps d'environ 50 ns.

Puissance	750 kW
Energie des protons	30 GeV
Intensité	$\sim 3 \cdot 10^{14}$ protons/lot
Cycle	0,5 Hz
Nombre de paquets	8 paquets/lot
Fréquence RF	1,67 - 1,72 MHz
Largeur d'un lot	$\sim 5\mu s$

Table 3.1: Tableau des paramètres du MR en mode de fonctionnement nominal.

Lorsqu'ils ont atteint l'énergie de 30 GeV, les protons sont extraits de l'anneau principal par l'intermédiaire d'un arc d'aimants supraconducteurs et transportés vers une cible en graphite pour la production des neutrinos. L'unité de mesure utilisée pour représenter la statistique accumulée par l'expérience est le nombre de protons délivrés sur la cible (POT¹).

¹De l'anglais "protons on target" signifiant protons sur cible.

3. L'EXPÉRIENCE T2K

3.2.2 La cible et les cornes magnétiques

Pour créer le faisceau de neutrinos, T2K utilise la collision des protons de 30 GeV sur une cible de graphite de densité $1,8 \text{ g/cm}^3$ et mesurant 91,4 cm de long et 2,6 cm de diamètre. Cette longueur de cible représente 1,9 longueur d'interaction, dans laquelle environ 80% des protons vont interagir. La cible, refroidie à l'hélium, peut atteindre une température de 700°C au centre. Un matériau plus dense fondrait sous l'intensité du faisceau, le graphite a ainsi été choisi pour son point de fusion élevé et sa bonne résistance thermique.

Les hadrons produits par les collisions de protons sur la cible sont ensuite focalisés par un système de trois cornes magnétiques successives faites en alliage d'aluminium. Les cornes fonctionnent avec un courant de 250 kA (pouvant aller jusqu'à 320 kA) pour produire un champ toroïdal qui permet de focaliser les hadrons vers l'avant. La cible est placée à l'intérieur de la première corne (voir figure 3.5) pour capter le maximum de hadrons produits.

L'utilisation des cornes dans l'expérience T2K permet d'augmenter le flux de neutrinos dans le détecteur lointain d'un facteur 16 par rapport à celui qui serait obtenu sans système de focalisation. La charge des hadrons focalisés est choisie en fonction de la polarité du courant dans les cornes magnétiques. Ainsi, un faisceau de neutrinos (antineutrinos) est obtenu en sélectionnant des hadrons de charge positive (négative).

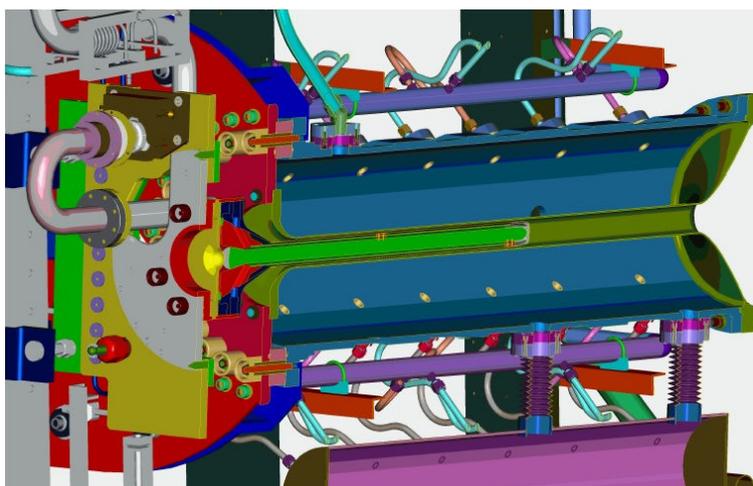


Figure 3.5: Schéma de coupe de la cible dans la première corne magnétique.

3.2.3 Le tunnel de désintégration et le moniteur de muons

Les hadrons focalisés sont majoritairement des pions qui se désintègrent ensuite dans un tunnel de 96 m de long. Le tunnel est rempli d'hélium à pression atmosphérique afin de réduire l'absorption des pions par rapport à une propagation qui aurait lieu dans l'air. Les murs sont en béton, d'une épaisseur de 6 m, et sont recouverts de plaques de fer équipées d'un système de refroidissement à eau pour dissiper la chaleur. Au bout du tunnel, toutes les particules autres que les neutrinos et les muons de plus de 5 GeV sont arrêtées par un bloc de graphite ($1,7 \text{ g/cm}^3$) de 75 tonnes.

Un moniteur de muons (MUMON) [80, 81] est placé en aval du bloc d'arrêt afin de détecter les muons de haute énergie qui ne sont pas stoppés. Il sert à contrôler en continu la direction du faisceau de neutrinos de même que l'efficacité de focalisation des cornes. En effet, les muons étant produits avec les

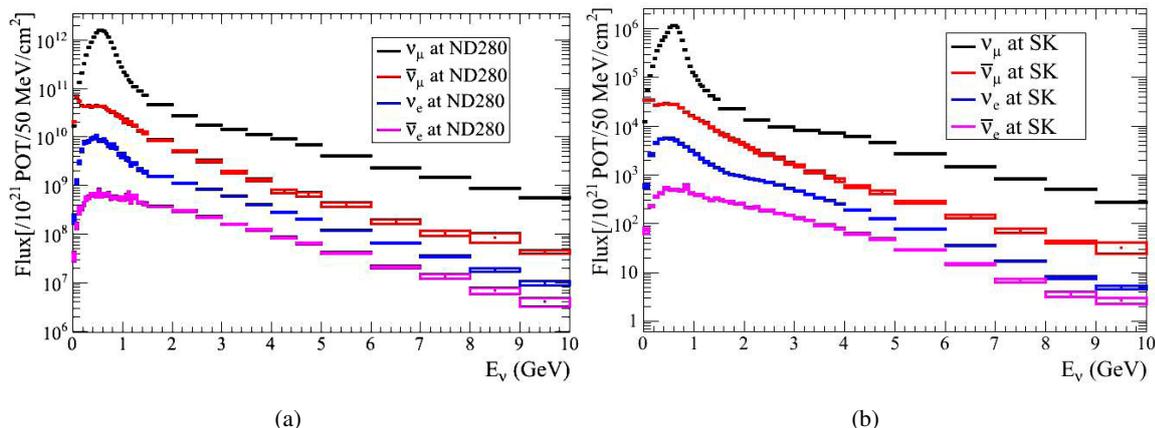


Figure 3.6: Flux estimés de ν_μ , ν_e , $\bar{\nu}_\mu$ et $\bar{\nu}_e$ (a) dans le détecteur proche et (b) dans le détecteur lointain en l'absence d'oscillations.

neutrinos lors de la désintégration des pions, les caractéristiques du faisceau de muons et de neutrinos sont corrélées. MUMON est composé d'un arrangement de 7 chambres à ionisation suivi de photodiodes PIN, couvrant une surface de $150 \times 150 \text{ cm}^2$. A la puissance nominale de l'accélérateur, le détecteur de muons est traversé par un flux de $1 \cdot 10^7$ muons/cm² pour chaque lot de protons frappant la cible. La direction du faisceau est mesurée avec une précision de 0,25 mrad et la stabilité de l'intensité est contrôlée à mieux que 3%.

3.2.4 Contamination du faisceau

Le faisceau de T2K n'est pas un faisceau complètement pur en ν_μ mais possède une contamination intrinsèque en ν_e , $\bar{\nu}_\mu$ et $\bar{\nu}_e$. La contamination en ν_e représente le bruit de fond principal au signal d'apparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ dans le détecteur lointain. Cette composante vient principalement ($\sim 60\%$) de la désintégration de muons

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad (3.11)$$

également à l'origine de la composante en $\bar{\nu}_\mu$ (avec la désintégration de pions chargés négativement, non défocalisés, dans la direction du faisceau). La longueur du tunnel de désintégration a été choisie de manière à optimiser le nombre de désintégrations de pions chargés tout en limitant celui provenant des désintégrations des muons.

Une autre partie de la contamination en neutrinos électroniques vient de la désintégration en trois corps de kaons (mode K_{e3})

$$K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e \quad \text{ou} \quad K^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e, \quad (3.12)$$

dont le rapport d'embranchement est de 5%. Ces kaons sont produits lors des collisions des protons sur la cible et sont la source principale de contamination en ν_e au dessus du GeV.

Les deux canaux de désintégration (3.11 et 3.12) étant des processus à trois corps, la contamination en neutrinos électroniques est minimisée par rapport au nombre de ν_μ observés dans la direction du détecteur lointain par le choix d'une configuration hors-axe. En effet, cette configuration permet d'augmenter le flux en neutrinos provenant de désintégration à deux corps comme décrit en 3.1. Les calculs de flux de

3. L'EXPÉRIENCE T2K

neutrinos provenant de la simulation du faisceau de T2K indiquent qu'une contamination en ν_e de l'ordre du pourcent (voir figure 3.6) est attendue. Cette composante est mesurée par le détecteur proche afin de réduire l'incertitude sur l'estimation du flux de ν_e atteignant le détecteur lointain.

3.2.5 Simulation du faisceau et utilisation des données de l'expérience NA61/SHINE

Les caractéristiques du faisceau de neutrinos sont déterminées par la production des hadrons dans la cible, par l'arrangement des cornes magnétiques et par la géométrie du tunnel de désintégration. Elles sont estimées par une simulation détaillée du transport du faisceau dans ces différents éléments.

Les interactions dans la cible sont simulées par le logiciel FLUKA [82] alors que les interactions hors de la cible ainsi que la propagation des particules dans les cornes magnétiques et le tunnel de désintégration sont simulées par le logiciel JNUBEAM développé par la collaboration sur la base du logiciel GEANT3/GCALOR [83]. La partie critique de la simulation du faisceau est la production des hadrons, pour laquelle les incertitudes sur les sections efficaces de production sont estimées a priori à environ 30%.

Afin de réduire ces incertitudes, T2K utilise les données de l'expérience NA61/SHINE (SPS Heavy Ion and Neutrino Experiment) [84] pour contraindre son modèle de hadroproduction. Cette expérience utilise le faisceau de protons du SPS et produit des collisions de protons sur une cible de graphite à une énergie proche de celle de T2K. L'expérience NA61/SHINE utilise un dispositif expérimental de grande acceptance composé de quatre chambres à projection temporelles (TPC) fonctionnant avec un mélange gazeux d'argon-CO₂ et de détecteurs de temps de vol placés en aval des TPC. La combinaison de ces détecteurs permet de reconstruire et d'identifier avec précision les particules produites lors des interactions $p + C$. L'expérience a ainsi fourni d'importantes données sur la production de pions [85] et de kaons [86] dans l'espace de phase $p - \theta$ étudié par T2K avec des collisions sur une cible fine de largeur 2 cm. Une série de mesures obtenues par NA61/SHINE de la section efficace différentielle de production de π^+ en fonction de leur impulsion et pour différents angles d'émission est représentée à la figure 3.7. L'expérience a également enregistré des données en 2007, 2009 et 2010 avec une cible dont la composition et les dimensions sont identiques à celles de la cible de T2K. Pour le moment seules les données de 2007 ont été analysées [87]. L'objectif pour T2K est d'obtenir une incertitude sur le flux meilleure que 5%, ce qui implique une mesure de la section efficace par hadroproduction du pion du même ordre de grandeur et une précision du rapport de production kaon/pion de l'ordre de 10%.

3.3 Le détecteur lointain : Super-Kamiokande

Le détecteur lointain de l'expérience T2K est le détecteur Super-Kamiokande [49], situé à 295 km de J-PARC. Ce détecteur est situé dans la mine de Kamioka sous 1 km de roche (équivalent à 2,7 km d'eau) afin de se protéger du rayonnement cosmique. Le flux de rayons cosmiques est ainsi diminué d'un facteur 10^5 comparé au rayonnement reçu en surface. Ce détecteur a été mis en service en avril 1996 et a suivi diverses phases d'amélioration pour atteindre la phase actuelle appelée SK-IV, commencée en 2008. En opération depuis plusieurs années, le détecteur SK possède des performances bien comprises et a déjà servi de détecteur lointain pour l'expérience d'oscillation K2K [57].

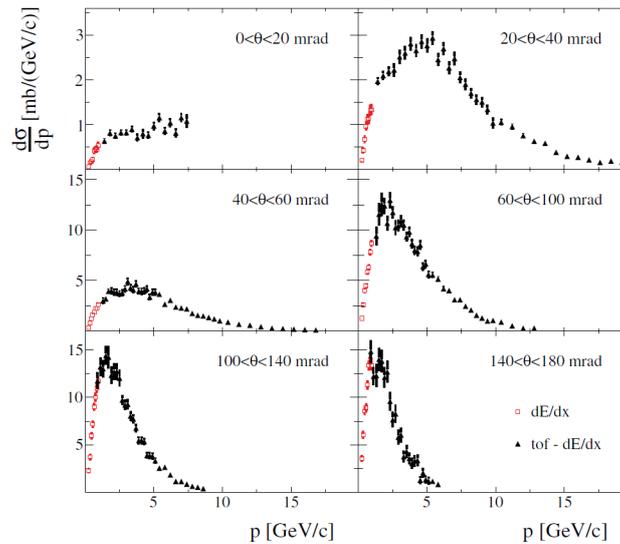


Figure 3.7: Section efficace différentielle de production de π^+ lors de collision $p + C$ à 31 GeV/c mesurée par l'expérience NA61/SHINE [85]. Les spectres sont représentés en fonction de l'impulsion du pion pour plusieurs intervalles d'angle d'émission du pion. Deux types d'analyse ont été utilisés, l'une reposant uniquement sur la mesure d'identification par perte d'énergie (dE/dx), l'autre sur l'utilisation combinée de la mesure du temps de vol (TOF) et de dE/dx. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes statistiques uniquement.

3.3.1 Description du détecteur

Le détecteur Super-Kamiokande, représenté à la figure 3.8, est un détecteur cylindrique de 39,3 m de diamètre pour 41,4 m de haut. La paroi du cylindre, en acier inoxydable, est étanche pour éviter une contamination au radon depuis la mine vers l'intérieur du détecteur. Le détecteur est rempli de 50 kt d'eau purifiée et fonctionne sur le principe de détection Cherenkov. L'eau est continuellement en circulation et traitée afin de maintenir la contamination en radon à moins de 100 mBq/m³. Le détecteur SK est composé de deux parties concentriques distinctes :

- Un détecteur interne (ID) de 33,8 de diamètre et 36,2 de haut, instrumenté par 11146 photomultiplicateurs (PM) de 20 pouces de diamètre observant vers l'intérieur du détecteur. L'ensemble des photocathodes couvre 40% de la surface interne du cylindre. Le reste est recouvert de plastique noir opaque pour éviter au maximum les réflexions de lumière dans l'enceinte.
- Un détecteur externe (OD) qui entoure entièrement l'ID. L'OD fait 2m d'épaisseur et est instrumenté par 1885 PM de 8 pouces de diamètre dirigés vers l'extérieur. Il est utilisé pour réduire la contamination d'événements extérieurs (avec une efficacité de près de 100% pour la réjection de muons cosmiques), dont la radioactivité provenant de la roche de la mine. L'OD est séparé de l'ID par une paroi en acier inoxydable de 55 cm.

3.3.2 Principe de la détection Cherenkov

SK est un détecteur qui utilise l'effet Cherenkov comme principe de détection. L'effet Cherenkov a été observé par Cherenkov en 1937 [88], puis expliqué par Frank et Tamm [89]. Ces trois physiciens ont reçu le prix Nobel en 1958 pour leurs travaux.

3. L'EXPÉRIENCE T2K

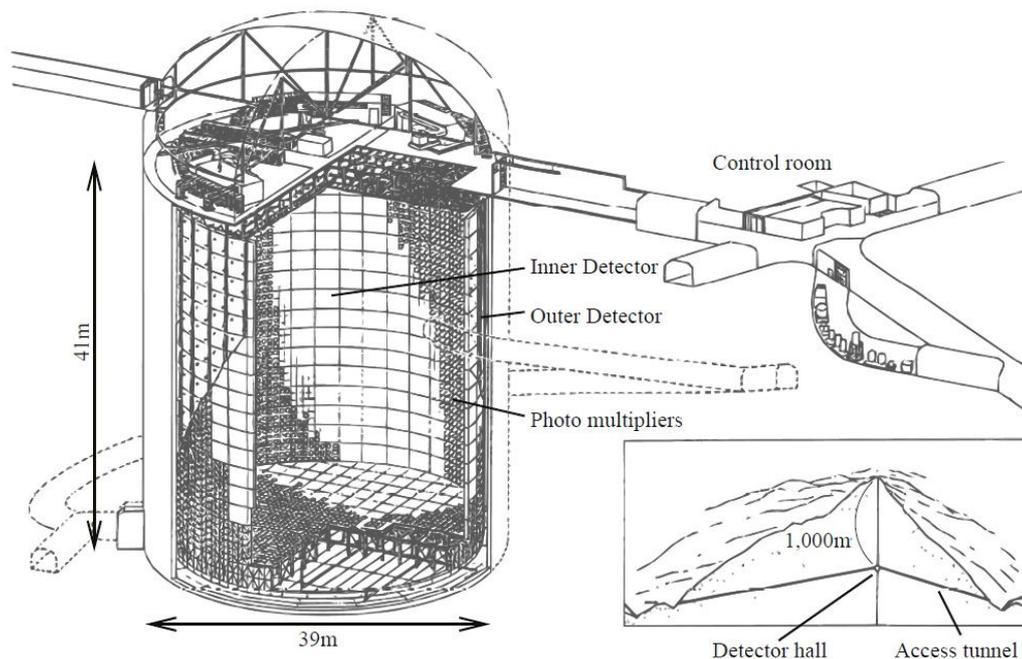


Figure 3.8: Schéma du détecteur lointain Super-Kamiokande.

Lorsqu'une particule chargée (ici créée par une interaction neutrino dans le détecteur) traverse un milieu diélectrique d'indice n à une vitesse

$$v > c/n, \quad (3.13)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, une onde électromagnétique en forme de cône est émise frontalement avec un angle d'ouverture

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}, \quad (3.14)$$

avec $\beta = v/c$. La lumière Cherenkov provenant de la particule chargée se propage sur la surface d'un cône dont l'axe de révolution est confondu avec la trajectoire de la particule, comme indiqué sur la figure 3.9. La polarisation de l'onde est telle que le champ électrique est orthogonal à la surface du cône, et le champ magnétique est tangent à la surface du cône. De l'équation 3.14, on déduit que l'angle d'ouverture n'existe que si $n\beta > 1$, ce qui correspond à un seuil. Dans l'eau (d'indice $n = 1,33$), ce seuil est de 260 keV pour les électrons et de 160 MeV pour les muons. Les électrons sont donc toujours considérés comme ultra-relativistes ($\beta = 1$) et l'angle d'ouverture θ est donc maximal et de valeur $\arccos(1/n) = 41,9^\circ$. Cette propriété est utilisée pour l'identification de la particule qui émet le rayonnement Cherenkov.

Le nombre de photons émis par unité de longueur de propagation, x , et par unité de longueur d'onde, λ , est

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \quad (3.15)$$

où $\alpha \approx 1/137$ est la constante de structure fine. Une particule de vitesse $\beta = 1$ et de longueur d'onde entre 300 nm et 600 nm émet dans l'eau environ 340 photons par cm. La perte d'énergie par émission Cherenkov est donc négligeable par rapport aux pertes par ionisation.

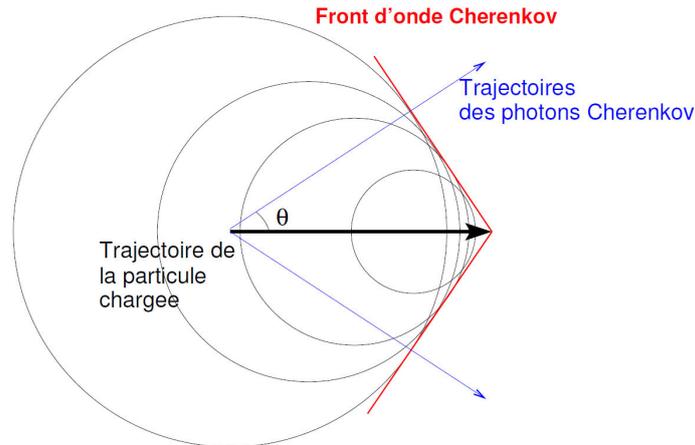


Figure 3.9: Schéma du principe de l'effet Cherenkov représentant le front d'onde en forme de cône, produit par une particule chargée se déplaçant plus vite que la lumière dans le milieu.

La propagation des photons jusqu'aux PM est ensuite atténuée par des processus de diffusion de Rayleigh, de Mie ou par absorption dans l'eau [90]. Pour comprendre et reproduire au mieux la réponse du détecteur, des mesures de calibration et de contrôle sont effectuées régulièrement (voir figure 3.10). Ces mesures permettent en particulier de vérifier l'uniformité du gain des photomultiplicateurs et d'obtenir un étalonnage en temps et en énergie du détecteur.

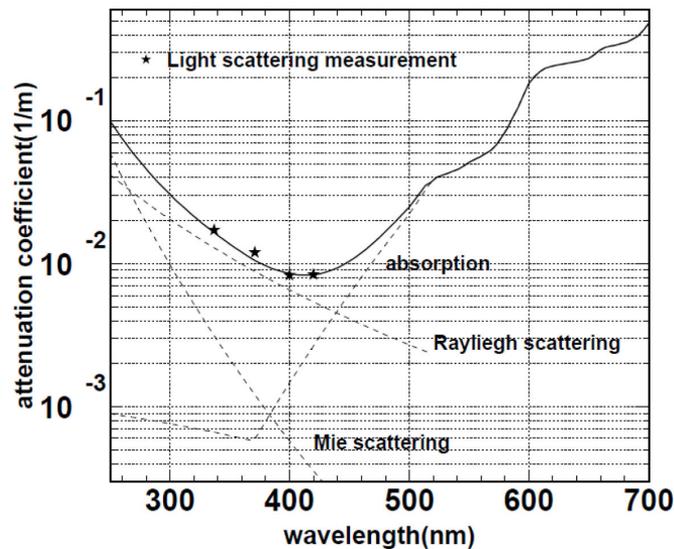


Figure 3.10: Atténuation de la lumière en fonction de la longueur d'onde dans l'eau [91]. Les lignes pleines indiquent les valeurs du modèle pour les différents processus, et les points indiquent les valeurs observés avec un système laser de longueur d'onde 337 nm, 371 nm, 400 nm et 420 nm.

3. L'EXPÉRIENCE T2K

3.3.3 Les photomultiplicateurs

Les tubes photomultiplicateurs instrumentant le détecteur interne sont des modèles Hamamatsu R3600 de 20 pouces de diamètre (voir figure 3.11), tandis que le détecteur externe est instrumenté par 1274 Hamamatsu modèles R5912 et 611 modèles R1408 de 8 pouces de diamètre. Ces PM ont un domaine de sensibilité en longueur d'onde entre 300 nm et 600 nm, avec un pic de sensibilité à 400 nm où l'efficacité quantique est autour de 20%. Avant leur installation, le gain de tous les PM a été mesuré et les hautes tensions réglées afin de minimiser la dispersion des valeurs de gain. L'écart-type atteint pour la distribution des gains est typiquement de 7%.

Les signaux enregistrés par les photomultiplicateurs sont traités par 550 cartes électroniques QBEE (QTC Based Electronics with Ethernet), chacune étant reliée à 24 PM. Le QTC (Charge to Time Converter) est un ASIC dédié produisant un signal numérisé en réponse au pulse analogique d'un PM. Le front du signal QTC correspond au temps d'arrivée du pulse du PM et la durée est proportionnelle à la charge. Le signal de sortie du QTC est alors transmis à un TDC (Time to Digital Converter) qui en digitalise le temps et la durée. Ce signal numérisé est ensuite envoyé à un amas de PC en utilisant une connexion ethernet pouvant transférer 1,5 MB/s/QBEE.

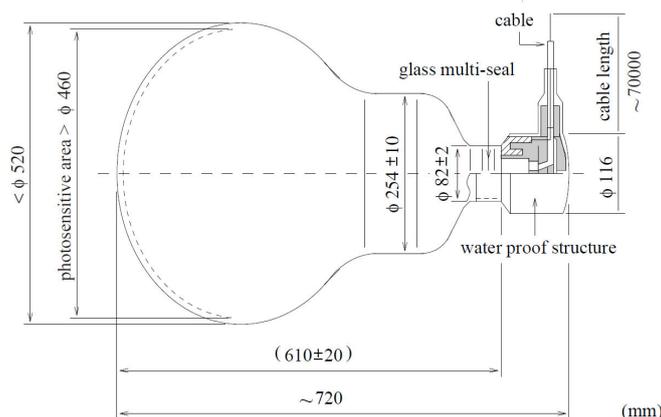


Figure 3.11: Schéma d'un tube photomultiplicateur utilisé dans le détecteur interne du détecteur Super-Kamiokande [49].

3.3.4 Acquisition des données

Pour sélectionner les événements liés au faisceau, un système de déclenchement de l'acquisition dédié est utilisé Super-Kamiokande. Ce système d'acquisition enregistre tous les signaux émis par les photomultiplicateurs dans une fenêtre en temps de $\pm 500 \mu\text{s}$ autour du temps d'arrivée supposé des neutrinos en provenance de J-PARC. Ce temps d'arrivée est déterminé à partir de l'instant de la collision des protons sur la cible de J-PARC, communiqué à SK par un système de synchronisation utilisant deux GPS, auquel on ajoute le temps de vol du neutrino¹. La figure 3.12 schématise la synchronisation entre les détecteurs et la fenêtre de déclenchement. On considère que les systèmes GPS sont synchronisés avec une précision suffisante lorsque la différence du marqueur temporel (Time stamp) des deux GPS est inférieure à 200 ns. Si ce critère n'est pas satisfait, la synchronisation est assurée en recours par l'utilisation d'un seul

¹Temps de vol du neutrino : $295,336 \text{ km} / 299\,792,458 \text{ km}\cdot\text{sec}^{-1} = 985,134 \mu\text{s}$.

système GPS et du marquage temporel d'une horloge atomique au Rubidium installée à Kamioka. La stabilité du système GPS a été contrôlée pendant l'ensemble de la prise de données, et n'a pas connu de problème important.

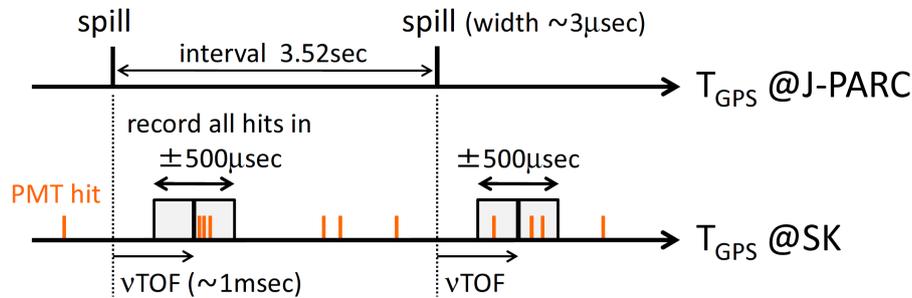


Figure 3.12: Schéma de l'acquisition des événements T2K à Super-Kamiokande. L'acquisition enregistre tous les signaux des PMT observés dans une fenêtre de $\pm 500 \mu s$ autour du temps d'arrivée attendu des neutrinos.

3.3.5 Reconstruction des événements neutrinos de T2K

Les événements sont reconstruits en utilisant les informations provenant de la lumière Cherenkov récoltée par les PM. La position du vertex de l'interaction est d'abord déterminée à partir de la répartition en temps des PM touchés. Un algorithme de reconnaissance des anneaux Cherenkov est ensuite utilisé pour déterminer la forme, l'angle d'ouverture et le nombre d'anneaux présents dans l'événement.

La forme de l'anneau est utilisée pour identifier le type de particule (e ou μ) qui émet la lumière Cherenkov. En effet, les électrons et les muons se propagent différemment dans l'eau et ne laissent pas une empreinte similaire. Un électron produit une gerbe électromagnétique par bremsstrahlung suivie d'une conversion des photons émis. Chacun des électrons et positrons de la gerbe émet également un anneau Cherenkov dans une direction légèrement différente de la direction de l'électron primaire. La superposition de tous ces anneaux forme un anneau à bords diffus. Un muon ne provoque quant à lui pas de gerbe et produit donc un anneau à bords nets. Un exemple de ces deux types d'événement est représenté sur la figure 3.13.

Un algorithme utilisant un maximum de vraisemblance est appliqué sur la forme des anneaux ainsi que sur leur angle d'ouverture afin de séparer ceux de type électronique et ceux de type muonique. Cette discrimination entre interactions de ν_μ et de ν_e est indispensable pour l'étude des oscillations de neutrinos. L'utilisation de données avec des neutrinos atmosphériques permet d'établir que la séparation entre électrons et muons dans le détecteur SK peut être obtenue avec un taux de mauvaises identifications inférieur à 1%.

3.4 Les détecteurs proches

Situé à 280 m de la source du faisceau, se trouve un complexe de deux détecteurs dont le but est la mesure des caractéristiques du faisceau avec oscillation : direction, flux, spectre en énergie, composition. Il sert également à fournir une mesure des sections efficaces d'interaction des neutrinos sur l'eau, cible utilisée par le détecteur Super-Kamiokande.

3. L'EXPÉRIENCE T2K

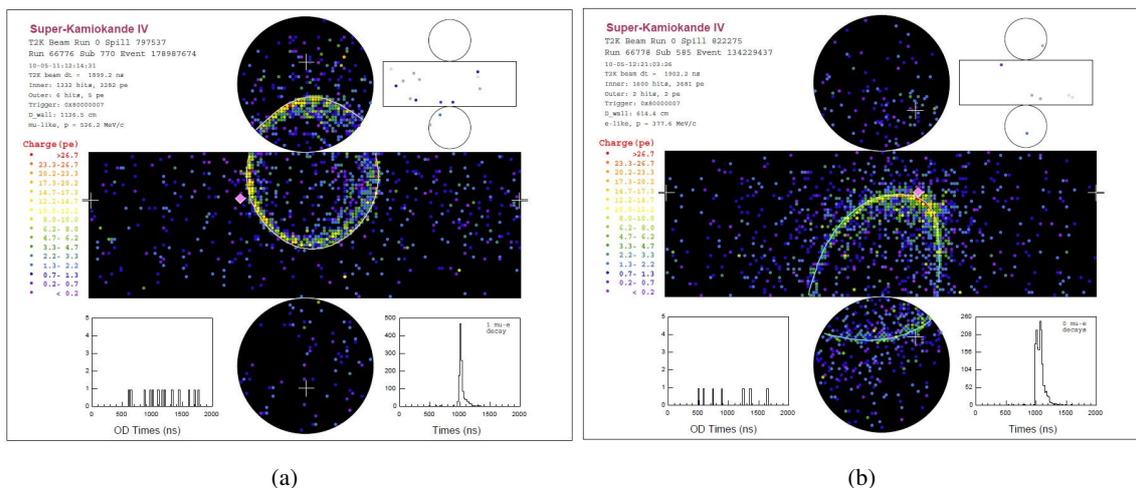


Figure 3.13: Événements T2K reconstruits (a) de type muonique et (b) de type électronique. Les points de couleur représentent les PM touchés, où la couleur représente la charge reçue. L’anneau reconstruit est indiqué par la ligne blanche. La figure dans le coin en haut à droite de chaque image est la représentation de l’activité dans le détecteur externe. L’histogramme dans le coin en bas à droite (gauche) des images représente la distribution en temps des PM du détecteur interne (externe).

3.4.1 Le détecteur proche sur-axe : INGRID

Le détecteur INGRID (Interactive Neutrino GRID) est le détecteur à 280 m placé sur l’axe du faisceau. Il donne une mesure de la direction et du flux de neutrinos. INGRID est composé de 14 modules identiques placés en forme de croix (voir figure 3.14), comprenant sept modules alignés horizontalement et sept alignés verticalement. Deux autres modules, de conception identique, sont situés hors de la croix afin de mesurer la symétrie du faisceau. Cette disposition permet une couverture du faisceau sur une hauteur et une largeur d’environ 10 m. Chaque module est constitué de 11 plans de scintillateur entrecoupés de 9 plaques de fer (les deux derniers plans de scintillateur étant juxtaposés). Chaque plaque de fer possède une dimension de 124 cm \times 124 cm dans le plan transverse au faisceau et de 6,5 cm dans la direction du faisceau. Ces plaques représentent au total 7,1 tonnes par module et servent de masse cible pour les neutrinos. Les plans de scintillateur sont composés de 48 barres de scintillateur dopées au PPO (1%) et disposées en un ensemble de 24 barres horizontales et de 24 barres verticales. Chaque barre est instrumentée d’un détecteur optique MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) Hamamatsu [92] pour mesurer la lumière de scintillation récoltée dans les barres ¹. Chaque module est également entouré de plaques de scintillateur, de même composition, permettant de rejeter les particules provenant de l’environnement extérieur. Un module supplémentaire, appelé Module Proton, constitué uniquement de plans de scintillateur a été ajouté en 2011. Il est situé sur l’axe du faisceau en amont du module central de la croix du détecteur INGRID. La spécificité de ce module est de pouvoir détecter les protons produits lors des interactions neutrinos par courant chargé.

Etant situé sur l’axe du faisceau, INGRID enregistre plusieurs milliers d’événements neutrino par jour. La précision atteinte sur la position du centre du faisceau est de 10 cm dans chacune des projections horizontale et verticale, soit une précision de 0,4 mrad dans chaque direction (voir figure 3.16).

¹L’utilisation de barres de scintillateur plastique reliées à un système de détection optique MPPC est une technique utilisée pour de nombreux sous-détecteurs du ND20

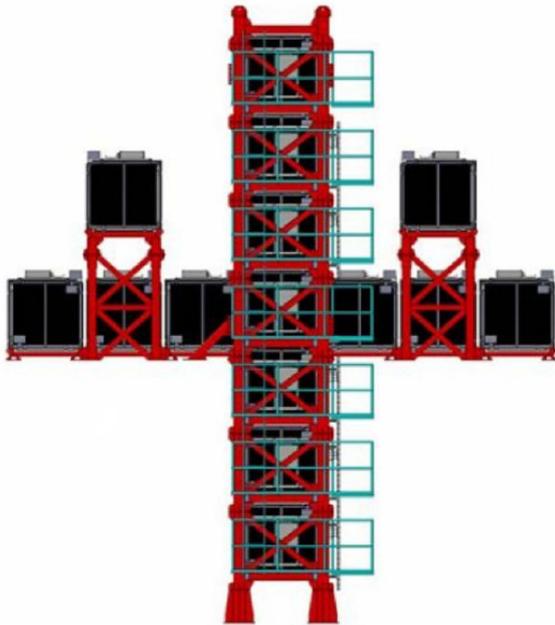


Figure 3.14: Schéma du détecteur sur-axe INGRID.

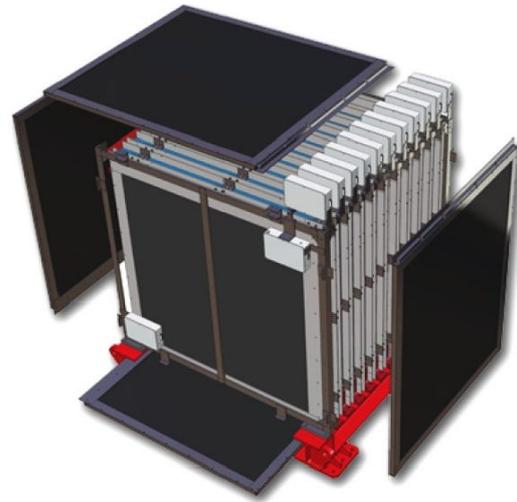


Figure 3.15: Schéma d'un module d'INGRID.

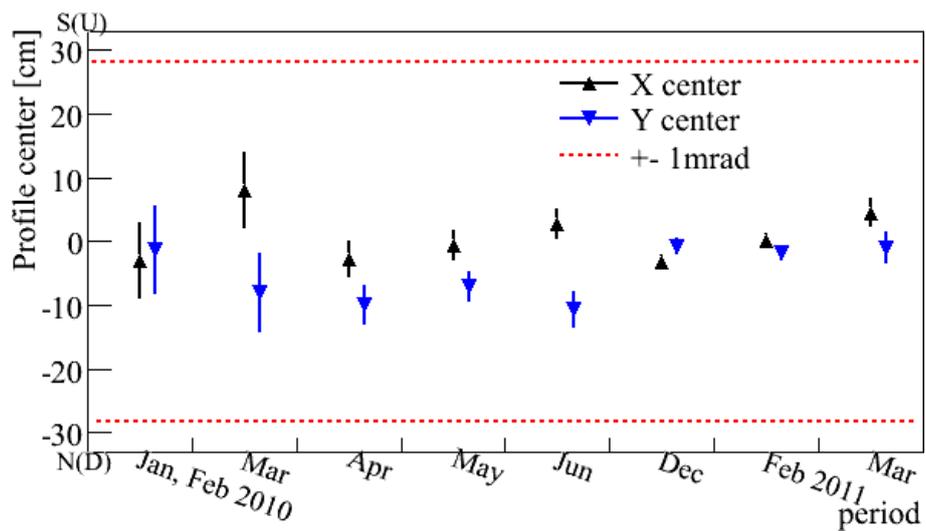


Figure 3.16: Profil du centre du faisceau mesuré par INGRID par rapport à la position nominale. Les lignes pointillées en rouge représente la limite de précision souhaitée, équivalente à 1 mrad.

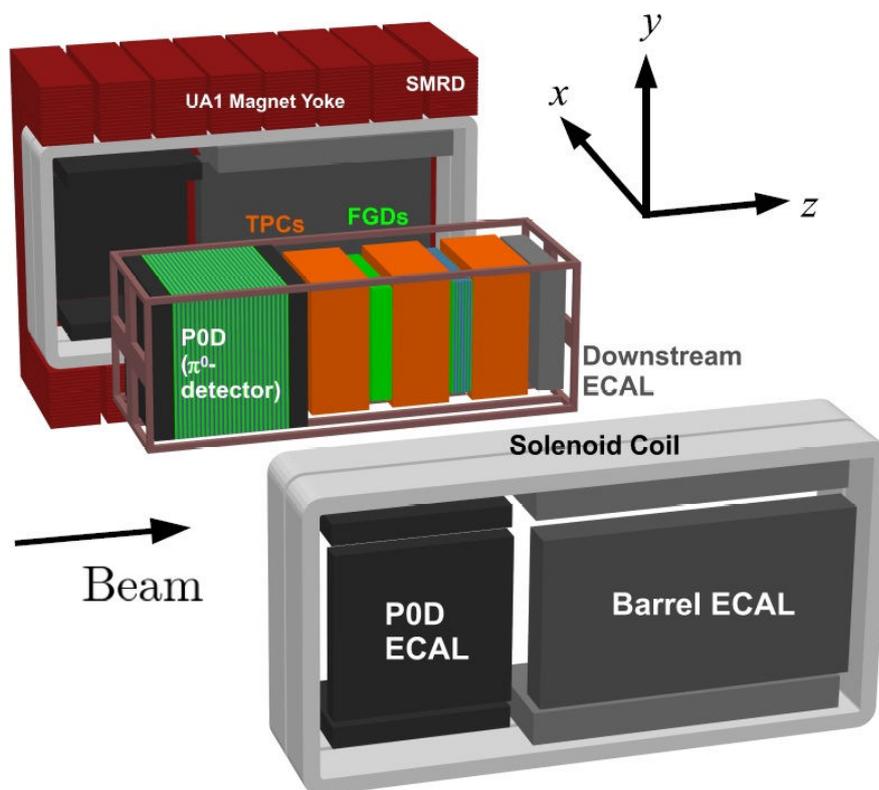


Figure 3.17: Schéma du détecteur ND280.

3.4.2 Le détecteur proche hors-axe : ND280

Le détecteur proche hors-axe ND280 est destiné à caractériser le faisceau de neutrinos dans la direction du détecteur lointain avant que ceux-ci n'aient pu osciller. Son rôle est de fournir des mesures du flux, du spectre en énergie et de la composition initiale du faisceau dans les différentes saveurs de neutrinos. Il permet également des mesures de sections efficaces pour différents modes d'interaction.

ND280 est composé de multiples sous-détecteurs imbriqués dans un aimant : un détecteur de π^0 , un détecteur de muons, un calorimètre électromagnétique et un trajectographe composé de deux détecteurs à segmentation fine et de trois chambres à projection temporelle. Un schéma du détecteur est visible sur la figure 3.17.

L'aimant

Le détecteur ND280 utilise l'ancien aimant de l'expérience UA1 du CERN. Ce dernier fournit un champ magnétique uniforme de 0,2 teslas perpendiculaire à la direction du faisceau, produit par des bobines d'aluminium parcourues par un courant de 2900 A. L'uniformité du champ obtenu a été mesurée avant l'installation des sous-détecteurs et vérifiée au pourcent près jusque dans les régions proches des bobines. La coque est composée de deux parties comprenant chacune 8 plaques d'acier en forme de C qui encadrent la bobine et les sous-détecteurs. Ces deux parties peuvent s'écarter l'une de l'autre pour permettre l'accès aux composants du détecteur ND280 lorsque l'expérience n'est pas en période de prise de données. Le champ magnétique est utilisé lors des analyses pour courber la trajectoire des particules chargées produites lors des interactions neutrino et ainsi mesurer l'impulsion et la charge électrique de ces particules.

Le détecteur de π^0 (P0D)

Le rôle principal du P0D (Pi-zero Detector) est de mesurer les processus d'interaction neutrino-eau, par courant neutre ou courant chargé, produisant un π^0 dans l'état final. Ces processus représentent un des bruits de fond principaux dans le canal d'apparition de ν_e dans le détecteur lointain (voir chapitre 5).

Le P0D est composé de 40 plans de barres de scintillateur plastique encadrant des espaces remplis d'eau ou de plaques de plomb. Les plans de scintillateur sont disposés perpendiculairement à la direction du faisceau et sont composés de barres triangulaires alignées verticalement puis horizontalement. Chaque barre, d'une longueur de 2 m avec une base de 33 mm et une épaisseur de 17 mm, est parcourue au centre par une fibre transportant la lumière de scintillation vers un lecteur MPPC. Les sections contenant de l'eau peuvent être vidées pendant la phase de prise de données. La comparaison des mesures du taux d'interaction avec ou sans eau permet alors d'obtenir la valeur des sections efficaces de la réaction d'un neutrino sur l'oxygène de l'eau. Le poids total de masse cible du P0D est de 16,1 tonnes avec eau, ou 13,3 tonnes sans eau.

Le détecteur de muons (SMRD)

Dans les interstices de la coque de l'aimant sont insérées 440 plaques de scintillateur formant le détecteur de muons SMRD (Side Muon Range Detector) [93]. Sa principale fonction est la détection et la mesure de l'impulsion de muons sortant du détecteur ou provenant de l'extérieur et entrant dans le ND280. Les plaques disposées dans les interstices d'une face horizontale de l'aimant sont composées de 4 panneaux de dimensions $875 \times 167 \times 7 \text{ mm}^3$ reliés à des MPPC. Les plaques sur les faces verticales sont composées quant à elles de 5 panneaux légèrement plus larges d'une dimension de $875 \times 175 \times 7 \text{ mm}^3$. Le taux d'événements en coïncidence avec le faisceau enregistrés par le SMRD a été mesuré stable à mieux de 3%.

Les détecteurs à segmentation fine (FGD)

Le ND280 est composé d'une partie trajectographe, située en aval du P0D, composée de deux détecteurs FGD pris en sandwich entre trois TPC. Les FGD sont constitués de fines barres de scintillateur en polystyrène dopé (de dimension $9,6 \text{ mm} \times 9,6 \text{ mm} \times 1864,3 \text{ mm}$) au bout desquelles sont montés des lecteurs MPPC pour récolter la lumière acheminée par une fibre optique traversant la barre.

Le FGD1 (le plus proche de la source du faisceau) comporte 30 couches de 192 barres. Les couches sont disposées alternativement verticalement et horizontalement dans le plan transverse à la direction du faisceau. Le FGD2 est quant à lui composé de 15 couches de scintillateur, où des poches remplies d'eau d'une épaisseur de 3 cm sont insérées entre les paires de couches verticales et horizontales (voir figure 3.18). La comparaison entre les deux FGD permet alors de mesurer les différences du taux d'interaction entre carbone et oxygène réduisant ainsi les erreurs systématiques dans l'extrapolation du flux de neutrinos vers le détecteur lointain où les interactions ont lieu sur l'oxygène de l'eau.

Les deux FGD pèsent environ 1,1 tonne chacun et représentent la masse cible de la partie trajectographe. En effet, les TPC étant des détecteurs gazeux, peu d'interactions ont lieu dans ces détecteurs. La segmentation fine des FGD est importante afin de pouvoir reconstruire avec précision la position du vertex associé aux traces mesurées dans les TPC. L'efficacité de détection des barres au passage de muons cosmiques est supérieure à 99%.

Les chambres à projection temporelles (TPC)

La partie trajectographe est également composée de trois TPC placées de chaque côté des FGD. Leur but est de reconstruire les traces et d'identifier les particules chargées issues des interactions neutrino dans les FGD. Les TPC étant au coeur de l'analyse sur la mesure de la contamination du faisceau en ν_e dans le détecteur proche présentée du chapitre 6, la section 3.4.3 est dédiée à une description plus approfondie de ces détecteurs.

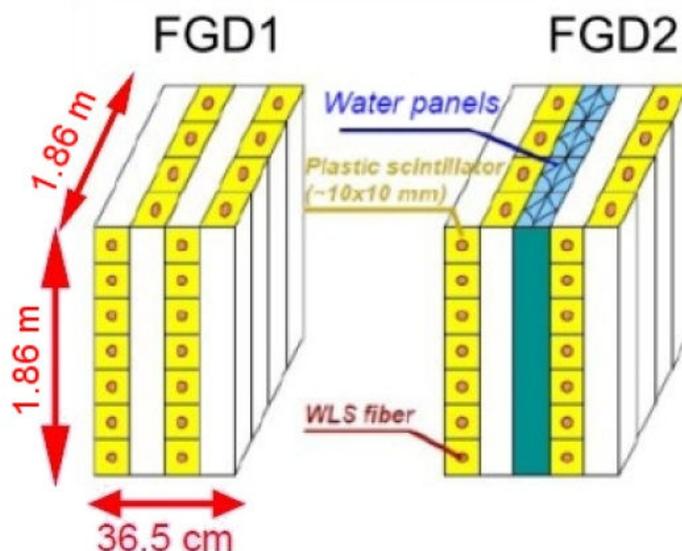


Figure 3.18: Schéma de la structure des FGD 1 et 2. On voit dans le FGD 2 l'arrangement avec une section d'eau entre les couches de scintillateur.

Le calorimètre électromagnétique (ECal)

Le ND280 est doté d'un calorimètre électromagnétique entourant le POD, les deux FGDs, et les trois TPCs. La fonction de l'ECal (Electromagnetic Calorimeter) est de détecter toutes les particules chargées et les photons s'échappant des sous-détecteurs qu'il entoure. Ces mesures sont particulièrement importantes pour la reconstruction d'événements avec un π^0 dans l'état final. La forme du dépôt d'énergie laissé dans le calorimètre est une information servant à l'identification de ces particules sortantes. En effet les électrons et gammas forment une gerbe électromagnétique dans l'ECal, tandis que des muons le traversent sous la forme d'une trace bien définie.

L'ensemble de l'ECal est formé de 13 modules (voir le schéma du ND280 sur la figure 3.17) dont six recouvrent les faces du POD parallèles à l'axe du faisceau (PODECal), six recouvrent les faces de la partie trajectographe parallèles à l'axe du faisceau (BarreIECal), et un dernier placé en aval du trajectographe face au faisceau (DsECal). Chaque module est composé en alternance de couches de barres de scintillateur plastique et de couches de plomb servant à absorber l'énergie des particules pendant leur passage. Le PODECal, le BarreIECal et le DsECal possèdent respectivement un nombre de 6, 31 et 34 couches de scintillateur+plomb pour atteindre une épaisseur représentant respectivement 3,6, 9,7 et 10,6 longueurs d'interaction.

Système d'acquisition de données de ND280

Le système d'acquisition du ND280 est responsable de la collection des données depuis l'ensemble des sous-détecteurs afin de les assembler en un événement complet. L'horloge principale du ND280 est reliée à l'horloge du système d'extraction des protons de l'accélérateur à la fois par fibre optique et par GPS, afin d'identifier l'acquisition d'événements liés au faisceau de neutrinos. Chaque sous-détecteur comporte quant à lui une horloge secondaire connecté à l'horloge principale pour assurer également la synchronisation interne de tous ces composants. Le déclenchement de l'acquisition d'un événement est donné par la lecture d'un signal par un des sous-détecteurs à lecture rapide équipé de MPPC (SMRD, FGD, ECal, POD). Ces sous-détecteurs utilisent une électronique de lecture rapide commune, basée sur l'ASIC Trip-T [94].

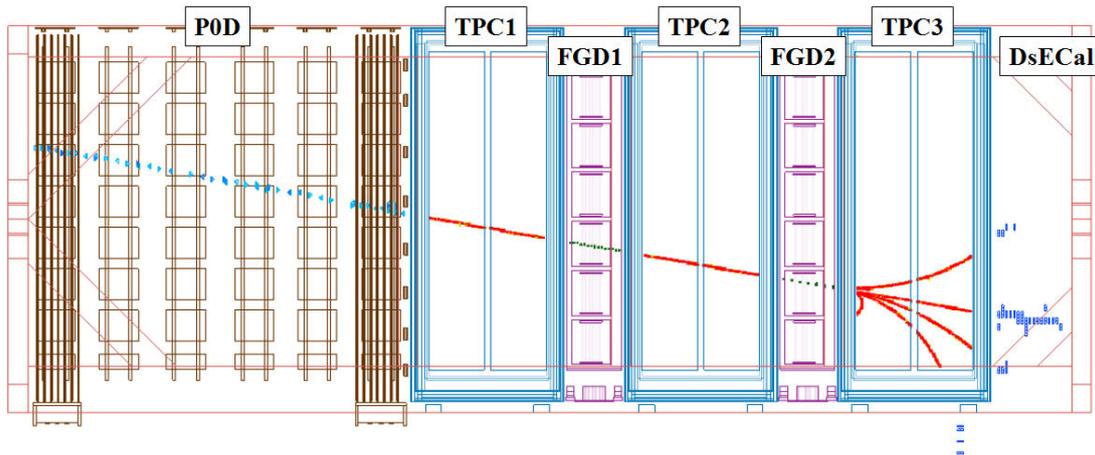


Figure 3.19: Représentation d'un événement dans le ND280. On peut voir une trace laissée par un muon entrant par la gauche dans le P0D puis traversant les 2 premières TPC et le premier FGD. Le muon interagit ensuite dans le second FGD pour créer une gerbe de particules observées dans la troisième TPC et le calorimètre électromagnétique situé en aval du ND280.

En dehors des fenêtres de temps d'acquisition liées au faisceau, le système enregistre en permanence des événements pour la calibration des piédestaux ou des événements cosmiques. Ces événements peuvent être enregistrés selon deux types de déclenchement : les déclenchements FGD produits lorsqu'un signal est perçu en coïncidence dans les deux FGD, et les déclenchements Trip-T fournis par la combinaison de détecteurs Trip-T en coïncidence. A noter que le système d'acquisition a été conçu de manière à être modulable et permettre l'ajout ou la suppression des différents sous-détecteurs.

Après un déclenchement, toutes les données enregistrées sont transmises à un PC par câble ethernet et traitée par le logiciel MIDAS (Maximum Integration Data Acquisition System) [95]. MIDAS permet de rassembler et formater les signaux Trip-T, FGD et TPC d'un même événement. Les données au format MIDAS sont ensuite enregistrées sur un serveur à KEK, et l'ensemble des variables d'environnement correspondant à ces événements sont écrites dans une base de données online.

En parallèle de l'acquisition par MIDAS, les sous-détecteurs sont contrôlés en temps réel pour permettre aux personnes en charge de leur surveillance pendant les périodes de prise de données de s'assurer du bon fonctionnement du système : stabilité des hautes tensions, de l'aimant, de l'électronique, du système de gaz des TPC etc...

La représentation d'un événement enregistré par plusieurs sous-détecteurs du ND280 est montrée à la figure 3.19. On peut observer la trace laissée par un muon, puis par ses produits d'interactions, sur le P0D, les deux FGD, les trois TPC et le DsECal.

3.4.3 Les chambres à projection temporelle

L'expérience utilise trois TPC placées de part et d'autre des deux FGD pour former avec eux la partie trajectographe du détecteur proche. Une description détaillée des TPC de T2K est donnée à la référence [96]. Une TPC est composée d'une enceinte de dimension $2,3 \text{ m} \times 2,4 \text{ m} \times 1,0 \text{ m}$ remplie de gaz, séparée en deux volumes par une cathode centrale portée à une tension de -25 kV . Le schéma d'une TPC est représenté sur la figure 3.20. Une particule chargée traversant une TPC arrache au gaz des

3. L'EXPÉRIENCE T2K

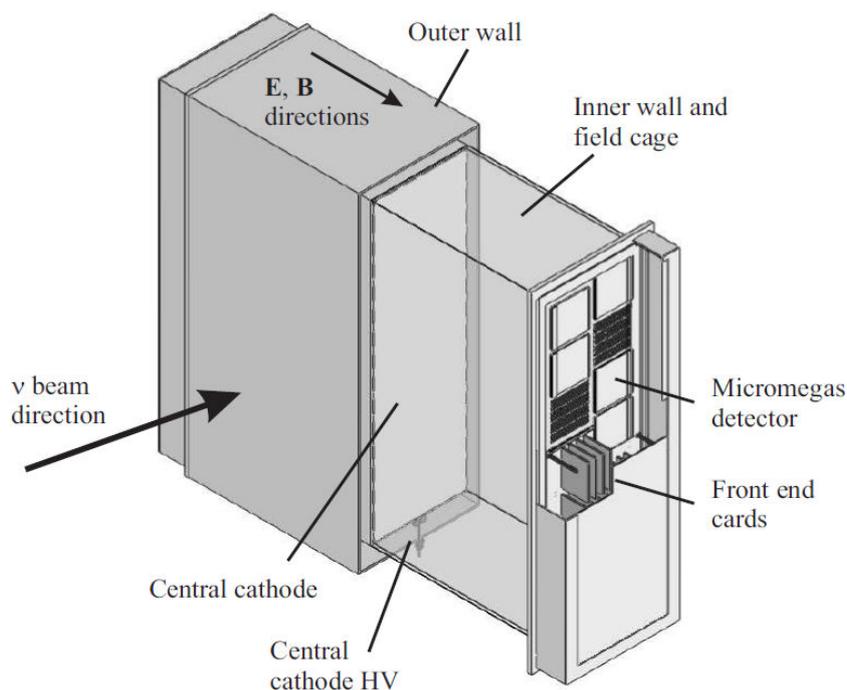


Figure 3.20: Schéma d'un détecteur TPC de T2K.

électrons d'ionisation qui dérivent alors vers un des plans de lecture placés de chaque côté de l'enceinte en suivant le champ électrique créé par la cathode. Le champ électrique est maintenu uniforme le long de la distance de dérive à une valeur de 200 V/cm grâce à la présence de bandes résistantes de cuivre recouvrant l'intérieur de l'enceinte.

Le gaz des TPC est un mélange d'Ar(95%)CF₄(3%)iC₄H₁₀(2%). Le CF₄ est utilisé en plus de l'argon pour augmenter la vitesse de dérive des électrons et l'iC₄H₁₀ pour absorber les photons émis, susceptibles de démarrer une avalanche pendant la lecture du signal. Le mélange gazeux utilisé limite la diffusion transverse des électrons par interaction coulombienne pendant leur dérive. Cette diffusion est également réduite par la présence dans le détecteur du champ magnétique, parallèle au champ de dérive. Les mesures effectuées ont ainsi montré une diffusion transverse de $247(288) \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ avec (sans) la présence du champ magnétique.

Performances

Les détecteurs TPC ont trois fonctions principales dans le détecteur proche ND280 :

- En premier lieu, les détecteurs TPC permettent la reconstruction en trois dimensions des trajectoires des particules chargées traversant le détecteur. Leur fine granularité et leur excellente efficacité de détection permettent la séparation et le comptage précis du nombre de traces produites lors des interactions neutrinos. Le nombre de traces observées est un critère de sélection important des différents modes d'interaction utilisés dans les analyses de physique. Pour reconstruire la position d'une trace dans la direction de dérive des électrons, les TPC doivent fonctionner conjointement avec un détecteur à déclenchement rapide (dans le ND280 ce sont les FGD qui jouent principalement ce rôle) de manière à déterminer l'instant précis où l'événement a eu lieu. La trajectoire dans la troisième dimension est ensuite calculée à partir du temps mis par les électrons pour dériver dans le gaz en prenant comme temps initial l'instant donné par le détecteur à déclenchement rapide.

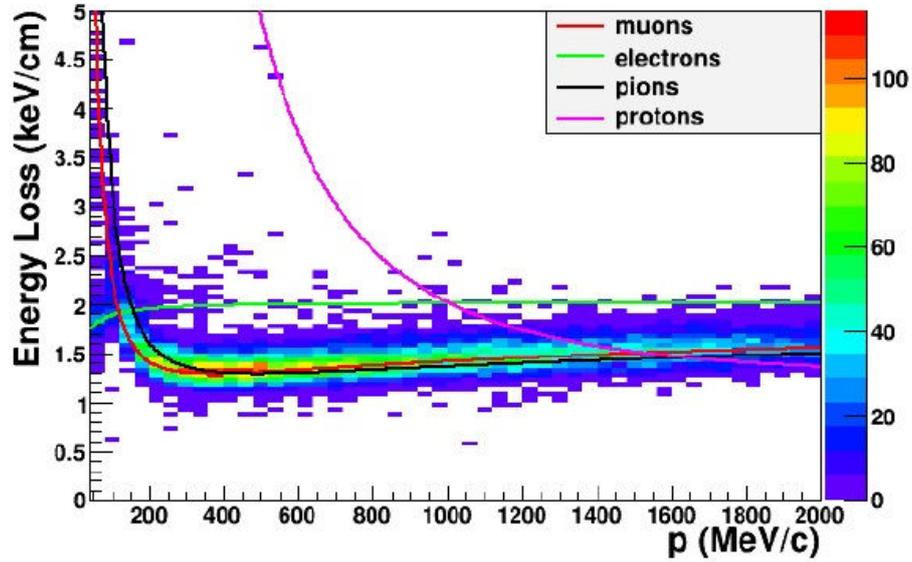
- Le deuxième objectif des TPC est la mesure de l'impulsion des particules chargées traversant les détecteurs, la trajectoire des particules étant courbée par le champ magnétique de l'aimant proportionnellement à l'inverse de leur impulsion transverse. La mesure de l'impulsion des traces issues d'interactions CCQE permet ensuite la reconstruction du spectre incident des neutrinos grâce à la relation 3.10. La résolution atteinte sur la mesure de l'impulsion transverse de 1 GeV/c est inférieure à 10% et la précision sur l'échelle en impulsion absolue est maîtrisée à mieux que 2%. Ces performances permettent de satisfaire aux exigences de l'expérience pour la mesure des paramètres d'oscillation.
- Enfin les TPC sont utilisées pour identifier la nature des particules chargées. L'identification se fait par mesure de la perte d'énergie par unité de longueur (dE/dx) des particules dans le gaz [97], qui est différente selon le type de particule. La figure 6.5 montre les pertes d'énergie observées pour différentes particules en fonction de leur impulsion ainsi que la courbe de dE/dx attendue pour les types de particule les plus abondantes (muon, électron, pion et proton). La méthode utilisée pour la mesure des pertes d'énergie a été testée par simulation Monte Carlo et auprès d'un faisceau test. La résolution obtenue sur l'énergie déposée est de 7,8% pour des particules au minimum d'ionisation, meilleure que la valeur de 10% requise lors de la conception des TPC. L'identification de particule est primordiale pour les analyses faites avec le détecteur proche, notamment pour la mesure de la composante intrinsèque en ν_e du faisceau.

Les modules Micromegas

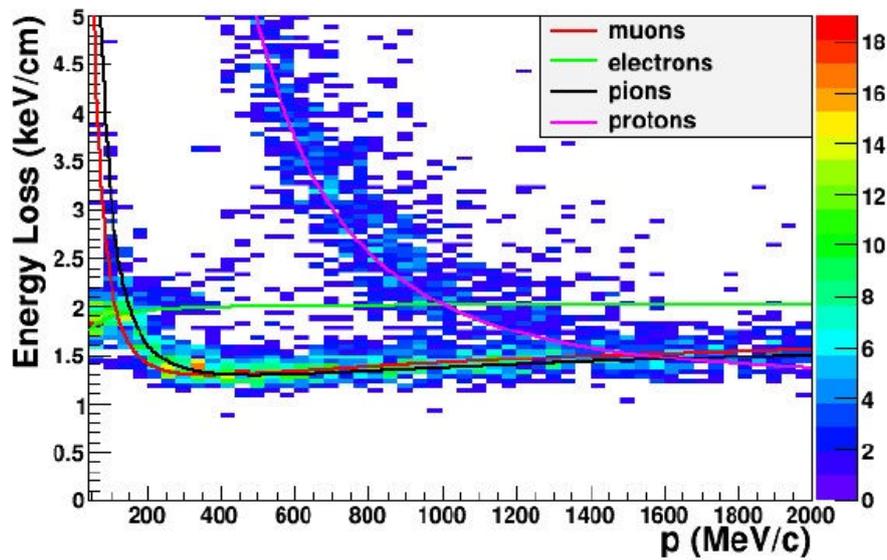
Le signal provenant des électrons d'ionisation n'étant pas assez fort pour être enregistré, les TPC sont équipées de modules utilisant la technologie bulk-Micromegas [98] pour amplifier et lire le signal. L'amplification d'un module Micromegas est créée en portant une micro-grille, située à 128 μm de la surface de détection, à une tension de -350 V (voir figure 3.22). Cette différence de potentiel fait apparaître un champ électrique très important dans l'espace d'amplification, de près de 30 kV/cm, qui déclenche une avalanche des électrons de dérive y entrant. Le signal électronique est ainsi multiplié d'un facteur 1500. Grâce à la technologie bulk-Micromegas, un gain uniforme sur toute la surface du module est obtenu.

Les modules Micromegas utilisés dans l'expérience T2K sont fabriqués à partir d'une technologie développée conjointement entre le CEA-Saclay et le CERN. La technologie bulk-Micromegas consiste en un PCB (Printed Circuit Board) FR4 surmonté d'une couche active de cuivre segmentée de 25 μm d'épaisseur sur laquelle on applique une couche de matériau photo-modelable de 128 μm (Pyrallux PC1025) et une micro-grille métallique fine (430 lignes par pouce) d'une épaisseur de 30 μm . L'ensemble est ensuite exposé à un traitement chimique et une irradiation UV sous un masque afin de détruire la couche entre le PCB et la micro-grille en laissant apparaître 20736 piliers cylindriques de 500 μm de diamètre soutenant la micro-grille à la hauteur de 128 μm , définissant la zone d'amplification du Micromegas. Dans ce procédé, une bande inactive de 3,2 mm de large est laissée sur l'extérieur du module pour assurer la tenue et la tension mécanique de la micro-grille sans nécessiter de support extérieur. Sur cette bande est également déposée une couche de cuivre portée au même potentiel que la micro-grille pour éviter des distorsions des lignes de champ électrique entre modules ou au bord de la TPC. Cette technologie permet d'obtenir un détecteur uniforme fait d'une seule pièce, étant robuste, léger et offrant une grande surface active. Le module est ensuite collé à un cadre en plastique FR5 pour assurer la rigidité de l'ensemble et assurer une planitude de la surface meilleure que 150 μm . Une surface aussi plane que possible est nécessaire afin de minimiser les distorsions du champ électrique entre la micro-grille portée à haute tension et le PCB du module servant d'anode.

3. L'EXPÉRIENCE T2K



(a)



(b)

Figure 3.21: Chaque point indique la mesure de perte d'énergie de particules traversant une TPC en fonction de leur impulsion. Les lignes correspondent aux courbes de dE/dx attendues pour les particules telles que le muon, l'électron, le pion et le proton. La figure a) représente les mesures pour des particules de charge négative, et la figure b) pour des particules de charge positive.

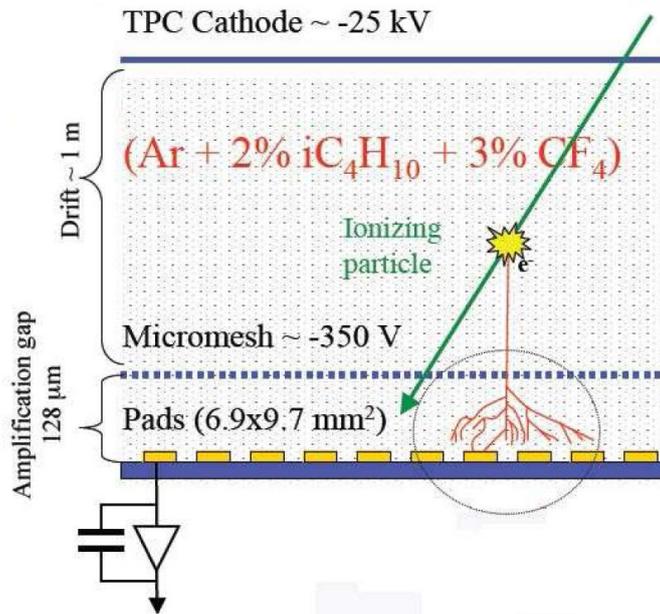


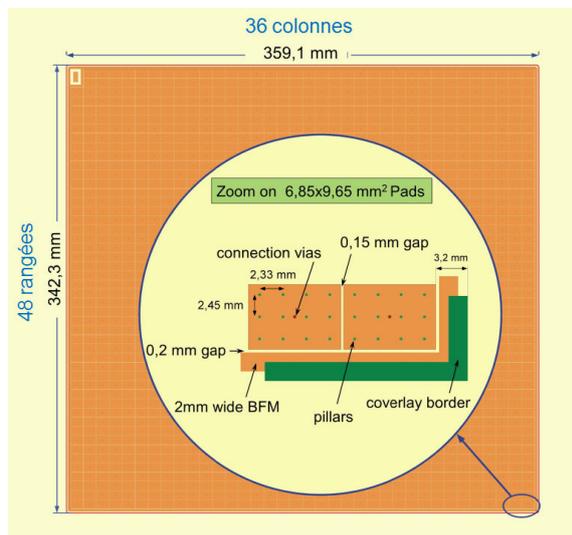
Figure 3.22: Principe de fonctionnement d'un détecteur TPC équipé de Micromegas.

Chaque module Micromegas couvre une superficie de $359,1 \times 342,3 \text{ mm}^2$. Le PCB de chaque module est segmenté en 1728 damiers, dont 1726 actifs, disposés en 36 colonnes et 48 rangées. Un damier possède une surface de $9,65 \times 6,85 \text{ mm}^2$ et est séparé des damiers voisins par une couche isolante de 0,15 mm de largeur, comme indiqué sur les figures 3.23(a) et 3.23(b). La surface active représente environ 93% de la surface totale du module. Dans un coin de chaque module, une surface équivalente à celle de deux damiers est utilisée pour faire passer la connexion de la haute-tension de la micro-grille.

Chaque TPC est équipée de 24 modules Micromegas, 12 sur chacun des deux plans de lecture, et disposés en deux colonnes de six modules (voir figure 3.24). Les colonnes sont séparées par un espace de 21 mm et les modules d'une même colonne sont espacés de 7,7 mm. Pour éviter que des traces horizontales ne passent entièrement dans la zone morte située entre les modules, les deux colonnes sont décalées verticalement l'une par rapport à l'autre de 45,3 mm. Les 72 modules des 3 TPC offrent une surface totale de détection de près de 9 m^2 . Les modules Micromegas situés sur un même plan de lecture sont connectés à la même tension afin de minimiser les différences de potentiel entre modules. La structure de chaque module Micromegas est complètement indépendante des autres et peut être montée ou démontée indépendamment depuis l'extérieur de l'enceinte contenant le gaz de la TPC. Cette configuration facilite la maintenance ou le changement de module en cas de défaillance.

Tous les modules Micromegas utilisés dans l'expérience, ainsi que les modules de rechange, ont été conçus puis testés individuellement entre mai 2008 et août 2009 au CERN. Les modules fonctionnent à une tension nominale de -350 V, ce qui génère un champ d'environ 27 kV/cm dans la région d'amplification, beaucoup plus élevé que le champ électrique de 200 V/cm situé dans la région de dérive. Cette condition permet d'obtenir une transmission maximale des électrons, de la région de dérive vers la région d'amplification. A cette tension nominale, le gain dû à l'amplification est d'environ 1500 et le taux de décharges mesuré est inférieur à 0,1/h. Ces décharges, peu fréquentes, peuvent entraîner une baisse de tension de la micro-grille de quelques volts pendant quelques centaines de nanosecondes (500 ns). Pendant ces tests, chaque damier a été exposé à une source de 370 MBq de ^{55}Fe émettant

3. L'EXPÉRIENCE T2K



(a)



(b)

Figure 3.23: Schéma (a) et photographie (b) d'un module Micromegas installé sur un plan de lecture. On peut observer sur la photographie le décalage avec les modules voisins.



Figure 3.24: Disposition des douzes modules Micromegas sur un plan de lecture.

un rayonnement X à 5,9 keV. La figure 3.25 montre le spectre mesuré suite à l'exposition d'un damier à la source. La résolution obtenue est de l'ordre de 9%. Sur cette figure on peut également voir le pic d'échappement dans l'argon à 2,9 keV. L'uniformité de la distribution de charge mesurée sur l'ensemble des pads d'un module est montrée à la figure 3.26 où l'on observe une uniformité globale meilleure que 3%.

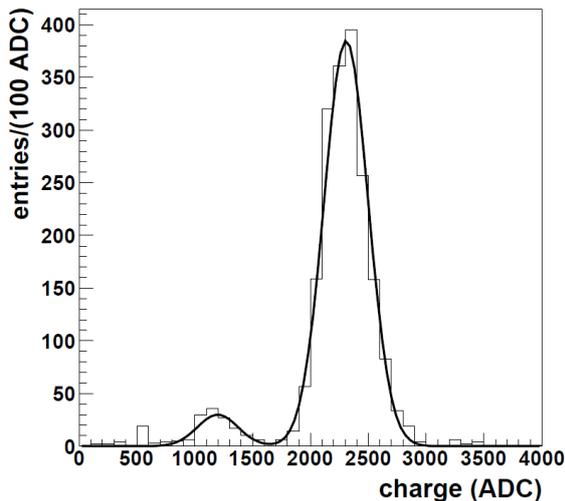


Figure 3.25: Spectre en énergie mesuré pour une source de ^{55}Fe (en unités ADC) de 5,9 keV irradiant un seul pad. La résolution obtenue est de 8,2%.

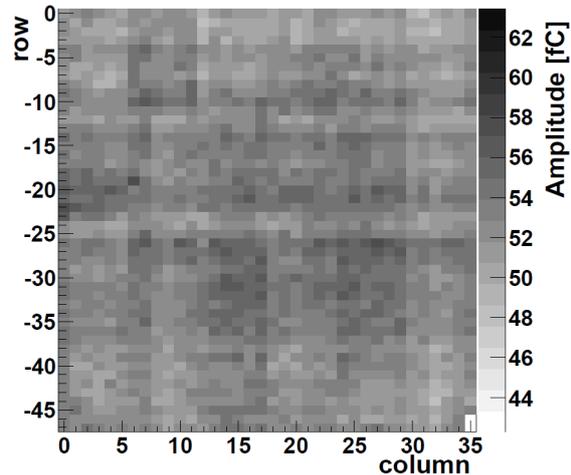


Figure 3.26: Cartographie de la charge enregistrée par pad pour un module après exposition à une source de ^{55}Fe . La zone morte de deux pads en bas à droite sert au passage de la haute tension de la mèche.

L'électronique de lecture

Un module Micromegas est lu par un ensemble de six cartes électroniques FEC (Front End Cards) reliées entre elles par une carte mezzanine FEM (Front End Mezzanine), visibles sur la figure 3.27.

Chaque carte FEC est composée de quatre puces ASIC programmables appelées AFTER (Asic For TPC Electronic Readout) et développées à l'Irfu au CEA-Saclay. Ces circuits mettent en forme et numérisent le signal provenant des damiers. Une carte FEC échantillonne le signal sur 511 intervalles de temps à une fréquence réglable selon le besoin de l'utilisateur. Ainsi pour T2K, dont la fenêtre en temps d'un événement est déterminée par le temps de dérive maximal des électrons ($12\ \mu\text{s}$) et par la dispersion du faisceau ($3\ \mu\text{s}$), le temps d'échantillonnage a été fixé à 40 ns ce qui correspond à une fenêtre d'acquisition d'environ $20\ \mu\text{s}$. La puce AFTER est également caractérisée par son bruit très faible ($\sim 600\ e^-$) donnant un excellent rapport signal sur bruit de 200 pour le signal typique de particules au minimum d'ionisation.

Les six cartes FEC sont connectées à une carte mezzanine (FEM) qui rassemble et synchronise l'ensemble des signaux enregistrés. La carte FEM est aussi utilisée pour effectuer la soustraction du piédestal et la suppression de 0. Enfin, elle transmet les données par fibre optique vers des cartes DCC (Data Concentrator Cards) reliées au système d'acquisition des données avec une bande passante de 2 Gb/s. Un nombre total de 18 DCC servent à lire l'information provenant des trois TPC. Elles sont conçues pour fournir l'horloge de référence aux FEM et transmettre par connection Ethernet à un PC d'acquisition, les signaux provenant des FEM.

3. L'EXPÉRIENCE T2K

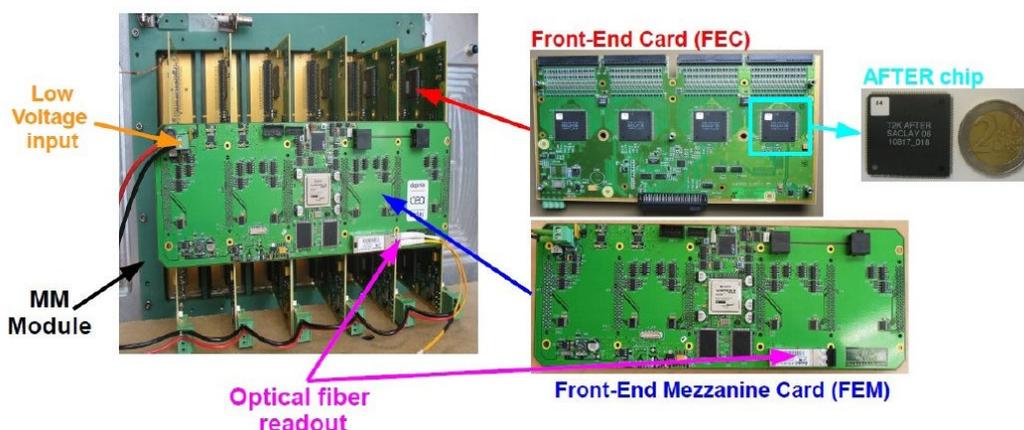


Figure 3.27: Un module Micromegas vu de l'extérieur de la TPC, lu par 6 cartes FEC reliées les unes aux autres par une carte FEM.

Calibration

Pour assurer le bon fonctionnement des TPC pendant la prise de données, deux systèmes de calibration et de contrôle sont utilisés : un système laser et une chambre de monitoring du gaz.

Le système laser sert à mesurer les distorsions des champs électrique et magnétique, le gain des modules Micromegas et la vitesse de dérive des électrons dans le gaz. Pour ce faire, la lumière UV de 266 nm produite par le laser est acheminée par fibre optique et émise depuis les plans de lecture vers la cathode centrale sur laquelle sont disposées de fines pastilles en aluminium. Par effet photoélectrique, cette lumière éjecte des électrons qui vont dériver dans la TPC vers les détecteurs Micromegas et permettre l'analyse des conditions de dérive.

Une chambre de monitoring est également utilisée pour contrôler en permanence la qualité du mélange gazeux. Cette chambre est reliée au circuit d'approvisionnement en gaz des TPC, qui opèrent en cycle continu. Ce moniteur fonctionne selon le même principe que les TPC: un champ électrique est appliqué sur un petit volume de gaz pour créer un champ de dérive vers un module Micromegas. Ce module est plus petit que ceux utilisés dans les TPC mais est de conception identique. On analyse alors la réponse du module à une exposition continue à des sources de ^{55}Fe et de ^{90}So pour vérifier, en fonction de la température et de la pression atmosphérique, la stabilité du gain d'amplification et de la vitesse de dérive des électrons dans le même mélange gazeux que celui utilisé dans les TPC.

Chapitre 4

Etude de l'alignement des modules Micromegas des détecteurs TPC avec des rayons cosmiques

Les chambres à projection temporelle (TPC) du détecteur proche ND280 jouent un rôle essentiel dans la reconstruction du spectre en énergie des neutrinos. Elles constituent en particulier un instrument de précision pour la détermination de l'impulsion et de la direction du lepton émis dans les interactions CCQE.

Une des fonctions principales des TPC consiste à mesurer l'impulsion des particules chargées dans le détecteur proche ND280. Ce dernier est plongé dans un champ magnétique d'une valeur nominale de 0,2 T qui courbe la trajectoire des particules chargées, proportionnellement à l'inverse de leur impulsion transverse. Un algorithme de reconstruction de trajectoire est utilisé pour mesurer la courbure des particules et en extraire l'impulsion. L'objectif est d'obtenir une mesure de l'impulsion avec une précision sur l'échelle absolue meilleure que 2% et une résolution meilleure que 10% à 1 GeV/c. Les défauts d'alignement des modules Micromegas des TPC peuvent constituer une source d'erreur sur la mesure de cette courbure et doivent donc être estimés et pris en compte pour réduire l'incertitude sur la valeur de l'impulsion des particules.

Dans ce chapitre, nous présentons une étude de l'alignement des modules Micromegas réalisée avec des traces cosmiques. Dans un premier temps, nous décrirons l'algorithme de reconstruction de traces dans le détecteur. Nous exposerons ensuite la méthode de mesure de l'impulsion et l'impact d'un mauvais alignement des modules sur cette mesure. Nous observerons que dans le domaine d'énergie étudié par T2K, les erreurs sur cette mesure proviennent principalement d'un défaut d'alignement dans l'orientation (rotation) des modules. Par la suite nous présenterons la méthode utilisée pour déterminer les défauts d'alignement entre modules et éprouver cette méthode avec des événements générés par Monte-Carlo. Enfin, nous présenterons les résultats obtenus avec des données de rayons cosmiques récoltées sans champ magnétique dans le détecteur ND280 et observerons les améliorations obtenues dans la reconstruction de traces après la correction des défauts d'alignement observés.

L'étude présentée dans ce chapitre est complémentaire de la mesure optique de la position des modules qui a été effectuée pendant la construction des TPC et dont les résultats sont actuellement utilisés

4. ETUDE DE L'ALIGNEMENT DES MODULES MICROMEGAS DES DÉTECTEURS TPC AVEC DES RAYONS COSMIQUES

dans la reconstruction des événements pour tenir compte des défauts d'alignement des modules. La méthode utilisée dans notre étude offre également la possibilité de suivre dans le temps l'évolution éventuelle des défauts d'alignement des modules Micromegas, notamment pendant les périodes de prise de données.

4.1 Reconstruction de trace

La reconstruction des traces dans les TPC est basée sur les informations enregistrées sur les différents damiers constituant les modules Micromegas. Sur l'ensemble des modules produits, seule une fraction inférieure à 0,01% des damiers (12/124.416) s'est montrée défectueuse et a été déconnectée de la chaîne de lecture. Le signal d'un damier est alors traité individuellement en appliquant des constantes de calibration qui prennent en compte la valeur du gain en fonction des variations de température et de pression ambiantes. La distribution temporelle du signal enregistré se présente sous la forme indiquée à la figure 4.1(a), correspondant à la charge obtenue, après amplification, du nuage d'électrons atteignant un damier.

La reconstruction d'une trace dans la TPC se fait ensuite en deux étapes principales. La première étape est la reconnaissance de segments de trace regroupant les damiers touchés en coïncidence spatiale et temporelle, colonne par colonne, sous forme d'amas. La seconde consiste à analyser la répartition de charge dans chaque amas en utilisant une méthode d'ajustement par maximum de vraisemblance afin d'estimer les paramètres de la trace, décrite par une fonction spiroïdale.

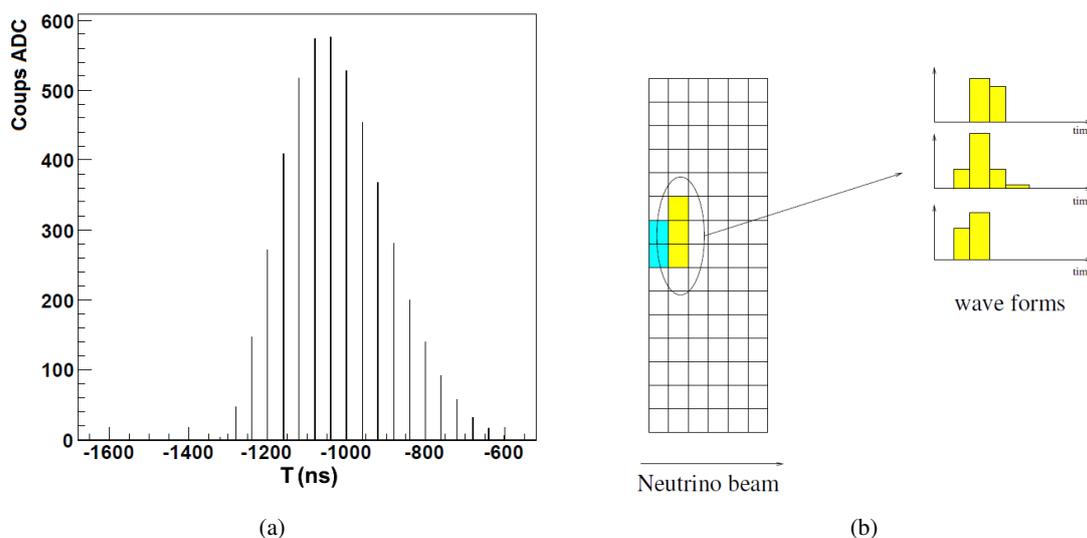


Figure 4.1: A gauche, signal en forme de "vague" (*waveform*) après application du gain et suppression du bruit résiduel. A droite, principe de formation d'un amas pour des damiers touchés qui sont adjacents dans une même colonne et dont les signaux coïncident en temps.

4.1.1 Reconnaissance de trace

La première étape dans la reconstruction des traces est le regroupement par colonnes des damiers touchés. Dans la version de l'algorithme de reconstruction utilisée ici, le regroupement des damiers en colonnes est préféré au regroupement en lignes car il permet de reconstruire au mieux les traces suivant la direction de l'axe du faisceau, direction dans laquelle les particules issues d'interactions de neutrinos sont princi-

palement émises¹. Pour la suite, nous allons utiliser le système de coordonnées indiqué à la figure 3.17. L'axe X est pris comme la direction de dérive des électrons dans une TPC, l'axe Z représente la direction du faisceau de neutrino et l'axe Y correspond à la direction verticale. Les axes Y et Z forment un plan parallèle à la direction du faisceau, dans lequel est confondu le plan de lecture des modules Micromegas.

Les damiers voisins appartenant à une même colonne et ayant des signaux qui coïncident en temps sont regroupés pour former un amas, comme représenté à la figure 4.1(b). A cause de la diffusion transverse des électrons dans le gaz de la TPC, plusieurs damiers d'une même colonne peuvent collecter une partie de la charge déposée par le nuage d'électrons d'une trace primaire. L'étalement des électrons étant plus important lorsque la distance de dérive est grande, les particules traversant une TPC près des modules de détection laissent principalement un signal sur un seul damier. A l'inverse, le nuage d'électrons provenant de particules ionisant le gaz loin du plan de détection s'étend sur plusieurs damiers.

Les conditions demandées dans l'algorithme de reconstruction pour la formation d'un amas sont les suivantes :

- Les damiers doivent avoir la même coordonnée sur l'axe Z, donnée par la position du milieu de la colonne sur cet axe.
- Le temps entre deux damiers ne doit pas dépasser plus de deux unités de temps d'échantillonnage, soit 80 ns.
- La distance en Y entre le centre de deux damiers ne doit pas être supérieure à l'équivalent de la hauteur de deux damiers. On regroupe ainsi les damiers adjacents ainsi que ceux séparés par un damier défectueux ou par la région morte entre deux modules Micromegas.

Un algorithme de reconnaissance de trace regroupe ensuite les amas successifs pour former des segments continus. Le programme de reconstruction sélectionne alors la combinaison de segments formant la plus longue trace possible qui est identifiée comme la trace primaire laissée par une particule chargée. Des segments s'écartant de la trace primaire peuvent être observés. Ils correspondent à l'émission de rayons δ ou à des interactions initiées dans le mélange gazeux.

4.1.2 Ajustement par maximum de vraisemblance

La détermination des paramètres de la trace est ensuite obtenue en utilisant une méthode d'ajustement par maximum de vraisemblance qui compare le partage de la charge à l'intérieur d'un amas avec celui attendu pour une trace dont les paramètres sont donnés. Cette méthode est basée sur un modèle simple de dérive des électrons et suppose un dépôt de charge uniforme sur un damier, le long de l'axe Z [99]. Après amplification par les modules Micromegas, la distribution de charge est approximativement multinomiale.

Le nombre d'électrons primaires collectés sur un damier i ayant un gain d'amplification g_i (~ 1500) est défini comme

$$n_i = \frac{ADC_i \cdot C_i}{g_i} \quad (4.1)$$

¹Une version plus récente de cet algorithme, actuellement en cours d'optimisation, utilise, selon la topologie de la trace, des regroupements par colonne et par ligne pour prendre en compte la reconstruction de traces de très faible impulsion ou émises proche de la verticale.

4. ETUDE DE L'ALIGNEMENT DES MODULES MICROMEGAS DES DÉTECTEURS TPC AVEC DES RAYONS COSMIQUES

où ADC_i est la charge collectée par le damier i en unité ADC et C_i est le nombre équivalent d'électrons par canal ADC. Typiquement, pour une particule au minimum d'ionisation, ADC_i et C_i sont respectivement de l'ordre de 600 et de 180, pour une électronique dont la plage maximale de mesure est de 120 fC. On définit alors la fonction de vraisemblance

$$\log \mathcal{L}^y = \sum_i n_i \log p_i + \text{constante} \quad (4.2)$$

où p_i est la probabilité à priori qu'un électron primaire soit associé au damier i :

$$p_i = Q_i(\vec{x}, \vec{p}, \sigma) / \sum_j Q_j(\vec{x}, \vec{p}, \sigma), \quad (4.3)$$

où $Q_i(\vec{x}, \vec{p}, \sigma)$ est la charge estimée qui est déposée sur le damier i , pour une trace de coordonnée \vec{x} , d'impulsion \vec{p} et avec un nuage d'électrons primaires de largeur σ . L'indice j représente tous les damiers faisant partie de l'amas contenant le damier i .

Un éventuel signal parasite dans un damier loin du segment peut affecter le calcul du maximum de vraisemblance car la probabilité d'observation d'un électron dans un damier éloigné demeure très faible. Pour assurer la robustesse du calcul en présence de signaux parasites, la probabilité d'associer un électron primaire à un damier est modifiée en ajoutant une constante p_{bruit} , faible, telle que

$$p_i \rightarrow \frac{p_i + p_{\text{bruit}}}{1 + n_{\text{damier}} p_{\text{bruit}}}, \quad (4.4)$$

où n_{damier} est le nombre de damiers dans un amas. La valeur de p_{bruit} , de l'ordre 0,01, est déterminée par les caractéristiques de l'électronique, de la densité du nuage d'électron et du gain d'amplification des modules Micromegas.

La coordonnée dans la direction X est déterminée par le temps de dérive des électrons. Cependant, pour déterminer ce temps, il est nécessaire de connaître l'instant T_0 auquel la trace a été créée. Cette information est inaccessible aux TPC seules, car elles n'enregistrent les signaux qu'après la dérive, de durée variable, des électrons vers le plan de lecture. Ce temps T_0 doit être obtenu par le déclenchement de détecteurs rapides au passage de la trace, comme les FGD ou l'ECal, dont la précision est de quelques nanosecondes. Une autre méthode de détermination du T_0 est possible lorsque la trace traverse la cathode située au centre de la TPC. On obtient alors la constante T_0 en soustrayant le temps de dérive maximal, d'environ $12 \mu\text{s}$, au temps d'arrivée des charges sur les damiers correspondant à la position, dans le plan (Z, Y), où la trace traverse la cathode.

Les coordonnées de la trace dans la direction X sont calculées en ajoutant un terme \mathcal{L}^x , dans la fonction de recherche du maximum de vraisemblance:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^y / \text{weight}^y + \mathcal{L}^x / \text{weight}^x, \quad (4.5)$$

où les deux termes sont pondérés, par les coefficients $1/\text{weight}^y$ et $1/\text{weight}^x$ pour ajuster indépendamment les paramètres de la trace associés aux deux directions orthogonales. Le terme \mathcal{L}^x est défini comme:

$$\mathcal{L}^x = \sum_i (x_i - x_i^{\text{param}}) q_i, \quad (4.6)$$

où i représente le numéro de l'amas dans le segment de la trace, x_i est la coordonnée de l'amas sur l'axe X, x_i^{param} est la valeur attendue pour cette coordonnée, et q_i est la charge totale de l'amas en unité ADC.

4.1.3 Détermination des paramètres de la trajectoire

La trajectoire de la trace est paramétrée par une spirale en trois dimensions dont les coordonnées x et y en fonction de z et les pentes correspondantes t_x et t_y sont données par

$$x = x_0 - \frac{t_{x_0}}{\rho \cos \phi_0} (-\phi_0 + \arcsin(-\delta_z \rho + \sin \phi_0)) \quad (4.7)$$

$$t_x = \frac{t_{x_0} \cos \phi_0}{(1 + (\delta_z \rho - \sin^2 \phi_0))^{\frac{1}{2}}} \quad (4.8)$$

$$y = y_0 + \frac{(1 + (\delta_z \rho - \sin^2 \phi_0) - \cos \phi_0)^{\frac{1}{2}}}{\rho} \quad (4.9)$$

$$t_y = tg(\arcsin(\sin \phi_0 - \delta_z \rho)) \quad (4.10)$$

où x_0 et y_0 sont les coordonnées à l'origine de la trace, ρ est la courbure, t_{x_0} est la tangente de l'angle de la trace projeté sur le plan XZ, ϕ_0 est l'angle projeté sur le plan YZ et $\delta_z = z - z_0$ est la distance à l'origine de la trace sur l'axe Z.

4.1.4 Résolution spatiale

La résolution spatiale pour chaque amas de trace est obtenue en comparant la coordonnée Y correspondante, calculée à partir des paramètres ajustés de la trajectoire, avec celle de l'amas considéré. La position en Y de l'amas est calculée en prenant en compte tous les autres paramètres ajustés de la trace. La distribution des résidus, obtenue avec un grand nombre de traces, est alors ajustée par une gaussienne dont la largeur nous donne la résolution, et la moyenne, le biais de reconstruction.

La résolution spatiale en fonction de la distance de dérive est montrée à la figure 4.2(a). La perte de résolution spatiale dans la région des faibles distances de dérive est due à la proportion plus élevée d'amas ne faisant intervenir qu'un seul damier. En effet, à courte distance et particulièrement pour des traces proches de l'horizontale dans le plan YZ, le nuage d'électrons diffusé dans le gaz n'est pas suffisamment large pour s'étendre sur plusieurs damiers. La résolution spatiale atteint un minimum d'environ $600 \mu\text{m}$ pour des distances de dérive de l'ordre de 25 cm et augmente jusqu'à environ $700 \mu\text{m}$ pour la distance de dérive maximale (environ 90 cm). La figure 4.2(b) montre la variation de la résolution spatiale en fonction de l'angle de la trace par rapport à l'horizontale, pour des traces sans conditions particulières sur la distance de dérive ou sur le nombre de damiers par amas. On remarque que la résolution se dégrade fortement avec l'angle. Ce comportement est dû en grande partie aux fluctuations d'ionisation le long de la trace. Ces fluctuations accroissent les incertitudes dans le partage de la charge entre les damiers d'un même amas lorsque l'angle augmente.

La figure 4.3 montre l'incertitude sur la mesure de l'angle et l'efficacité de reconstruction pour des traces de 0° , 15° , 30° , 45° , 60° , 75° , 85° et 90° , créées par simulation avec une distance de dérive de 40 cm. La précision obtenue diminue fortement au-delà de 75° et l'efficacité décroît rapidement pour des traces approchant la verticale. Bien qu'obtenus avec une version récente de l'algorithme de reconstruction de traces, ces résultats montrent les limitations actuelles rencontrées pour la mesure de traces verticales.

4. ETUDE DE L'ALIGNEMENT DES MODULES MICROMEGAS DES DÉTECTEURS TPC AVEC DES RAYONS COSMIQUES

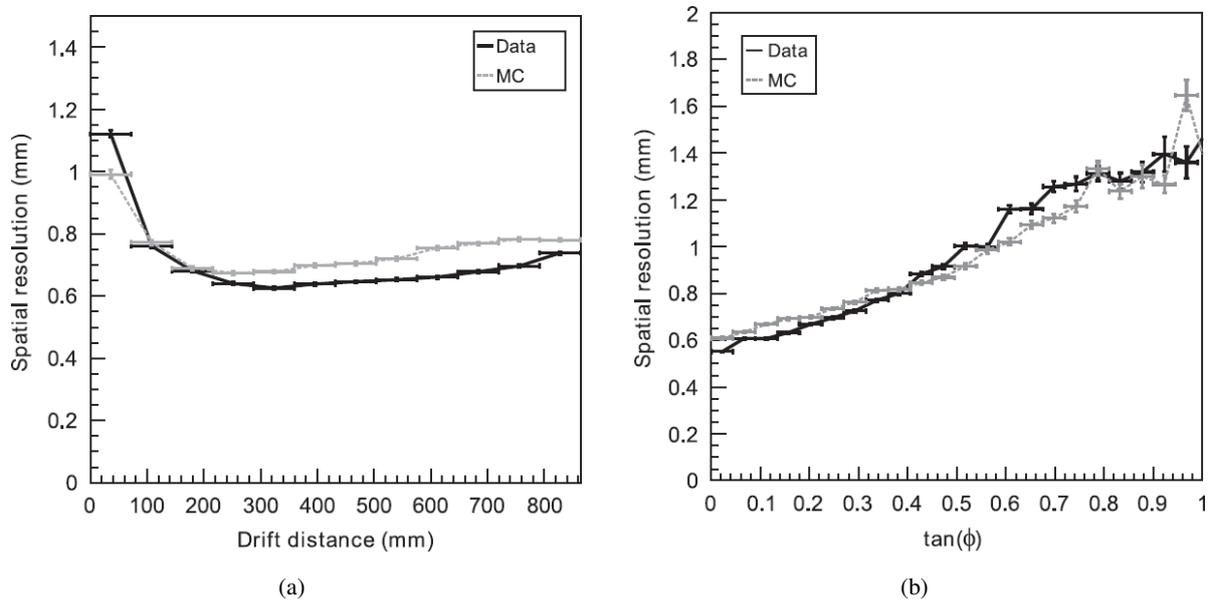


Figure 4.2: A gauche, résolution spatiale par amas en fonction de l'angle de la trace par rapport à l'horizontale. A droite, résolution spatiale par amas en fonction de l'angle de la trace par rapport à l'horizontale, pour toutes les distances de dérive. Pour les deux figures, les points noirs correspondent aux résultats obtenus avec les données, tandis que les points gris montrent les résultats obtenus par simulation.

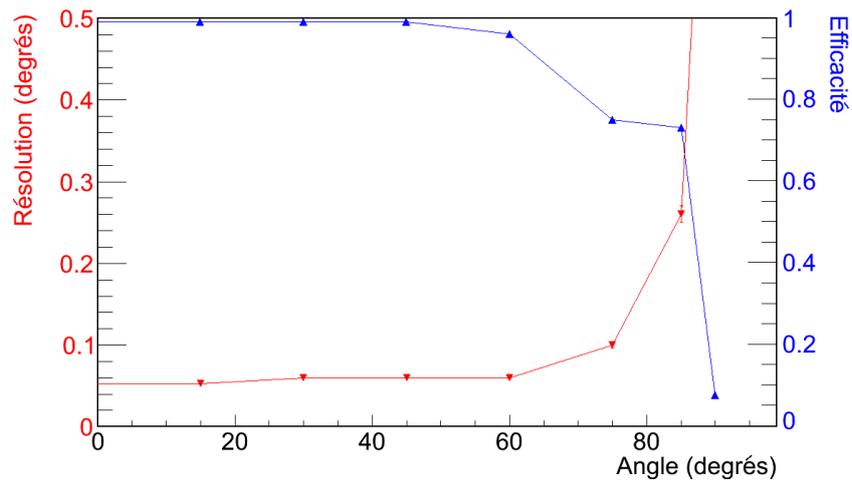


Figure 4.3: Courbes montrant la résolution en angle (en rouge) et l'efficacité (en bleu) pour des traces d'angle 0°, 15°, 30°, 45°, 60°, 75°, 85° et 90°.

4.2 Mesure de l'impulsion

L'algorithme de reconstruction décrit précédemment permet de reconstruire la trajectoire d'une particule traversant une TPC. La détermination de la courbure de la trace donne accès à la valeur de l'impulsion de cette particule.

4.2.1 Principe de la mesure

Lors de son passage dans une TPC, une particule de charge e et d'impulsion $\vec{p}(p_x, p_y, p_z)$, soumise à un champ magnétique $\vec{B}(B_x, 0, 0)$, suit une trajectoire spiroïdale. La projection de la trajectoire sur le plan YZ, transverse au champ magnétique, est alors un cercle de rayon R_{yz}

$$R_{yz} = \frac{p_{\perp}}{eB_x} \quad (4.11)$$

où $p_{\perp} = \sqrt{p_y^2 + p_z^2}$ est l'impulsion transverse de la particule. Cette équation peut être reformulée en exprimant l'impulsion en GeV/c, le rayon en mètre et l'intensité du champ magnétique en tesla, sous la forme

$$p_{\perp} \sim 0,3R_{yz}B_x. \quad (4.12)$$

Le rayon R_{yz} est relié à la flèche s de l'arc de cercle formé par la trajectoire de la particule (voir figure 4.4). Pour des traces d'impulsion suffisamment grande, où $s \ll l$, avec l la longueur de la trace, la valeur de l'impulsion peut également s'écrire

$$p_{\perp} = \frac{eB_x l^2}{8s}. \quad (4.13)$$

On peut alors calculer l'impulsion totale de la particule connaissant son impulsion transverse et l'angle Φ entre la trace correspondante et la direction du champ \vec{B}

$$p = \frac{p_{\perp}}{\sin \Phi}. \quad (4.14)$$

La résolution sur l'impulsion est estimée en utilisant les formules de Gluckstern [100]. Ainsi, pour une trace composée de N_p points équidistants, et pour laquelle la diffusion multiple peut être négligée (hypothèse vraie pour une particule traversant le gaz d'une TPC), l'incertitude relative sur la mesure de l'impulsion transverse est égale à l'incertitude relative sur la mesure de la flèche et est donnée par

$$\frac{\sigma_{p_{\perp}}}{p_{\perp}} = \frac{\sigma_s}{s} = \sigma_{yz} \frac{p_{\perp}}{eB_x l^2} \sqrt{\frac{720}{N_p + 4}}, \quad (4.15)$$

où σ_{yz} est la résolution spatiale dans le plan transverse. L'incertitude sur la mesure de l'angle Φ , $\sigma(\Phi)$, peut également être calculée par la relation

$$\frac{\sigma_{\Phi}}{\Phi} = \frac{\sigma_x}{l} \sqrt{\frac{12(N_p - 1)}{N_p(N_p + 1)}}, \quad (4.16)$$

où σ_x est l'incertitude sur la mesure de la position en X.

En appliquant la formule 4.15 dans le cas d'une trace typique reconstruite dans une TPC du détecteur ND280, c'est à dire avec un champ B de 0,2 T, une longueur de trace l d'environ 72 cm, un nombre maximum d'amas de 72 et une résolution spatiale σ_{yz} de 700 μm , on obtient, à 1 GeV/c, une résolution

4. ETUDE DE L'ALIGNEMENT DES MODULES MICROMEGAS DES DÉTECTEURS TPC AVEC DES RAYONS COSMIQUES

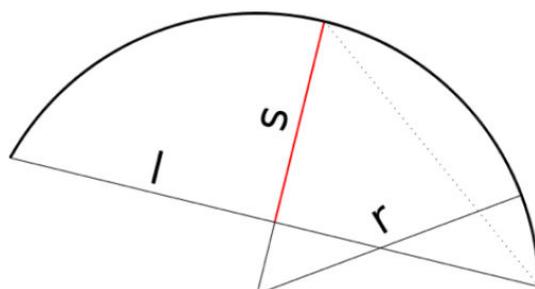


Figure 4.4: Représentation de la flèche "s" associée à une trace courbée.

attendue sur l'impulsion transverse de 8%. Cette résolution est sensiblement meilleure que la valeur visée lors de la conception des détecteurs.

De plus, la trajectoire d'une particule d'impulsion 1 GeV/c traversant une TPC de 72 cm de largeur aura alors une flèche d'environ 4 mm. Pour garantir la maîtrise de l'échelle absolue sur la mesure de l'impulsion à mieux que 2%, il faut être capable de comprendre des variations de la flèche au niveau de 0,1 mm. On peut qualitativement déterminer les variations sur la flèche induites par des défauts d'alignement des modules Micromegas :

- Pour un mauvais alignement en orientation (rotation) dans le plan YZ, la variation de la flèche est proportionnelle à $2rd\theta/l$ où $d\theta$ est la différence d'angle entre deux modules. Un calcul plus précis prenant en compte la géométrie exacte des modules Micromegas donne alors un effet d'environ 4,3% par mrad.
- Par symétrie, un défaut d'alignement le long de l'axe vertical a un effet négligeable sur la valeur de la flèche.
- Un défaut d'alignement le long de l'axe horizontal introduit une variation de la flèche de l'ordre de $2dz/l$, où dz est l'écart entre les modules sur cet axe. Ainsi un écart de 1 mm, qui est supérieur à la précision mécanique obtenue sur le positionnement des modules, induit un effet inférieur à 0.3%.

On remarque donc que ce sont principalement les rotations qui ont un impact sur la mesure de la flèche et donc sur la détermination de l'impulsion. Pour obtenir une précision meilleure que 2% à 1 GeV/c, les différences d'orientation entre modules doivent être inférieures à environ un demi-milliradian.

4.2.2 Détermination de l'impulsion

D'après la formule 4.12 on voit que pour mesurer correctement l'impulsion d'une particule, il faut une connaissance précise de la valeur du champ magnétique dans tout l'espace des TPC et une maîtrise de la mesure de R_{yz} . Trois sources d'erreur sur la détermination de l'impulsion peuvent être identifiées: les inhomogénéités du champ magnétique, celles du champ électrique et les défauts d'alignement des modules Micromegas.

Le champ magnétique n'étant pas complètement homogène dans la TPC, mais avec des variations relatives de l'ordre de quelques 10^{-4} , le transport des électrons dans le mélange gazeux se trouve perturbé par les lignes de champ qui ne sont pas uniformes. Ces variations entraînent des distorsions dans la projection des trajectoires sur les plans de lecture Micromegas. Pour estimer l'erreur introduite par ces effets dans le calcul de l'impulsion, une cartographie des inhomogénéités du champ a été intégrée dans le

modèle décrivant le processus de dérive des électrons qui est utilisé par le programme de simulation des TPC. Cette cartographie a été obtenue à partir de mesures de champ magnétique faites avant l'installation des détecteurs à l'intérieur de l'aimant. Elle prend aussi en compte les données de calibration utilisant le système de calibration par laser [101].

De manière similaire au champ magnétique, la reconstruction de la courbure peut être biaisée par des inhomogénéités du champ électrique. Les déplacements du nuage d'électron induits par les distortions du champ électrique ont été estimés grâce au système de calibration laser en l'absence de champ magnétique et sont inférieurs à la résolution spatiale. L'effet seul du champ électrique non-uniforme sur la mesure de l'impulsion dans les TPC de T2K est négligeable.

Enfin, des défauts d'alignement des modules Micromegas sur les plans de lecture des TPC peuvent introduire une erreur dans la mesure du rayon de courbure de la particule. Dans les sections 4.3 et 4.4 de ce chapitre, nous décrivons une méthode de détermination des défauts d'alignement entre modules, méthode qui a été testée par Monte-Carlo. Nous présenterons ensuite les résultats obtenus avec des données prises avec des rayons cosmiques.

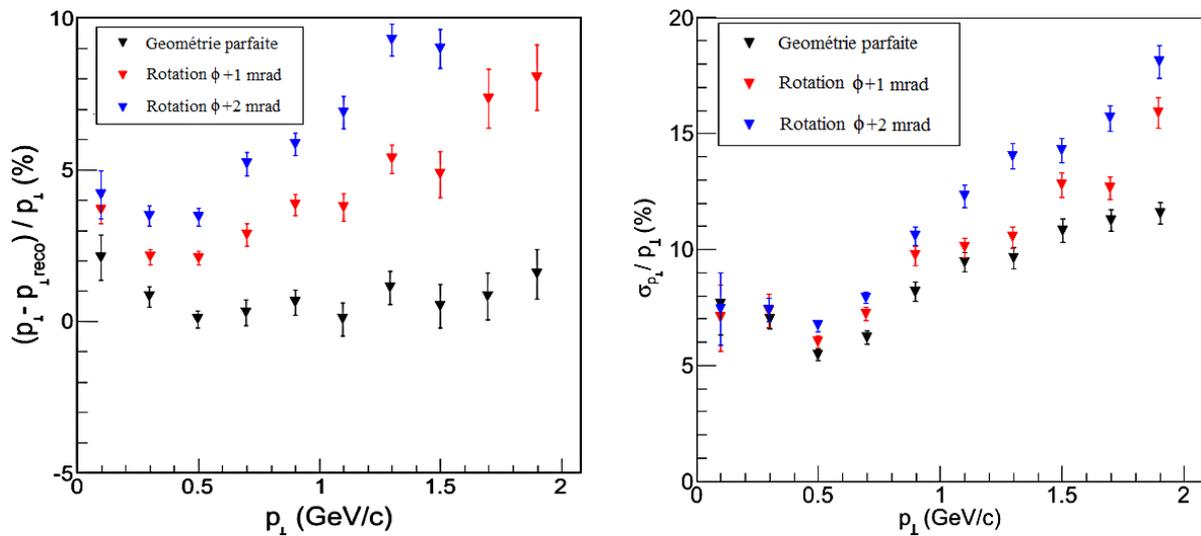


Figure 4.5: Effet d'un défaut d'alignement sur la reconstruction de l'impulsion transverse. La figure de gauche représente le biais relatif de la reconstruction en fonction de l'impulsion transverse vraie. La figure de droite représente l'incertitude relative sur l'impulsion transverse mesurée en fonction de l'impulsion transverse vraie. Les points en noir représentent les valeurs pour des modules parfaitement alignés, les points en rouge sont pour des modules tournés d'un angle de 1 mrad et les points en bleu pour une rotation de 2 mrad.

Les figures 4.5 et 4.6 représentent respectivement le biais et la résolution sur l'impulsion transverse mesurée en fonction de l'impulsion transverse vraie générée entre 0 et 2 GeV/c. En modifiant la géométrie du détecteur, nous pouvons simuler l'effet introduit par des défauts d'alignement dans l'orientation ou la position des modules. On observe que pour un alignement parfait des modules (indiqué sur la figure comme géométrie parfaite) la reconstruction présente un biais inférieur à 2% et une résolution inférieure à 10% à 1 GeV/c, comme souhaité. La dégradation observée à très basse impulsion est due au passage de la particule dans de la matière avant d'entrer dans la TPC, par exemple dans le FGD ou les parois de la TPC. La mesure d'impulsion faite à partir des informations provenant de la

4. ETUDE DE L'ALIGNEMENT DES MODULES MICROMEGAS DES DÉTECTEURS TPC AVEC DES RAYONS COSMIQUES

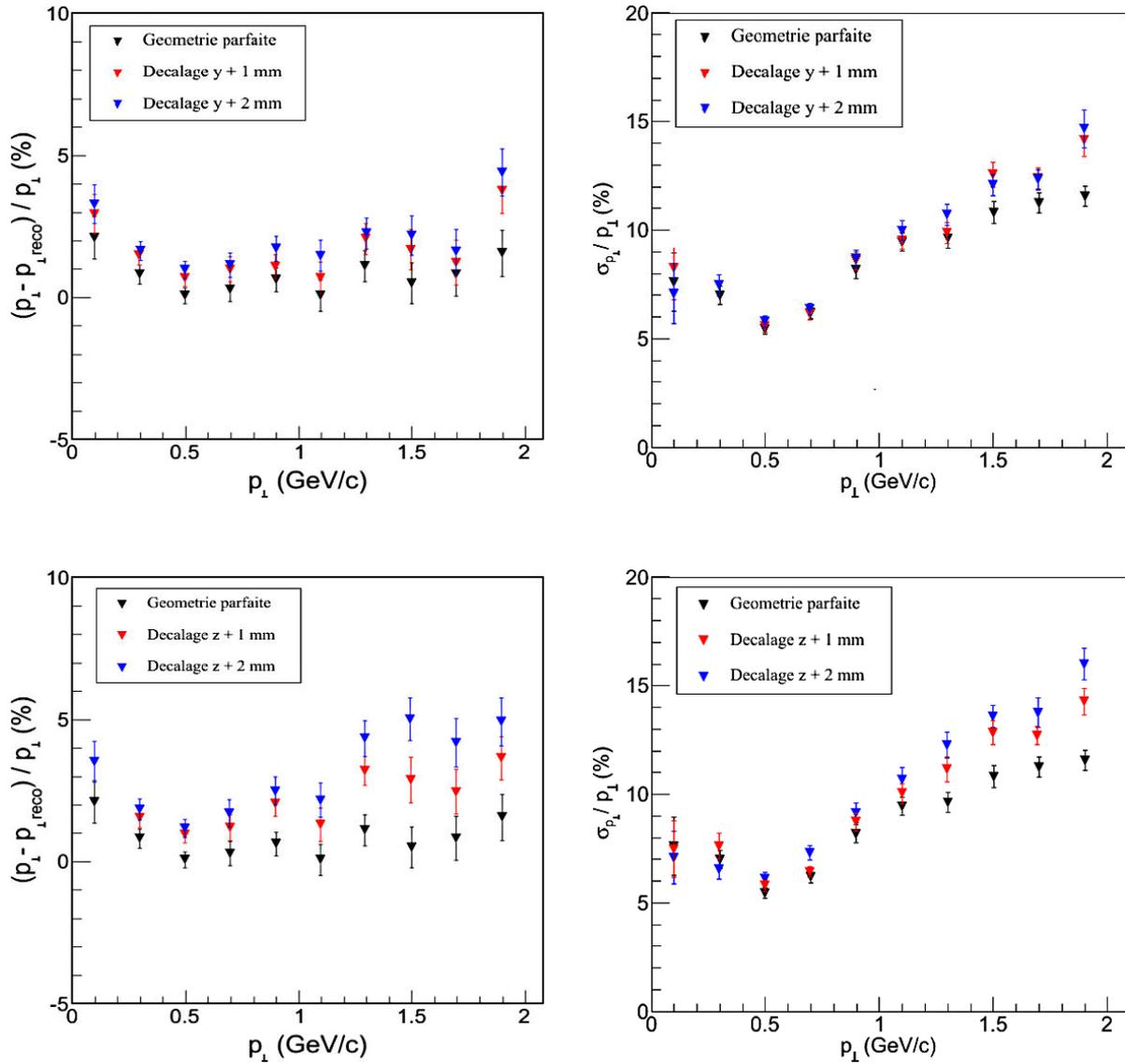


Figure 4.6: Effet d'un défaut d'alignement sur la reconstruction de l'impulsion transverse. Les figures du haut représentent le biais (à gauche) et la résolution (à droite) mesurés avec des défauts d'alignement sur l'axe Y. Les figures du bas représentent le biais (à gauche) et la résolution (à droite) mesurés avec des défauts d'alignement sur l'axe Z. Les points en noir représentent les valeurs obtenues pour des modules parfaitement alignés, les points en rouge sont pour des modules déplacés de 1 mm et les points en bleu de 2 mm.

TPC uniquement ne tient pas compte de cette perte d'énergie qui est relativement importante à basse impulsion. Ces résultats montrent que les erreurs induites par des défauts d'alignement en orientation (rotation) sont les plus importantes. Dans ce cas, la précision de 2% souhaitée à 1 GeV/c est obtenue en maîtrisant à mieux que 0,5 mrad l'orientation relative entre modules (voir figure 4.7).

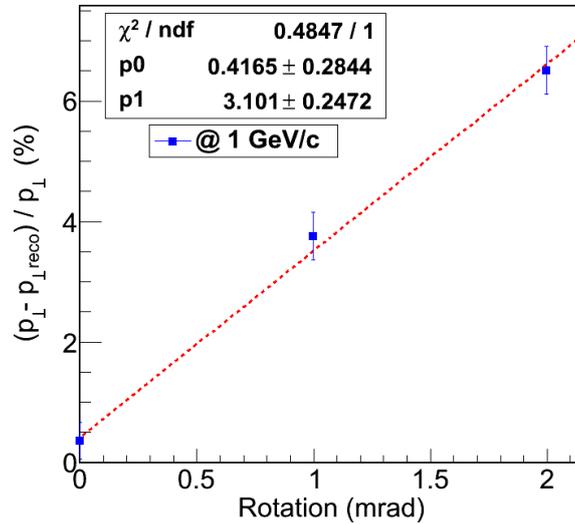


Figure 4.7: Biais de la reconstruction sur l'impulsion transverse induit par un défaut d'orientation des modules pour des traces d'impulsion transverse autour de 1 GeV/c.

4.3 Détermination des défauts d'alignement

Notre méthode de détermination des défauts d'alignement des modules dans un plan de lecture est basée sur la comparaison des segments d'une même trace traversant deux modules différents. Comme indiqué sur la figure 4.8, on calcule pour une paire de modules la différence relative de l'angle ($\Delta\phi$) et la différence de position (Δy) de la projection de la trace sur l'axe Y à une coordonnée Z fixe, prise comme étant le point milieu entre les deux colonnes de détecteurs Micromegas. Ces deux variables permettent de définir complètement les défauts d'alignement associés à la rotation ($d\phi$) et à la position (dy et dz) relatives entre les deux modules dans le plan YZ. Les paramètres de chaque segment sont déterminés en effectuant une reconstruction de trace indépendante pour chacun des deux modules considérés. Afin de garantir une précision suffisante dans la détermination de ces paramètres, un minimum de 10 amas sur chacun des modules est requis.

Pour déterminer les défauts d'alignements des modules Micromegas, on utilisera des données prises sans champ magnétique ($B = 0$). Cette configuration présente l'avantage de pouvoir utiliser des segments de trace reproduits par des lignes droites. On peut ainsi extrapoler la trajectoire de ces segments tel que

$$y_{\text{centre}} = (z_0 - z_{\text{centre}}) \text{tg}(\phi) + y_0, \quad (4.17)$$

où y_{centre} est la position sur l'axe Y de la trace à la coordonnée z_{centre} sur l'axe Z, z_0 et y_0 sont les coordonnées du premier point de la trace et ϕ est l'angle de la trace par rapport à l'horizontale, déterminé en z_0 .

4. ETUDE DE L'ALIGNEMENT DES MODULES MICROMEAGAS DES DÉTECTEURS TPC AVEC DES RAYONS COSMIQUES

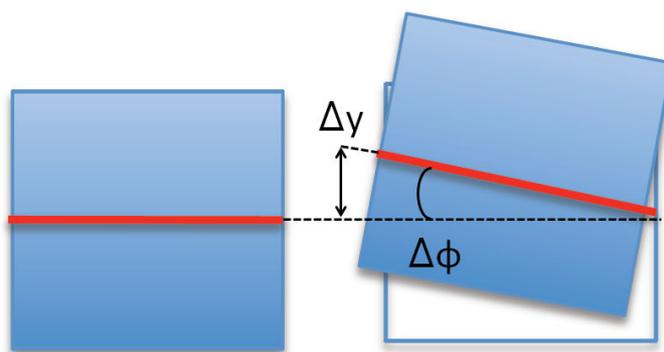


Figure 4.8: Vue schématique des mesures de comparaison. La différence de position est mesurée entre les deux modules en extrapolant les segments de trace avec des droites.

On estime l'incertitude $\sigma_{y_{\text{centre}}}$ faite sur le calcul de y_{centre} en utilisant les matrices d'erreur obtenues lors de l'ajustement des paramètres des segments de trace:

$$\sigma_{y_{\text{centre}}}^2 = (z_{\text{centre}} - z_0)^2 \sigma_{tg(\phi)}^2 + 2(z_{\text{centre}} - z_0) \text{cov}(tg(\phi), y_0) + \sigma_{y_0}^2. \quad (4.18)$$

L'écart Δy est donné par la différence des y_{centre} correspondants:

$$\Delta y = y_{\text{centre,MM1}} - y_{\text{centre,MM2}}. \quad (4.19)$$

L'incertitude associée à Δy est alors donnée par la somme quadratique des incertitudes sur la projection y_{centre} pour les deux modules:

$$\sigma(\Delta y) = \sqrt{\sigma_{y_{\text{centre,MM1}}}^2 + \sigma_{y_{\text{centre,MM2}}}^2}. \quad (4.20)$$

Techniquement, pour ne pas modifier l'algorithme de reconstruction qui effectue la mesure de l'impulsion des traces, la courbure des segments est fixée à la valeur de $1 \cdot 10^{-7} \text{ mm}^{-1}$ lors de l'ajustement. Une telle courbure représente une flèche inférieure à $10 \mu\text{m}$ pour une trace traversant toute la largeur d'une TPC. On considère alors cette trace comme droite.

Dans les sections suivantes, la méthode décrite ci-dessus est testée avec des données de simulation obtenues en considérant une géométrie parfaite des détecteurs. Des muons d'impulsion de $1 \text{ GeV}/c$ sont générés dans les FGD avec des directions aléatoires. Seul l'alignement entre modules d'un même plan de lecture est étudié.

4.3.1 Orientation

Pour déterminer le défaut d'orientation $d\phi$ dans le plan YZ d'un module par rapport à un autre, on utilise les mesures de $\Delta\phi$ obtenues avec des échantillons de traces pour chaque couple de modules étudié. Cette détermination de $d\phi$ est complètement décorrélée d'un défaut d'alignement dans la position des modules. Ainsi, on obtient une valeur de $d\phi$ en prenant la moyenne de la gaussienne ajustée sur les différentes distributions de $\Delta\phi$ mesurées.

Un exemple de détermination de $d\phi$ pour un couple de modules donné et dans le cas d'une géométrie parfaite est montré sur la figure 4.9. Afin de se débarrasser des queues de distribution provenant d'ajustements

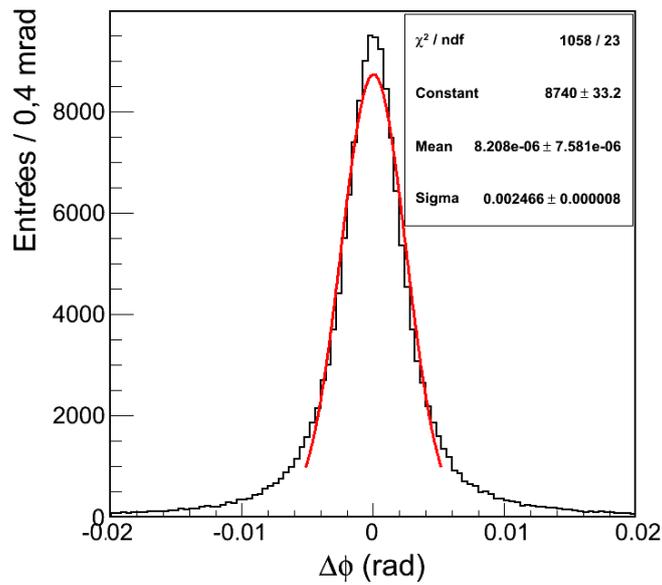


Figure 4.9: Distribution en $\Delta\phi$ pour une paire de modules. La valeur moyenne de la gaussienne donne la différence dans l'orientation des modules. Les queues de distributions ne sont pas considérées.

de mauvaise qualité, on limite la plage d'ajustement à $\pm 2\sigma$ environ autour de la valeur moyenne de la distribution.

L'incertitude sur la mesure de l'angle ϕ dépend fortement du nombre d'amas présents sur la trace et par conséquent, sur la valeur-même de l'angle (voir figure 4.10). Pour limiter ces incertitudes à mieux que 10 mrad, on ne considérera que des traces dont l'angle ϕ correspond à une valeur de $\text{tg}(\phi)$ inférieure à 1,5 ($\phi \sim 56^\circ$). Par considération géométrique, ces traces correspondent aux trajectoires qui, dans un plan de lecture donné, traversent deux modules positionnés dans deux colonnes différentes et décalés verticalement d'au maximum un module. On obtient ainsi, par plan de lecture, 16 couples de modules pour lesquels il est possible de comparer les alignements relatifs, soit 96 couples pour l'ensemble des trois TPC. Les constantes d'alignement pour l'ensemble de tous les modules sur un même plan de lecture sont ensuite déduites de proche en proche, en prenant comme référence, le module positionné le plus haut dans le plan.

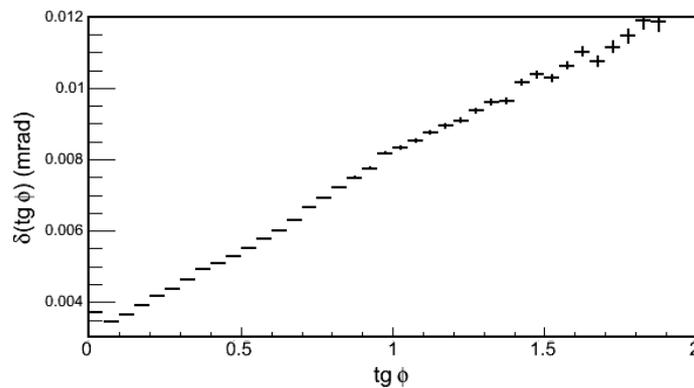


Figure 4.10: Incertitude sur l'angle en fonction de l'angle de la trace par rapport à l'horizontale.

4. ETUDE DE L'ALIGNEMENT DES MODULES MICROMEAGAS DES DÉTECTEURS TPC AVEC DES RAYONS COSMIQUES

La figure 4.11 représente la distribution des $d\phi$ obtenus pour l'ensemble de 96 couples de modules, dans le cas d'une géométrie parfaite. La moyenne de cette distribution est compatible avec 0 et l'écart-type, de 0,1 mrad, nous donne une estimation de la précision de la méthode.

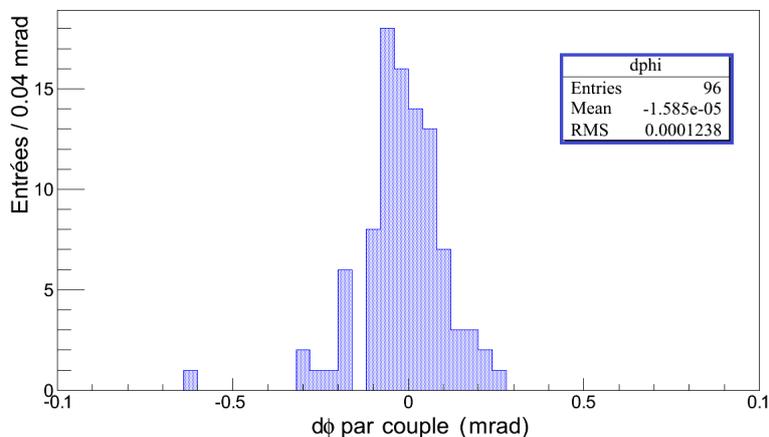


Figure 4.11: Distribution des $d\phi$ mesurés pour les 96 couples de modules considérés.

4.3.2 Position

Pour la détermination des défauts d'alignement dy et dz sur les positions (selon Y et Z) relatives des modules, le paramètre Δy est utilisé. Toutefois, $\Delta y(d\phi, dy, dz)$ dépend également de $d\phi$. Il est donc nécessaire d'avoir une estimation de $d\phi$ au préalable afin de s'affranchir de cette dépendance. On ne considère alors que les traces dont la différence angulaire entre les deux segments d'une même trace est inférieure à 10 mrad. Ce choix est un compromis qui permet de limiter les queues de distribution en $\Delta\phi$ sans trop perdre en statistique.

Une fois la dépendance en $d\phi$ corrigée, la valeur de Δy dépend des valeurs de dy et dz par la relation linéaire suivante:

$$\Delta y(dy, dz) = dz * tg(\phi) + dy. \quad (4.21)$$

Cette équation montre la relation entre Δy , dy et dz en fonction de $tg(\phi)$, où la valeur de l'angle ϕ utilisée pour le calcul est prise comme la moyenne de l'angle mesuré sur chacun des deux segments de trace. On remarque l'égalité entre Δy et dy pour des traces à angle nul. On peut alors extraire les valeurs des défauts d'alignement entre deux modules en ajustant par une droite la distribution représentant Δy en fonction de $tg(\phi)$. La pente de cette droite donne la valeur de dz et l'ordonnée à l'origine, celle de dy .

Cette méthode pour déterminer dy et dz exige plus de statistique que la détermination de $d\phi$ qui provient simplement d'un ajustement par une fonction gaussienne. Plus la région en $tg(\phi)$ est grande, plus l'ajustement linéaire sera contraint et précis par effet de levier.

Un exemple de distribution de Δy en fonction de $tg(\phi)$ est montré à la figure 4.12. Les points représentent la moyenne de la distribution des Δy , après ajustement par une gaussienne, en fonction de $tg(\phi)$, par pas de 0,2. Puisque ces résultats ont été obtenus avec une géométrie parfaite, sans défaut d'alignement, on attend alors des valeurs moyennes de Δy autour de 0 pour tout $tg(\phi)$. On remarque cependant que la mesure est biaisée par un effet systématique dépendant de l'angle ϕ de la trace.

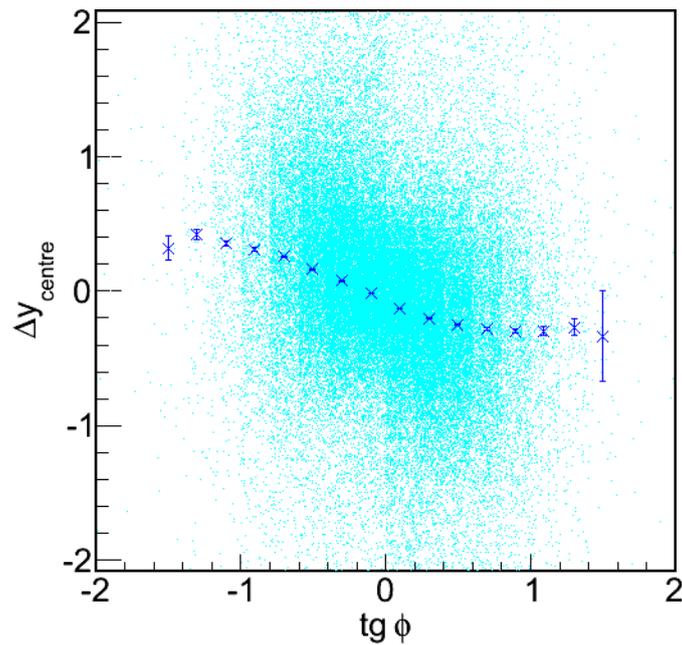


Figure 4.12: Distribution des Δy mesurés en fonction de $tg(\phi)$ pour une couple de modules donné. Chaque point représente la moyenne avec son incertitude de la distribution obtenue dans un intervalle de $tg(\phi)$.

4.3.3 Biais de mesure

Ce biais sur la détermination de Δy est dû au désaccord, qui s'accroît lorsque l'angle ϕ augmente, avec l'hypothèse d'une répartition de charge uniforme à l'intérieur d'un amas, faite lors de la reconstruction de la trace. Ceci a pour effet de dégrader la résolution spatiale, comme nous l'avons remarqué avec la figure 4.2(b), et fait accroître l'incertitude sur le calcul de Δy . Les figures 4.13(a) et 4.13(b) montrent que l'erreur moyenne sur Δy augmente lorsque l'angle de la trace augmente, ainsi que lorsque le nombre d'amas de la trace diminue (ces deux grandeurs étant mécaniquement corrélées).

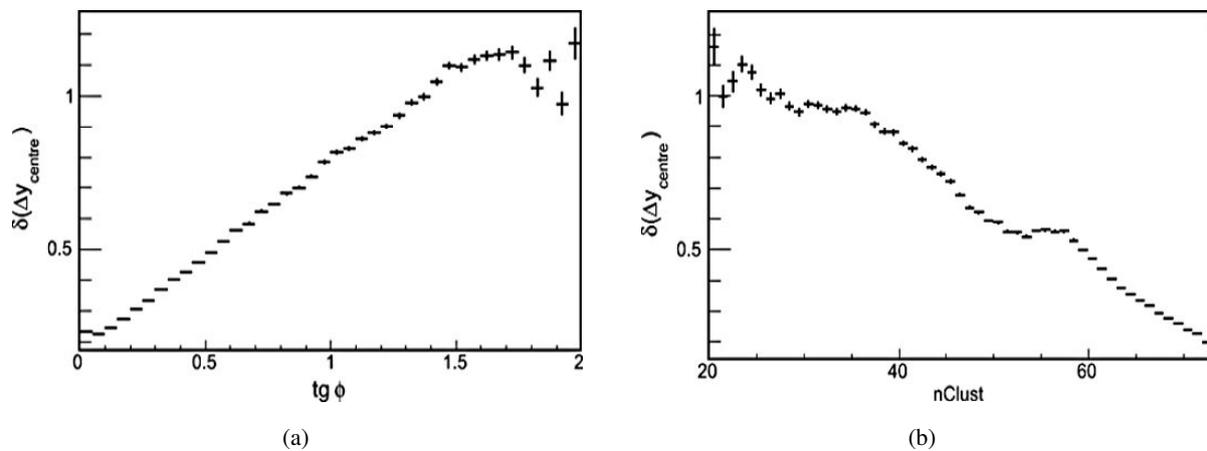


Figure 4.13: Incertitude moyenne sur Δy en fonction de l'angle de la trace (à gauche), et en fonction du nombre d'amas (à droite).

4. ETUDE DE L'ALIGNEMENT DES MODULES MICROMEGAS DES DÉTECTEURS TPC AVEC DES RAYONS COSMIQUES

On peut alors constater sur la figure 4.14 l'impact de ce biais sur la mesure des dz et dy . Les distributions sont étalées et éloignées de la valeur 0 attendue, montrant que les mesures sont entachées d'incertitudes importantes. L'effet est particulièrement pénalisant pour la mesure du paramètre dz . De plus, on remarque que le biais observé est dépendant du nombre d'amas minimum requis par module. Ce biais est plus important lorsque le nombre minimum d'amas est faible (voir également figure 4.15). Ceci nous indique que l'effet ne peut pas être corrigé facilement par une fonction de correction définie a priori. En effet, les différences obtenues dans la détermination de Δy en fonction de l'angle de la trace montrent que la répartition des événements pour un couple de modules donné a un impact sur le résultat obtenu.

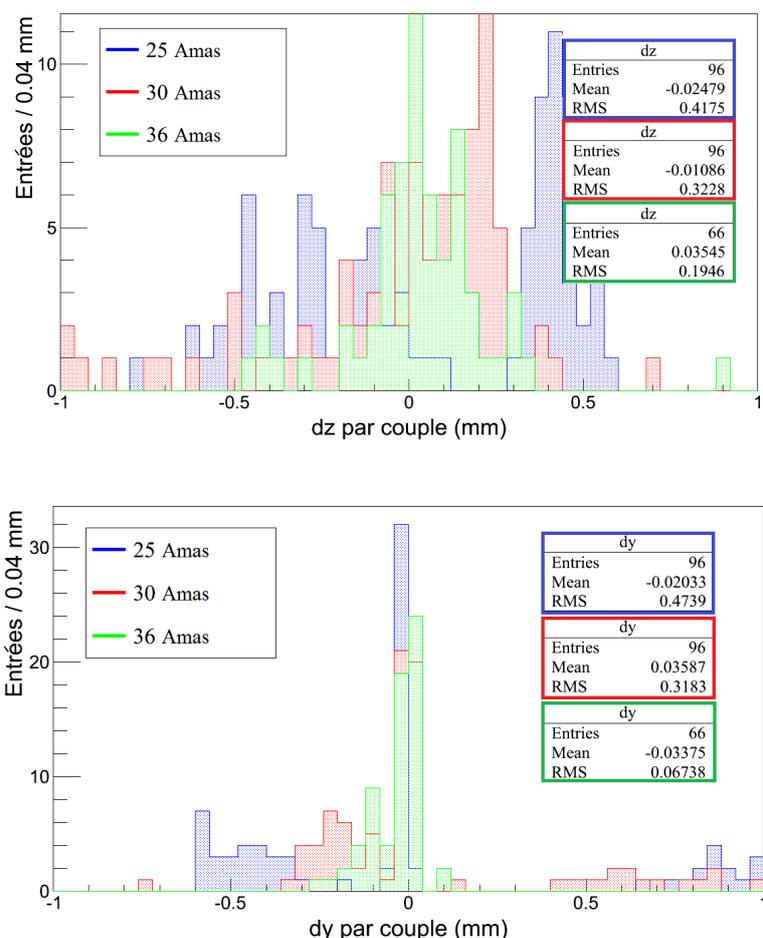


Figure 4.14: Répartition de dz (en haut) et dy (en bas) mesurées pour les 96 configurations de modules avec un nombre minimum de 25 (bleu), 30 (rouge) et 36 (vert) amas par module. Les distributions en vert comptent 66 entrées au lieu de 96 car il est géométriquement impossible d'avoir au moins 36 amas par module dans toutes les configurations étudiées.

Afin de minimiser l'erreur sur la mesure de dz , on n'utilisera donc que des traces ayant le maximum d'amas par segment, c'est-à-dire 36 amas par module. On se limite ainsi à la mesure des défauts d'alignement entre modules adjacents, situés sur la même ligne horizontale (côte à côte) dans un même plan de lecture. Ceci correspond à 36 couples de modules pour l'ensemble des trois TPC. Avec cette contrainte, la distribution des dz mesurées est mieux centrée autour de 0 comme attendu et comme le

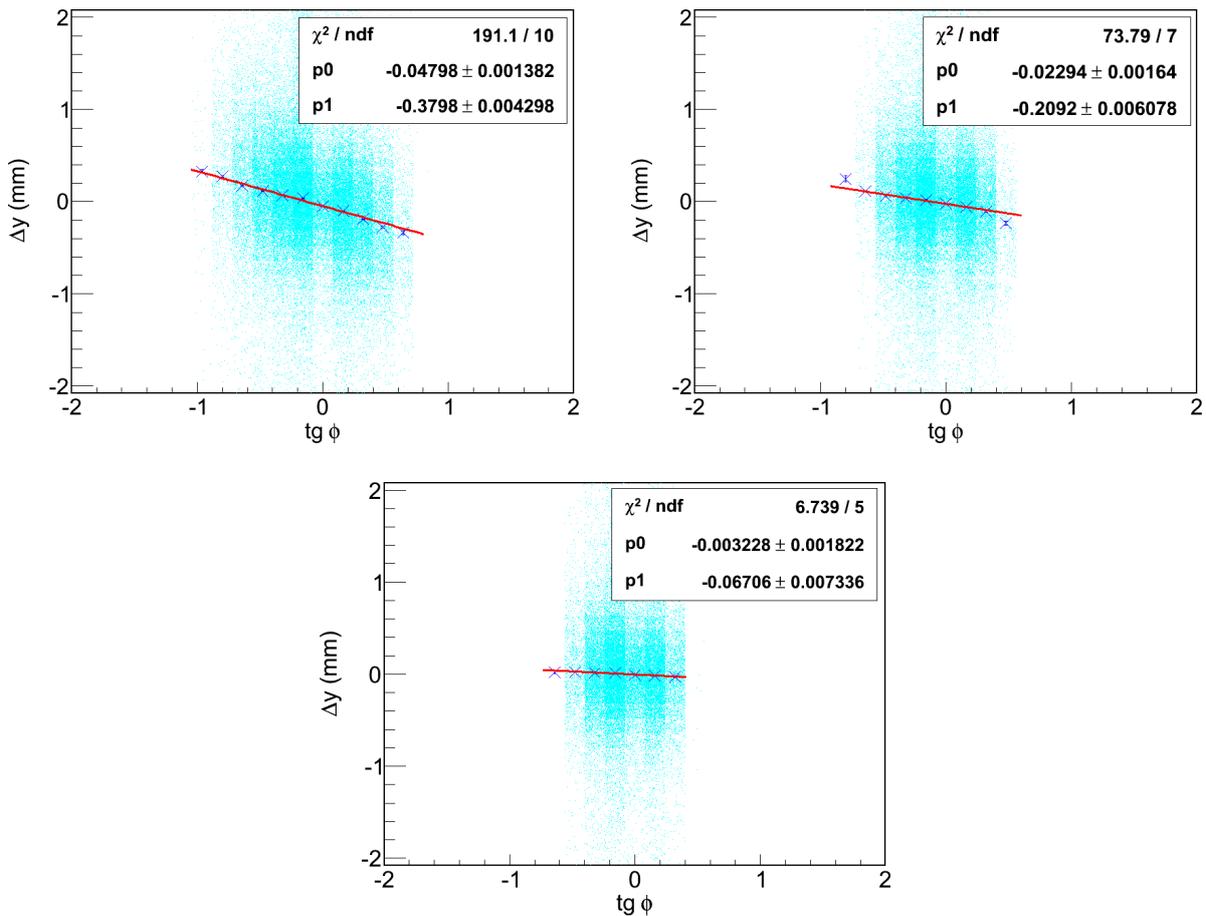


Figure 4.15: Distribution de Δy en fonction de $\tan(\phi)$ pour une paire de modules donnée. Les figures en haut à gauche, en haut à droite et en bas correspondent aux échantillons de traces ayant respectivement au moins 20, 30 et 36 amas par module.

montre la figure 4.16. Un biais résiduel d'environ $80 \mu\text{m}$ est toutefois observé avec un écart-type de l'ordre de $100 \mu\text{m}$.

L'effet étant antisymétrique par rapport à la direction horizontale des traces, le biais n'influence pas la mesure de dy pour des traces traversant des modules côte à côte (voir figure 4.16) où il est possible d'explorer la plage des angles positifs et négatifs. Dans ce cas, la résolution sur le déplacement est de l'ordre de $10 \mu\text{m}$, quelle que soit la longueur des segments de la trace.

Cette étude, menée avec une simulation parfaite du détecteur, nous a permis de déterminer les conditions dans lesquelles il est possible de calculer les défauts d'alignement des modules Micromegas, et avec quelle précision. La mesure de $d\phi$ entre modules est une mesure directe et donne une précision de l'ordre de $0,1$ mrad. On peut ainsi de proche en proche aligner tous les modules d'un plan de lecture les uns par rapport aux autres. A l'inverse, la mesure de l'alignement de la position dans le plan YZ est limitée par la dégradation de la résolution des mesures avec l'angle. Ainsi, seuls les défauts d'alignement des couples de modules côte à côte sont calculés en utilisant des traces formées de 36 amas sur chacun des modules Micromegas. Les valeurs de dz ne peuvent être mesurées avec une précision meilleure que $0,1$ mm alors qu'avec les mêmes critères de sélection, la mesure de dy pour les modules côte à côte donne une précision d'environ $0,01$ mm.

4. ETUDE DE L'ALIGNEMENT DES MODULES MICROMEGAS DES DÉTECTEURS TPC AVEC DES RAYONS COSMIQUES

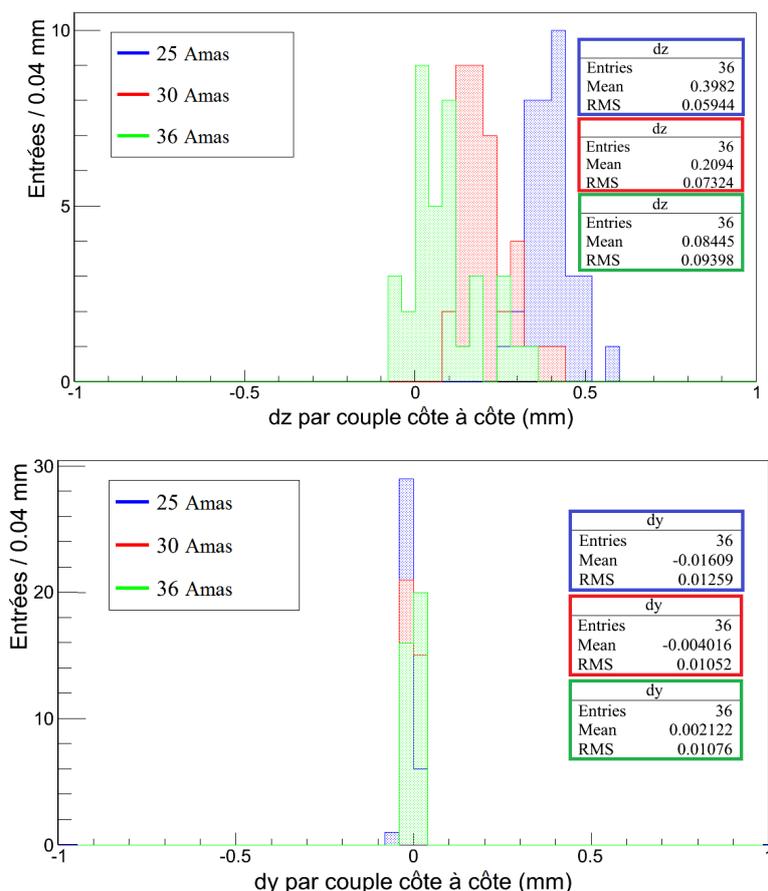


Figure 4.16: Répartition des dz (en haut) et dy (en bas) mesurés pour les 36 configurations de modules côte à côte avec un nombre minimum d'amas par module de 25 (bleu), 30 (rouge) et 36 (vert).

4.3.4 Modification de la géométrie

L'ensemble du détecteur ND280 est simulé avec le logiciel GEANT4 [102]. Dans cet environnement, chaque partie du détecteur est représentée par un volume dans l'espace simulé. Chaque module Micromegas possède ainsi un volume indépendant qu'il est possible de déplacer dans la structure GEANT4 des TPC, dans la mesure où des conflits de superposition entre différents objets n'apparaissent pas. La géométrie GEANT4 est ensuite convertie au format ROOT [103] pour être lue par l'algorithme de reconstruction. Grâce à cela, une nouvelle géométrie des TPC peut être créée et utilisée lors de la reconstruction des événements afin de prendre en compte les défauts d'alignements observés.

Afin de vérifier si le changement de géométrie est pris en compte correctement lors de la reconstruction des traces, on étudie les valeurs de $\Delta\phi$ et Δy mesurées avec une géométrie modifiée. La figure 4.17 montre les différences de $\Delta\phi$ et Δy observées après une modification par rotation de 1 mrad et après déplacement de 1 mm selon l'axe Y d'un des modules. Un total de 500 traces ont été générées. Ces déplacements sont observés avec une bonne précision, indépendamment de la valeur du déplacement (voir figure 4.18). Il est donc possible de générer une géométrie prenant en compte des déplacements de modules de manière à corriger les défauts d'alignement observés dans les TPC.

Pour toutes les données prises par le détecteur ND280, une géométrie ROOT correspondante à l'environnement dans lequel la prise de données a été effectuée est enregistrée. Les constantes de

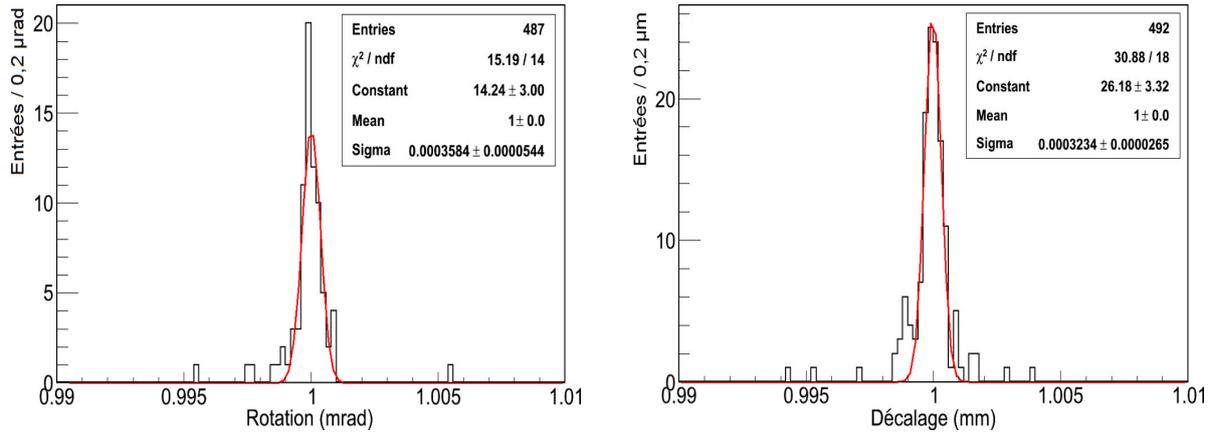


Figure 4.17: Déplacement observé par un changement de géométrie. La figure (a) est obtenue après avoir appliqué une rotation de 1 mrad à un module. La figure (b) est obtenue par un déplacement de 1 mm dans la direction Y.

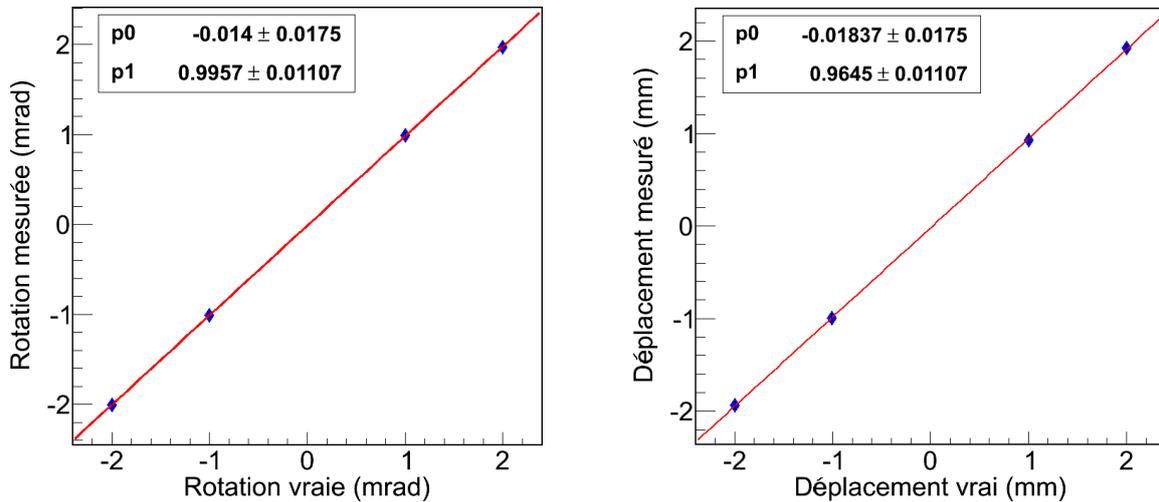


Figure 4.18: Comparaison entre les déplacements observés et les déplacements vrais introduits par un changement de géométrie.

calibration correspondantes sont également enregistrées dans une base de données ce qui assure une reconstruction prenant en compte l'ensemble des conditions de l'expérience.

4.4 Résultats avec les données de ND280

Nous appliquons maintenant notre méthode de détermination des défauts d'alignement sur des événements enregistrés pendant des périodes de prise de données consacrées à la calibration et à l'alignement des détecteurs de ND280. Cette méthode constitue aussi un outil qui permet en particulier de vérifier si l'alignement des modules n'a pas changé au cours de périodes en temps plus ou moins longues.

4. ETUDE DE L'ALIGNEMENT DES MODULES MICROMEGAS DES DÉTECTEURS TPC AVEC DES RAYONS COSMIQUES

4.4.1 Prise de données

Un premier lot d'événements cosmiques, utilisé pour l'étude de l'alignement des détecteurs Micromegas, a été enregistré en juin 2010. Environ 800 000 événements ont ainsi été utilisés, fournissant environ le même nombre de traces reconstruites utilisables pour l'étude de l'alignement de paires de modules. Les données ont été prises sans champ magnétique en faisant appel à deux types de systèmes de déclenchement : le déclenchement par FGD, où une trace cosmique doit traverser les deux FGD simultanément, et le déclenchement Trip-t, où deux détecteurs à déclenchement rapide (FGD, ECal et SMRD) sont activés en coïncidence. Pendant cette première phase de prise de données où le BarreIECal n'était pas encore installé, la plupart des déclenchements Trip-t ont été générés par les détecteurs SMRD.

La couverture des TPC suivant ces deux types de déclenchement est indiquée sur les figures 4.19 et 4.20. Le déclenchement FGD offre une bonne couverture du centre des TPC, et particulièrement de la TPC 2. Le haut et le bas de chaque TPC sont au contraire mal couverts, ce qui explique pourquoi nous utilisons aussi le déclenchement Trip-t qui offre une couverture plus uniforme.

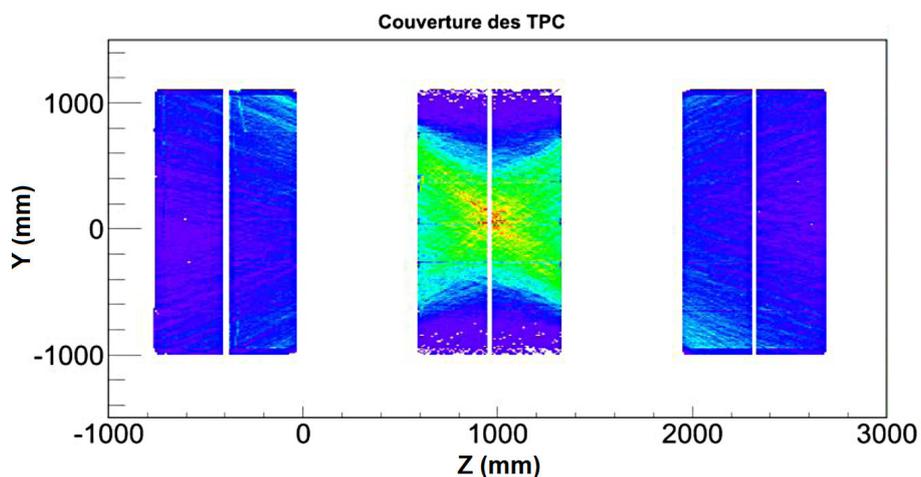


Figure 4.19: Couverture des TPC avec un déclenchement FGD

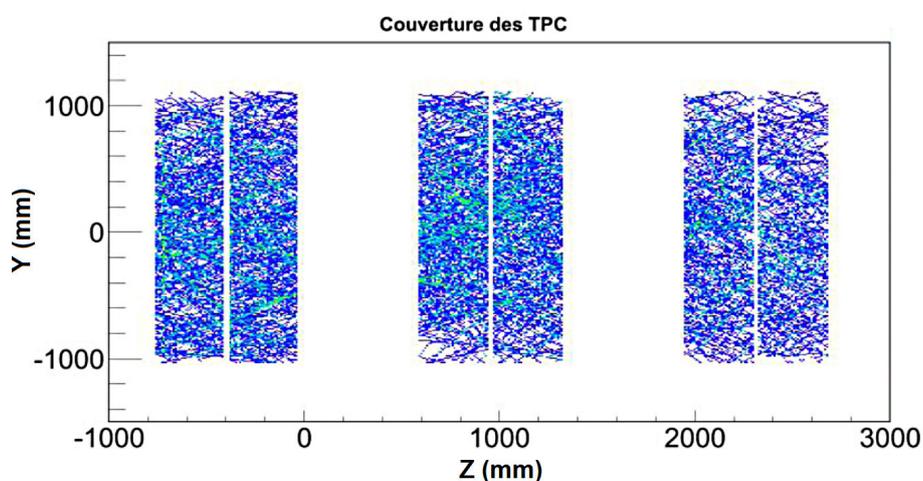


Figure 4.20: Couverture des TPC avec un déclenchement Trip-t/SMRD

Le nombre de traces disponibles avec le système Trip-t est cependant moins élevé et ne permet pas d'offrir la même précision statistique pour les modules situés aux extrémités des TPC que pour ceux placés au centre. La figure 4.21 représente la population de traces utilisables par module. Sur cette figure, les modules sont notés de 0 à 71 selon leur position dans les trois TPC. On constate que le centre de la TPC 2 est particulièrement bien peuplé tandis que les modules situés aux extrémités des plans de lecture n'ont que peu de statistique. La figure 4.22 nous permet quant à elle d'observer que la majorité des traces enregistrées comptent plus de 65 amas et sont donc utilisables selon nos critères de sélection.

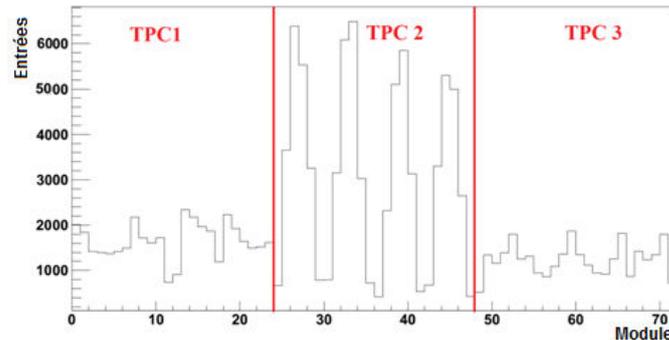


Figure 4.21: Nombre de segments de trace utilisables pour les 72 modules du détecteur. Les différentes TPC sont séparées par les lignes rouges. Chaque plan de lecture est numéroté par un multiple de 12. Dans la TPC1, par exemple, les détecteurs Micromegas d'une même colonne sont numérotés de 0 à 5 et de 6 à 11 pour le premier plan de lecture et de 12 à 17 et de 18 à 23 pour le second plan de lecture.

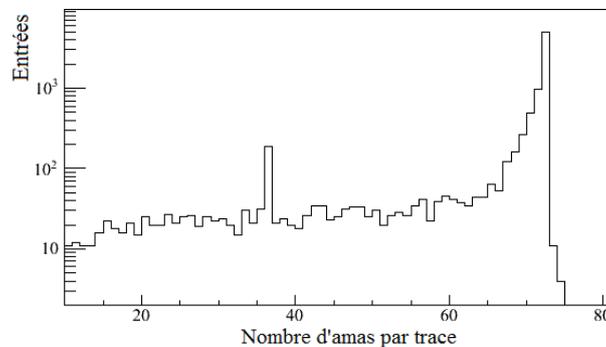


Figure 4.22: Nombre d'amas par trace. Une trace traversant toute la largeur d'une TPC contient au maximum 72 amas.

4.4.2 Comparaison avec les mesures optiques

Les mesures que nous avons effectuées peuvent être comparées avec les mesures optiques de position faites sur les modules lors de la construction des TPC. En effet, la position de tous les modules a été mesurée précisément lors de leur installation mais avant que ceux-ci ne soient équipés de leur électronique frontale. Les mesures optiques ont donc été faites avant que toute la charge sur la structure ne soit présente et ne font donc pas apparaître une possible déformation de la structure mécanique des TPC. L'équipement utilisé pour ces mesures est un système de mesure optique de grande précision [104] donnant des valeurs au millièmme de millimètre et au millièmme de milliradian. La comparaison entre les

4. ETUDE DE L'ALIGNEMENT DES MODULES MICROMEGAS DES DÉTECTEURS TPC AVEC DES RAYONS COSMIQUES

valeurs trouvées par notre méthode et les mesures optiques (notées $d\phi_{\text{survey}}$, dy_{survey} et dz_{survey}) est montrée à la figure 4.23. Vingt-quatre ensembles de mesures y sont présentées, correspondant aux quatre couples de modules côte à côte les plus centraux de chacun des six plans de lecture. Les couples situés les plus en haut et les plus en bas des plans de lecture, pour lesquels la statistique recueillie était limitée, ne sont pas inclus dans les mesures. Les incertitudes données proviennent des erreurs calculées lors de l'ajustement des paramètres des segments de trace. Elles ne prennent pas en compte des effets systématiques ou biais associés à la méthode d'alignement utilisée (voir section 4.3.3).

Une corrélation claire entre les mesures optiques et celles obtenues par notre méthode est observée pour le paramètre de rotation $d\phi$ et pour celui lié au déplacement dy . L'écart-type est d'environ 0,5 mrad pour la distribution de $d\phi - d\phi_{\text{survey}}$ et de l'ordre de 200 μm pour la distribution de $dy - dy_{\text{survey}}$. Ces résultats indiquent que la géométrie des plans de lecture des TPC n'a pas subi de variation au-delà des valeurs requises pour une bonne mesure de l'impulsion des traces. Ils valident ainsi la méthode d'alignement utilisée pour l'extraction des paramètres de rotation ($d\phi$) et de déplacement vertical (dy) des modules. Il est à noter que l'utilisation de traces proches de l'horizontale, perpendiculaires au déplacement dy des modules permet d'atteindre un très bonne précision de mesure, proche de la tolérance mécanique qui est d'une centaine de microns.

En ce qui concerne le paramètre dz , la comparaison des résultats obtenus avec les deux méthodes d'alignement ne montre pas de corrélation nette entre les différentes mesures. La valeur moyenne et l'écart-type pour la distribution de $dz - dz_{\text{survey}}$ sont respectivement de 400 μm et 300 μm environ. Ces résultats illustrent les difficultés observées précédemment pour la mesure des défauts d'alignement dans la direction du faisceau.

4.4.3 Amélioration de la résolution après correction

Une nouvelle géométrie du détecteur prenant en compte les valeurs des défauts d'alignement déterminées à l'aide de notre méthode a été appliquée aux données. Pour observer l'effet sur la résolution spatiale, nous calculons le résidu moyen des traces pour chaque colonne de damiers. Le résidu par colonne correspond à la différence entre la position de la trace ajustée au niveau de chaque amas et la position déterminée par l'amas seul. Lorsque les modules sont bien alignés, cette différence tend vers 0 pour tous les amas alors qu'un mauvais alignement des modules Micromegas contraint l'algorithme de reconstruction de la trace à faire des compromis sur la correspondance entre la position reconstruite et celle mesurée. Ces compromis se traduisent alors par des valeurs de résidus élevées qui peuvent être quantifiées en prenant leur moyenne sur un grand nombre de traces. La figure 4.24 montre la valeur moyenne des résidus par colonne, obtenue avant correction de la géométrie, pour les trois TPC et pour chacun des deux plans de lecture. La figure 4.25 montre les valeurs de résidus obtenues après alignement des modules Micromegas selon les constantes déterminées par notre méthode. On observe une amélioration de la valeur moyenne des résidus témoignant d'un meilleur alignement des modules. Après alignement, les valeurs des résidus sont typiquement inférieures à 100 μm alors qu'elles peuvent dépasser 200 μm si les corrections de géométrie ne sont pas appliquées. Les valeurs des résidus obtenus en prenant en compte les corrections géométriques faites à partir des mesures optiques sont présentées à la figure 4.26. Ces valeurs sont comparables à celles résultant de notre méthode d'alignement.

Pour ces trois ensembles de résultats, les distributions des valeurs moyennes des résidus sont présentées à la figure 4.27. On peut alors noter l'amélioration des valeurs d'écart-type d'un facteur 2 après correction de la géométrie.

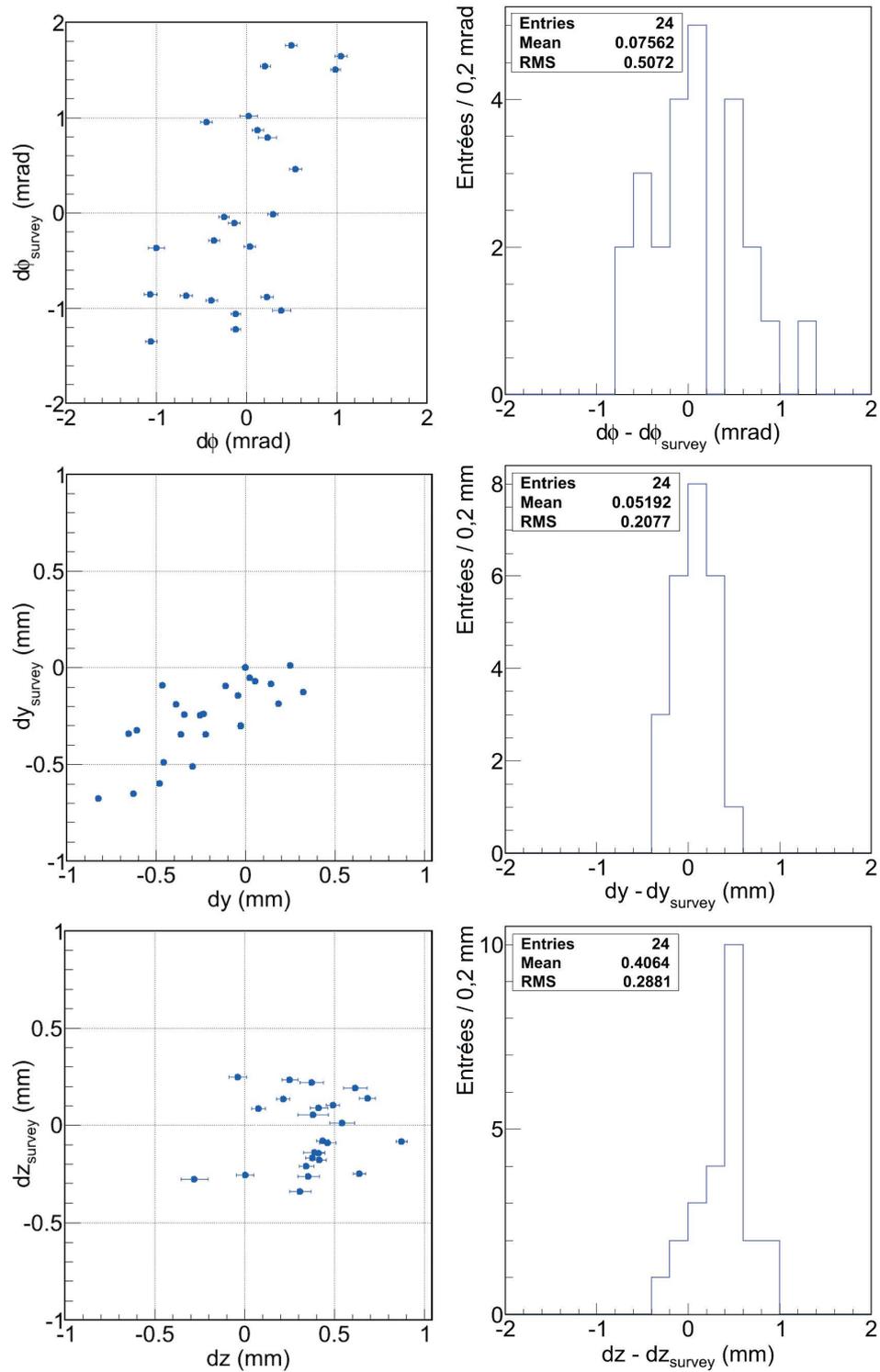


Figure 4.23: Comparaison entre les mesures mécaniques (notées survey) et les calculs des valeurs de $d\phi$ (en haut), dy (au milieu) et dz (en bas) pour 24 couples de modules côte à côte.

4. ETUDE DE L'ALIGNEMENT DES MODULES MICROMEGAS DES DÉTECTEURS TPC AVEC DES RAYONS COSMIQUES

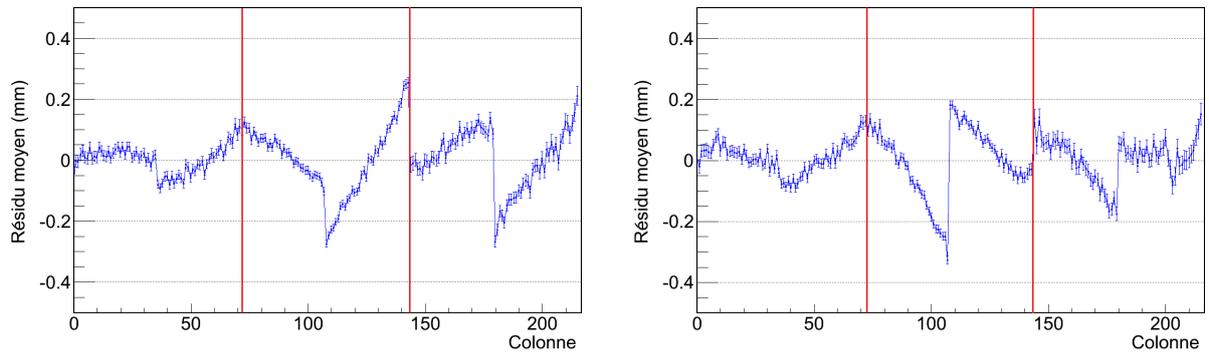


Figure 4.24: Valeurs des résidus par colonne pour les trois TPC, avant alignement des modules Micromegas. Chaque figure représente un des deux plans de lecture.

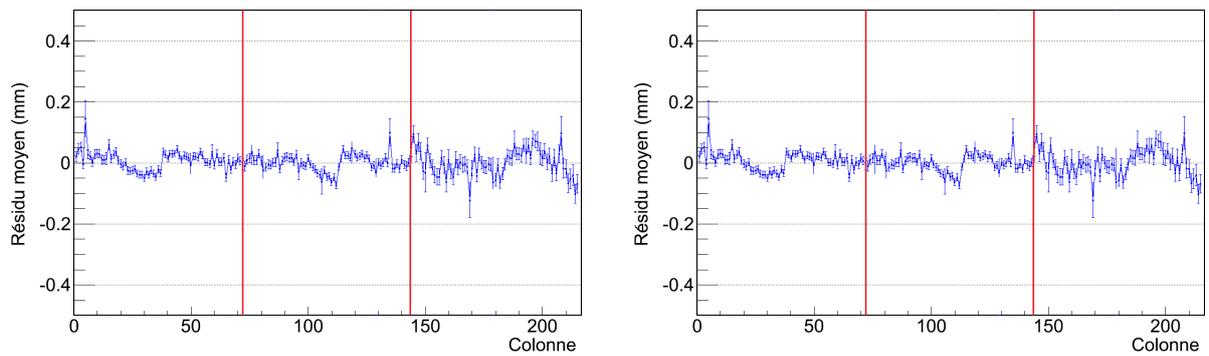


Figure 4.25: Valeurs des résidus par colonne pour les trois TPC, après alignement des modules Micromegas. Chaque figure représente un des deux plans de lecture.

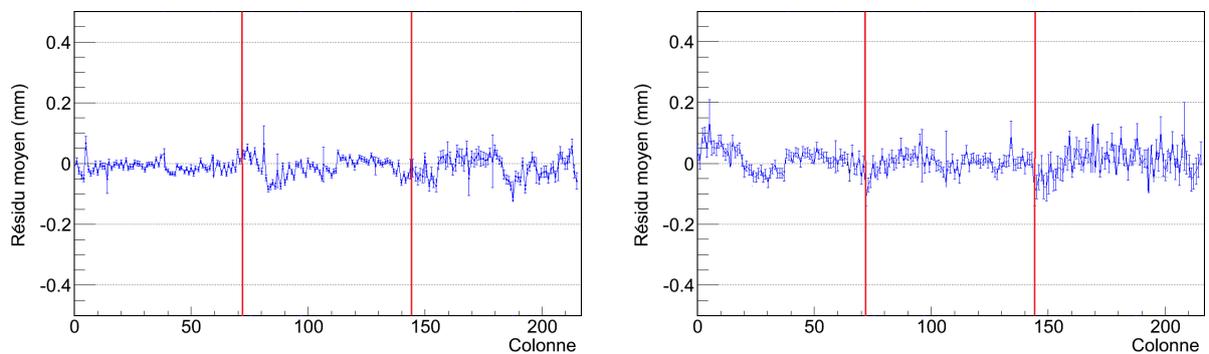


Figure 4.26: Valeurs des résidus par colonne pour les trois TPC, après correction de la géométrie par les valeurs de la mesure optique. Chaque figure représente un des deux plans de lecture.

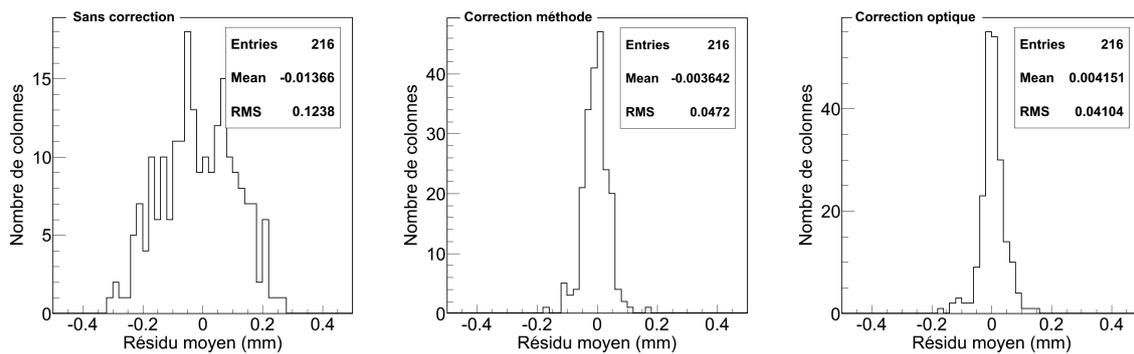


Figure 4.27: Distribution des résidus moyens par colonne: à gauche, avant alignement, au centre, après alignement par notre méthode, et à droite, après alignement avec les mesures optiques.

4.4.4 Comparaison entre les données de 2010 et de 2012

La méthode décrite plus haut concernant l'alignement des modules Micromegas avec des traces cosmiques prises sans champ magnétique s'est avérée intéressante après l'arrêt de l'expérience suite au tremblement de terre du 11 mars 2011. Lors de cet arrêt, les détecteurs Micromegas n'ont pas été démontés et aucune mesure, optique ou par laser de la position des modules, n'a pu être effectuée afin de déterminer si la géométrie des plans de lecture avait été sensiblement modifiée après le séisme. Nous avons appliqué notre méthode sur un échantillon de 500 000 événements cosmiques enregistrés en février 2012, peu avant le redémarrage de l'expérience T2K. Ces données ont été prises avec un courant nul dans l'aimant du détecteur ND280 et en utilisant uniquement le système de déclenchement FGD.

On peut observer sur la figure 4.28 la comparaison des valeurs de $d\phi$, dy et dz entre 2010 et 2012. Pour les mesures de rotation ($d\phi$), la dispersion entre les mesures de 2010 et celles de 2012 est de l'ordre de 0,3 mrad alors que pour les mesures de position, les dispersions en dy et dz sont respectivement de 0,07 mm et 0,25 mm. Ces valeurs sont compatibles avec la précision de la méthode d'alignement utilisée. Ces résultats ne montrent donc pas de déplacements significatifs des modules, à la fois en rotation et en position. Les structures internes des TPC ne semblent donc pas avoir été affectées ni au fil du temps, ni par le tremblement de terre de 2011.

Les constantes d'alignement utilisées en 2010 et 2011 pour décrire la géométrie des TPC peuvent par conséquent être employées pour les données recueillies en 2012, sans introduire de nouvelles incertitudes systématiques importantes dans la mesure de l'impulsion.

4.5 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre comment des défauts d'alignement des modules Micromegas pouvaient constituer une source d'erreur dans la mesure de l'impulsion des particules dans les TPC. Nous avons ensuite proposé une méthode permettant de déterminer, pendant les prises de données de l'expérience T2K, les valeurs des défauts d'alignement entre les modules d'un même plan de lecture afin de pouvoir appliquer les corrections de géométrie nécessaires lors de la reconstruction des traces. Cette méthode repose sur la comparaison des segments de traces droites reconstruits sur des modules adjacents. Les mesures utilisent des données prises avec des rayons cosmiques avec un courant nul dans l'aimant du détecteur ND280.

4. ETUDE DE L'ALIGNEMENT DES MODULES MICROMEGRAS DES DÉTECTEURS TPC AVEC DES RAYONS COSMIQUES

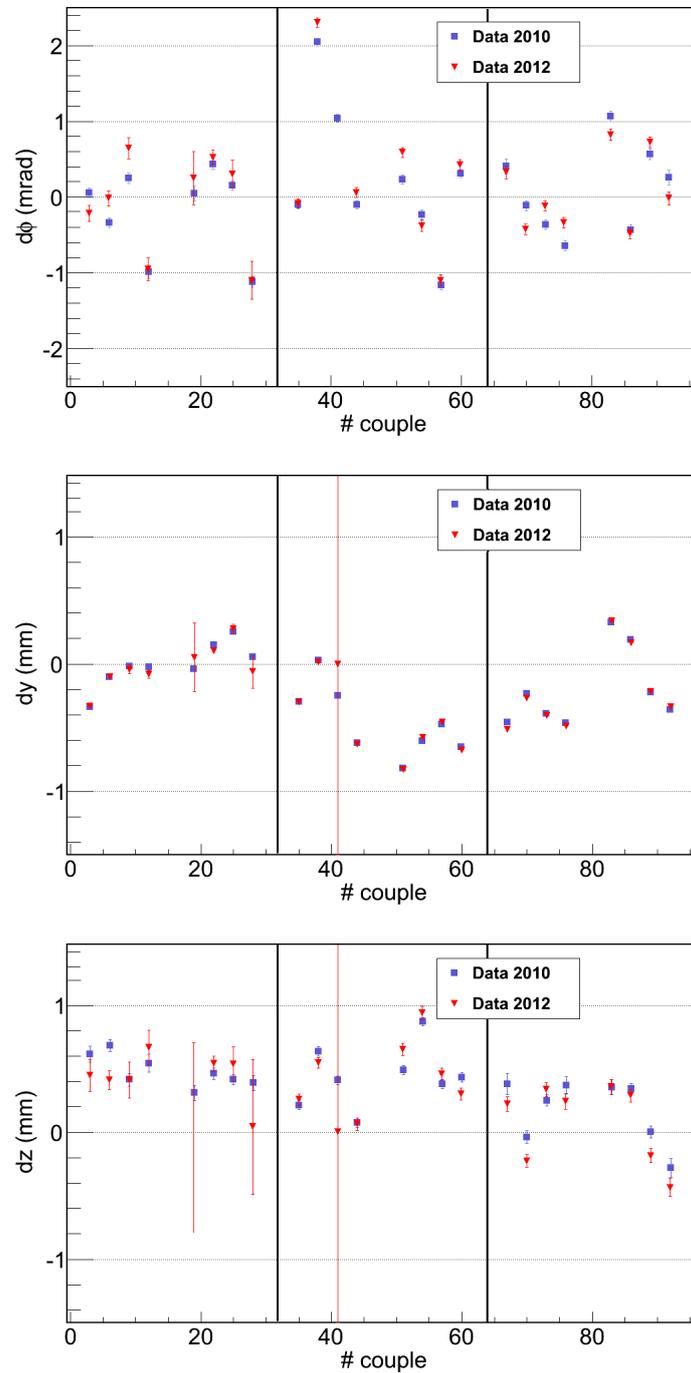


Figure 4.28: Comparaison entre les données 2010 (en bleu) et les données 2012 (en rouge) des mesures de $d\phi$ (en haut), dy (au milieu) et dz (en bas) pour les 24 couples de modules considérés. Les lignes verticales noires séparent les trois TPC.

La principale source d'erreur sur l'impulsion provient de la rotation relative entre modules alors que des défauts de positionnement verticaux et horizontaux influent peu sur la mesure. La précision obtenue sur les défauts associés à ces rotations permet de garantir une connaissance de l'échelle de l'impulsion meilleure que 2% à 1 GeV/c. En ce qui concerne les défauts de position des modules Micromegas, la méthode utilisée permet de déterminer les écarts de géométrie dans le plan de lecture des Micromegas, avec une bonne précision, voisine des tolérances mécaniques. C'est le cas en particulier pour la détermination des défauts d'alignement entre modules dans la direction verticale, pour lesquels des traces ayant un angle modéré par rapport à l'horizontale sont utilisées. L'algorithme actuel de reconstruction des traces dans les TPC ne permet toutefois pas de mesurer, avec une précision suffisante, les paramètres de trajectoires de particules proches de la verticale. Ces dernières seraient un outil indispensable pour la détermination des positions relatives des modules Micromegas le long de l'axe du faisceau.

Finalement, nous avons montré la bonne cohérence des résultats obtenus par la méthode d'alignement proposée avec les mesures optiques effectuées lors de la phase d'assemblage des TPC. La reproductibilité de nos mesures avec le temps, et en particulier pour les périodes de prises de données avant et après le séisme de 2011, indique la très bonne stabilité de la géométrie des TPC.

Chapitre 5

Observation de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ par l'expérience T2K

L'expérience T2K a comme objectif principal la mise en évidence de l'apparition de ν_e dans un faisceau de ν_μ . Pour cela, le rôle du détecteur lointain SK est d'observer les interactions de neutrinos provenant de J-PARC et d'identifier les événements associés à une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Le mode d'interaction préféré pour observer ces événements est le canal d'interaction par courant chargé quasi-élastique (CCQE), $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$, qui peut être mesuré avec une efficacité élevée et un faible bruit de fond. Il permet également la reconstruction, avec une très bonne approximation, du spectre en énergie des neutrinos qui oscillent. Les analyses d'apparition de ν_e , ainsi que celles de disparition de ν_μ , sont donc basées sur la sélection d'événements CCQE.

Dans ce chapitre nous allons présenter l'analyse qui a conduit aux résultats publiés par la collaboration T2K sur la mesure de θ_{13} , avec les données récoltées en 2010 et 2011 [105]. Nous commencerons par décrire la prise de données, pendant laquelle l'expérience a accumulé une statistique de $1,43 \cdot 10^{20}$ protons sur cible (POT). La partie suivante est une présentation du principe de l'analyse d'apparition de T2K ainsi que des échantillons de données et de Monte Carlo qui ont été utilisés. Nous décrirons ensuite la sélection des événements SK faite afin d'isoler les interactions CCQE de ν_e qui constituent la signature de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Enfin, la dernière partie du chapitre présente les résultats publiés par la collaboration T2K concernant les canaux d'apparition de ν_e et de disparition de ν_μ .

5.1 Prise de données

5.1.1 Statistique des Runs 1 et 2

L'expérience T2K a débuté sa prise de données en janvier 2010. La première phase, appelée Run 1, s'est terminée en juin 2010. Pendant cette période, l'accélérateur a délivré $3,1 \cdot 10^{19}$ POT. L'accélérateur a ensuite été arrêté jusqu'à l'automne de la même année pour des travaux de maintenance et d'amélioration en vue d'augmenter la puissance de la machine. L'accélérateur est alors passé de lots de protons comprenant six paquets à des lots de huit paquets, avec un cycle de répétition passant de 3,6 s à 3 s. L'expérience a ensuite repris ses opérations de novembre 2010 jusqu'au 11 mars 2011, période appelée Run 2. L'augmentation de la puissance entre les phases 1 et 2 a permis d'atteindre progressivement une puissance délivrée stable de 145 kW à la fin du Run 2. Au total, l'accélérateur a délivré $1,43 \cdot 10^{20}$ POT sur l'ensemble des deux périodes de prise de données. La figure 5.1 montre l'accumulation de

5. OBSERVATION DE L'OSCILLATION $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ PAR L'EXPÉRIENCE T2K

la statistique de 2010 à 2011 ainsi que la quantité de données utilisées pour les analyses de physique. Les premières publications de T2K sur les mesures d'oscillation sont basées sur les données accumulées pendant les Run 1 et Run 2. Cette statistique représente environ 2% de la statistique finale attendue pour T2K, équivalent à une prise de données se déroulant sur une période de 5 ans avec un accélérateur fonctionnant 120 jours par an à la puissance nominale de 750 kW.

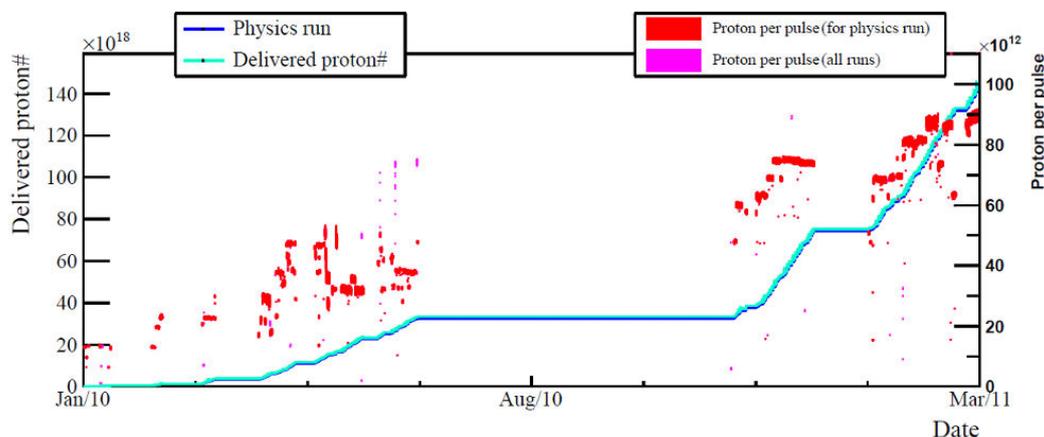


Figure 5.1: Statistique accumulée par T2K entre 2010 et 2011 en nombre de protons délivrés sur la cible (POT). Les marqueurs rouges représentent la puissance de l'accélérateur indiquée par le nombre de protons par cycle.

5.1.2 Qualité des données

Les données enregistrées par les détecteurs ND280 et SK sont soumises à des contrôles de qualité avant d'être utilisées pour les analyses de physique. Le but de cette étape importante est de s'assurer des bonnes conditions du faisceau et du bon fonctionnement des détecteurs pendant la prise de données correspondante.

Pour le détecteur INGRID, le gain des détecteurs MPPC et le rendement de chaque barre de scintillateur sont évalués. La figure 5.2 montre une distribution stable du gain des MPPC au cours du temps, ici pour une fraction du Run 2. La calibration d'INGRID est nécessaire afin de contrôler avec précision la stabilité du faisceau (voir figure 3.16), ce qui est crucial pour l'analyse d'oscillation, car la direction du faisceau a une influence directe sur le flux de neutrinos traversant les détecteurs.

En ce qui concerne le détecteur ND280, la qualité des données est contrôlée à deux niveaux, en temps réel et sur des quantités reconstruites hors-ligne. Une surveillance en temps réel est effectuée sur l'ensemble des sous-détecteurs afin de contrôler les variations du courant dans les hautes et basses tensions. La synchronisation avec le faisceau est également contrôlée lot par lot par les détecteurs à déclenchement rapide. Une analyse "semi hors-ligne" des données reconstruites permet quant à elle de contrôler l'environnement de la prise de données, de vérifier que les données sont correctement collectées et que la conversion des données brutes vers les données reconstruites est assurée.

Pour les FGD, la calibration de l'ensemble des canaux est effectuée en observant la répartition des charges déposées par des rayons cosmiques et en contrôlant le gain et le bruit des lecteurs MPPC. Les deux FGD ont fonctionné de manière efficace tout au long de la prise de données, avec une fraction de canaux défectueux limitée à 0,7%. Pour témoigner de la bonne stabilité de l'acquisition des FGD pendant les Runs 1 et 2, la figure 5.3 montre le taux d'événements enregistrés par les FGD en fonction du temps.

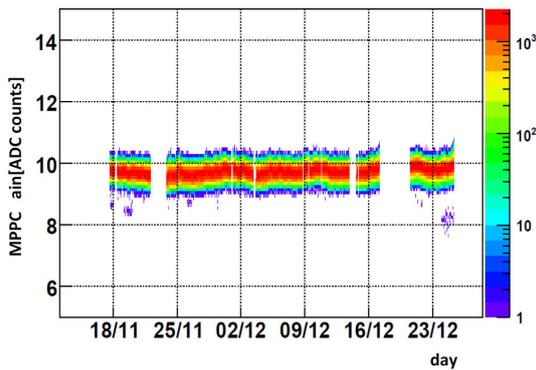


Figure 5.2: Gain des lecteurs MPPC d'INGRID en fonction du temps pour une fraction du Run 2.

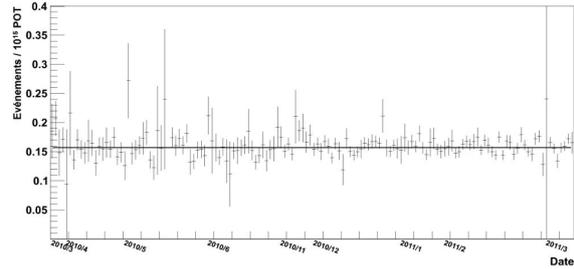


Figure 5.3: Taux d'interactions dans le FGD en fonction du temps, par 10^{15} POT.

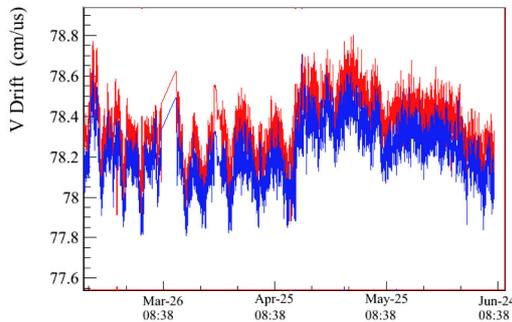


Figure 5.4: Evolution de la vitesse de dérive dans le gaz en fonction du temps telle que mesurée par les deux moniteurs de gaz des TPC.

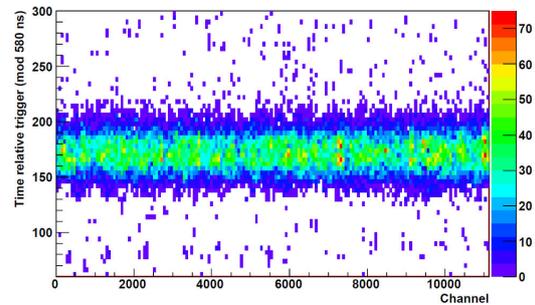


Figure 5.5: Différence entre le temps d'arrivée du signal et le temps du déclenchement pour chaque canal dans le POD.

Les barres d'erreurs diminuent au fur et à mesure que la puissance de l'accélérateur augmente, mais le taux reste stable autour de 0,16 événement par 10^{15} POT. Pour les TPC, des moniteurs surveillent en permanence la température et la pression du gaz afin de maîtriser les paramètres de dérive des électrons dans le gaz. Des déclenchements avec des cosmiques et des déclenchements aléatoires pour la mesure des piédestaux sont utilisés entre les déclenchements faisceau pour contrôler des grandeurs comme le gain des modules Micromegas ou la vitesse de dérive des électrons (voir fig 5.4). Tous ces paramètres sont ensuite écrits dans une base de données et pris en compte au niveau de la reconstruction des événements. Pour le POD, le SMRD et l'ECal, qui utilisent des lecteurs MPPC et une acquisition Trip-t, une vérification du gain et du rendement de scintillation est effectuée pour chaque canal, la fraction de canaux défectueux dans ces détecteurs étant de 0,07%, 0,07% et 0,3% respectivement. La stabilité de la synchronisation avec le faisceau est testée pour l'ensemble des canaux (voir fig 5.5). D'éventuelles variations importantes dans la mesure des piédestaux sont identifiées afin de déterminer, à posteriori, si la qualité des données s'en trouve affectée.

Pour qu'un lot de données soit considéré comme étant de qualité satisfaisante pour une analyse de physique, il faut que l'ensemble des sous-détecteurs ainsi que l'aimant aient correctement fonctionné sur la période correspondante de prise de données. Lors du Run 1, 96,7% des données enregistrées par le détecteur ND280 ont été utilisées pour l'analyse. Lors du Run 2, un problème sur une FEM de la TPC3 a

5. OBSERVATION DE L'OSCILLATION $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ PAR L'EXPÉRIENCE T2K

causé une dégradation de la qualité d'une partie des données enregistrées en décembre 2010. La fraction de données retenues pendant le Run 2 s'élève à 71,2%. La figure 5.6 montre l'image d'un événement typique enregistré dans le détecteur ND280. Cet événement représente une interaction profondément inélastique observée dans la partie trajectographe du ND280, en coïncidence fortuite avec le passage d'un muon dans la partie amont du détecteur. Cette illustration témoigne du bon fonctionnement de l'acquisition de l'ensemble des sous-détecteurs du ND280.

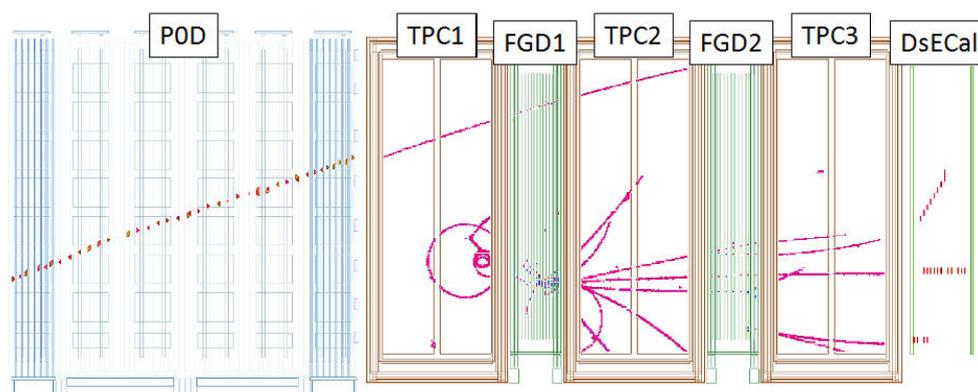


Figure 5.6: Événement enregistré par le ND280. Un muon cosmique traverse l'ensemble du détecteur en coïncidence fortuite avec une interaction neutrino profondément inélastique ayant eu lieu dans le second FGD.

A Super-Kamiokande, la qualité des données est contrôlée par l'analyse des données atmosphériques enregistrées entre les déclenchements associés au faisceau. La tâche principale est d'assurer le bon fonctionnement de l'acquisition et la synchronisation avec le faisceau dans la fenêtre des $\pm 500 \mu s$ autour des temps d'arrivée des neutrinos. Le système d'acquisition a parfaitement fonctionné pendant l'ensemble de la prise de données du Run 1 et du Run 2 avec un temps mort inférieur à 0,01%. Des alertes sur le système de traitement de l'eau du détecteur SK et sur le niveau de radon présent dans la mine ont été mises en place afin de prévenir d'éventuelles contaminations importantes. Une réjection des données est également appliquée si le détecteur enregistre une activité dans les $100 \mu s$ précédant un événement en coïncidence avec le faisceau. Le but de cette coupure est de rejeter la contamination accidentelle induite par des électrons provenant de la désintégration de muons cosmiques. La fraction du temps d'observation perdue par l'utilisation de cette coupure est de 0,3%. Au final, sur l'ensemble des données recueillies pendant les Runs 1 et 2, le détecteur SK a enregistré un taux supérieur à 99% de données de bonne qualité, utilisables pour les analyses de physique.

5.2 Principe de l'analyse d'apparition

L'analyse concernant l'apparition de ν_e dans T2K, tout comme la mesure de disparition de ν_μ , utilise, pour la normalisation, la comparaison entre les données récoltées par les détecteurs proche et lointain. Le détecteur proche ND280 fournit des informations sur le produit du flux par les sections efficaces de neutrinos, la composition et le spectre du faisceau de neutrinos, à une position où l'effet des oscillations est négligeable. A partir de ces mesures il est possible de calculer, pour des paramètres d'oscillation donnés, le nombre attendu d'événements dans le détecteur lointain SK. Les valeurs des paramètres d'oscillation sont ainsi extraites à partir de la comparaison du nombre d'événements et du spectre observés dans le détecteur lointain avec ceux prédits.

5.2.1 Méthode d'extrapolation

Le nombre attendu d'événements d'apparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ dans le détecteur lointain, $N_{\text{SK}}^{\text{exp}}$, est extrapolé à partir du nombre d'événements ν_μ observés dans le détecteur proche, $N_{\text{ND}}^{\text{obs}}$ en utilisant la relation

$$N_{\text{SK}}^{\text{exp}} = \sum_{E_\nu} R_{\text{SK/ND}}(E_\nu) \times P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}(E_\nu, \theta_{13}, \Delta m_{32}^2, \delta, \dots) \times N_{\text{ND}}^{\text{obs}} \quad (5.1)$$

où $R_{\text{SK/ND}}(E_\nu)$ est le rapport, à une énergie de neutrino E_ν , entre le nombre d'interactions ν_μ dans le détecteur SK, en l'absence d'oscillation, et celui dans le détecteur ND280, et $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}(E_\nu, \theta_{13}, \Delta m_{32}^2, \delta, \dots)$ est la probabilité d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ en fonction des hypothèses faites sur les valeurs des paramètres de la matrice PMNS.

La probabilité d'apparition $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ peut être déduite de la relation 1.27 [106] :

$$\begin{aligned} P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} = & 4C_{13}^2 S_{13}^2 S_{23}^2 \sin^2 \Delta_{31} \\ & + 8C_{13}^2 S_{12} S_{13} S_{23} (C_{12} C_{23} \cos \delta - S_{12} S_{13} S_{23}) \cos \Delta_{32} \sin \Delta_{31} \sin \Delta_{21} \\ & + 8C_{13}^2 C_{12} C_{23} S_{12} S_{13} S_{23} \sin \delta \sin \Delta_{32} \sin \Delta_{31} \sin \Delta_{21} \\ & + 4S_{12}^2 C_{13}^2 (C_{12}^2 C_{23}^2 + S_{12}^2 S_{13}^2 S_{23}^2 - 2C_{12} C_{23} S_{12} S_{23} S_{13} \cos \delta) \sin^2 \Delta_{21} \\ & + 8C_{13}^2 S_{13}^2 S_{23}^2 (1 - 2S_{13}^2) \frac{aL}{4E_\nu} \cos \Delta_{32} \sin \Delta_{31} \end{aligned} \quad (5.2)$$

avec $C_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $S_{ij} = \sin \theta_{ij}$, $\Delta_{ij} = (m_i^2 - m_j^2)L/4E_\nu$, où L est la distance de propagation du neutrino, et

$$a = 2\sqrt{2}n_e G_F E_\nu = 7,6 \cdot 10^{-5} \rho [g/cm^3] E_\nu [GeV] [eV^2],$$

où G_F est la constante de Fermi, n_e et ρ sont respectivement les densités moyennes du nombre d'électrons et de matière sur le trajet du neutrino. La probabilité d'apparition $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ ne dépend donc pas que de θ_{13} mais fait intervenir tous les paramètres de la matrice PMNS et en particulier de la phase δ qui rend compte de la possible violation de CP dans la matrice PMNS. On peut relier $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ à la probabilité d'oscillation d'un antineutrino $P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e}$ en inversant dans l'équation 5.2 le signe des paramètres δ et a ($\delta \rightarrow -\delta$, $a \rightarrow -a$).

Le premier terme de l'équation 5.2 est le terme dominant l'amplitude d'oscillation. Avec une très bonne approximation, il est donné par $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} = \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2(\Delta m_{31}^2/4E)$. Le deuxième terme fait apparaître la phase δ mais conserve la symétrie de CP, tandis que le troisième terme, dépendant de $\sin \delta$, est le terme décrivant la violation de la symétrie de CP lorsque l'on passe d'un système de neutrinos à celui d'antineutrinos. Le quatrième terme est dominé par les paramètres solaires. Enfin, le dernier terme introduit l'effet de la matière. Tous ces termes sont pris en compte dans l'évaluation de la probabilité d'apparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ qui est faite dans l'analyse T2K. Comme la valeur de δ n'est pas connue, le calcul de $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ dépend en particulier de l'hypothèse faite sur la valeur de ce paramètre, comprise entre 0 et 2π . Dans une expérience d'apparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, la valeur extraite de $\sin^2 2\theta_{13}$ est donc donnée en fonction de δ .

Dans le cas idéal où les détecteurs proche et lointain sont identiques, les incertitudes systématiques sur la mesure d'apparition devraient être fortement supprimées par l'utilisation des mesures de normalisation par le détecteur proche. Cependant, dans l'expérience T2K, la technologie choisie pour les deux détecteurs est différente et ne permet pas de s'affranchir entièrement de tous les effets systématiques. Des incertitudes systématiques sur les sections efficaces proviennent des différences entre les interactions neutrino-eau à SK et les interactions neutrino-carbone dans le ND280. C'est dans le but de réduire

5. OBSERVATION DE L'OSCILLATION $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ PAR L'EXPÉRIENCE T2K

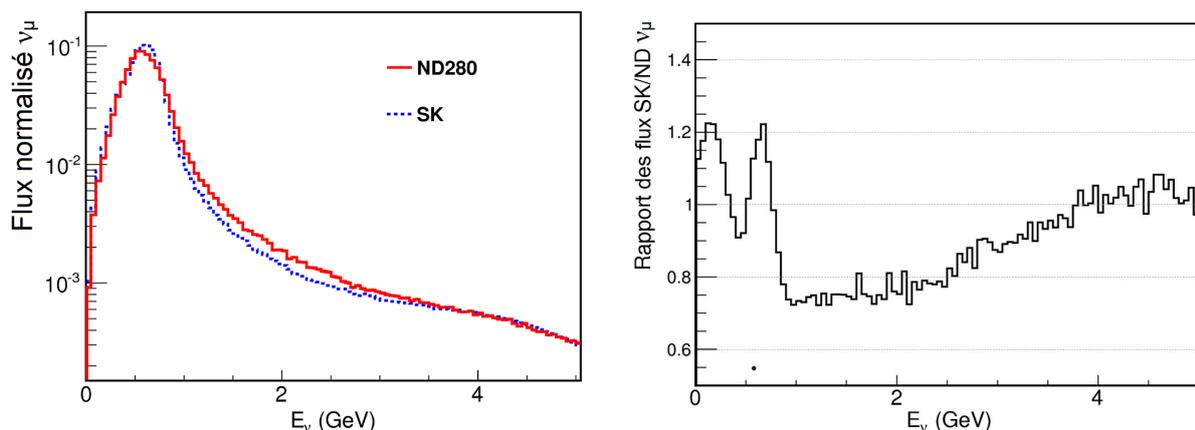


Figure 5.7: A gauche, comparaison des flux (normalisés) de ν_μ reçus au détecteur proche, en rouge, et lointain (sans oscillation), en bleu. A droite, rapport des flux à SK et ND280 pour les ν_μ .

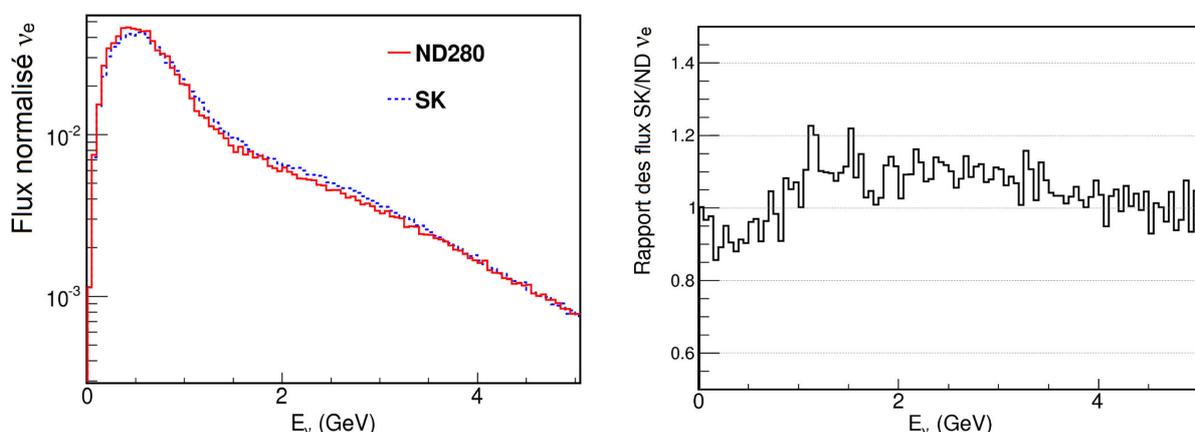


Figure 5.8: A gauche, comparaison des flux (normalisés) de ν_e reçus au détecteur proche, en rouge, et lointain (sans oscillation), en bleu. A droite, rapport des flux à SK et ND280 pour les ν_e .

ces systématiques que les sous-détecteurs POD et FGD ont été équipés d'enceintes remplies d'eau, de manière à obtenir une mesure de section efficace neutrino-eau avec le détecteur proche.

Une incertitude systématique importante à prendre en compte provient de la détermination des flux dans les deux détecteurs. En effet, plusieurs effets rendent délicate la comparaison, aux positions proche et lointaine, des flux des neutrinos dont la dépendance en fonction de la distance r de propagation ne suit pas une loi en $1/r^2$. Les écarts observés dans les spectres d'énergie des neutrinos proviennent de la différence d'angle solide qu'occupe la source pour les deux détecteurs : pour SK la source de neutrino est vue comme ponctuelle tandis que la longueur du tunnel de désintégration des pions est vue avec une taille angulaire d'environ 30 mrad depuis le détecteur proche. De plus, le détecteur ND280 étant situé proche de la source, il apparaît avec une ouverture angulaire de ~ 14 mrad. La comparaison de la forme des spectres en énergie auprès des deux détecteurs, déterminés par simulation, peut être observée sur la figure 5.7 pour les ν_μ et sur la figure 5.8 pour les ν_e . On constate que, pour les ν_μ , le pic du spectre est décalé, ce qui entraîne des variations importantes, supérieures à 20%, dans le rapport des flux entre SK et ND280. Pour les ν_e , cet effet est atténué car ceux-ci proviennent essentiellement des désintégrations à trois corps de μ et de K . De plus, le spectre des ν_e n'est pas aussi dépendant de la position hors-axe des détecteurs que pour les ν_μ .

Le rapport $R_{SK/ND}(E_\nu)$ est ainsi déterminé par simulation pour prendre en compte les différences de section efficace, de flux de neutrinos et d'efficacité des détecteurs sur toute la gamme en énergie des neutrinos produits. Les incertitudes systématiques correspondant au nombre d'événements observés dans les détecteurs, et leur réduction par l'utilisation du rapport $R_{SK/ND}$, seront résumées dans le tableau 5.6 à la section 5.5.

5.2.2 Normalisation avec le détecteur ND280

A partir de la relation 5.1, il est possible de calculer le nombre attendu d'événements en utilisant différentes hypothèses sur la valeur des paramètres d'oscillation. Cette méthode a été utilisée pour la première publication des résultats d'apparition de T2K.

Toutefois, la normalisation des spectres par les données du ND280 a été effectuée uniquement avec les données du Run 1 du détecteur proche, correspondant à $2,88 \cdot 10^{19}$ POT. De plus, la dépendance en énergie du rapport $R_{SK/ND}$ n'a pas été prise en compte. Dans ce cas, le terme $R_{SK/ND}$ devient simplement le rapport des nombres d'événements attendus par simulation dans les deux détecteurs

$$R_{SK/ND} = \frac{N_{SK}^{MC}}{N_{ND}^{MC}}. \quad (5.3)$$

La relation 5.1 peut alors s'écrire

$$N_{SK}^{exp} = \frac{N_{SK}^{MC}}{N_{ND}^{MC}} \times P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} \times N_{ND}^{obs} \quad (5.4)$$

et devient

$$N_{SK}^{exp} = R_{ND} \times P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} \times N_{SK}^{MC} \quad (5.5)$$

avec

$$R_{ND} = \frac{N_{ND}^{obs}}{N_{ND}^{MC}} \quad (5.6)$$

qui est le rapport des nombres mesuré et simulé d'événements dans le détecteur proche. Le nombre attendu N_{SK}^{exp} d'événements $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ dans le détecteur SK est donc déterminé par Monte Carlo et pondéré par un terme de normalisation venant du détecteur proche.

Le rapport R_{ND} a été déterminé à partir d'une sélection inclusive d'interactions ν_μ CC ayant lieu dans les FGD du ND280 [107]. Les interactions sélectionnées satisfont les critères suivants :

- Aucune trace dans la TPC1.
- Au moins une trace, comprenant un minimum de 18 amas, doit être reconstruite dans une TPC et doit avoir une impulsion supérieure à 50 MeV/c.
- La trace de charge négative la plus énergétique dont le point de départ est situé dans le volume fiduciel d'un des FGD doit être identifiée comme un muon dans les TPC.

Le premier critère est utilisé pour servir de véto et rejeter les traces de muons provenant de l'extérieur du détecteur ND280. Le deuxième critère permet de s'assurer de la qualité de la reconstruction de la trace et de la mesure de son impulsion. Enfin, l'identification de la particule en tant que muon signe une interaction de ν_μ .

Un échantillon de 1529 candidats a ainsi été sélectionné avec une pureté de 90% et une efficacité de 38% pour des interactions de ν_μ par courant chargé. La figure 5.9 montre le spectre en énergie des

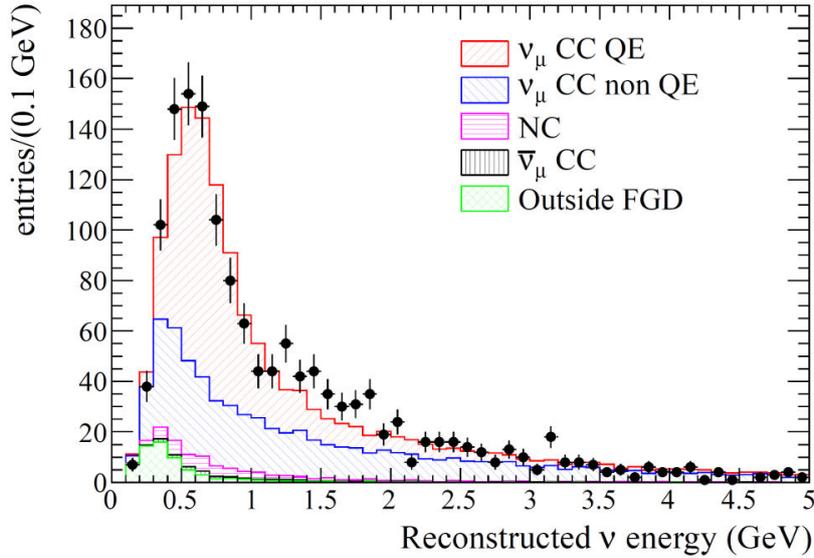


Figure 5.9: Spectre d'énergie des 1529 candidats ν_μ CC sélectionnés dans les données, comparé au spectre prédit par simulation.

neutrinos associés aux muons sélectionnés, construit dans l'hypothèse d'une interaction CCQE selon la relation 3.10. L'échantillon retenu est composé de 49% d'interactions CCQE, de 41% d'interactions CC-nonQE et de 4% d'interactions NC. Environ 5% des événements sélectionnés proviennent d'interactions produites en dehors du volume fiduciel des FGD mais dont le vertex reconstruit se situe à l'intérieur. Ces événements, appelés *Outside FGD* (hors FGD), sont principalement situés dans la région cinématique des basses impulsions.

La comparaison des données avec le Monte Carlo montre un accord satisfaisant. On en déduit le rapport

$$R_{ND} = 1,036 \pm 0,028_{stat} \pm 0,044_{-0,037}^{syst-det} \pm 0,038_{syst-phys} \quad (5.7)$$

Les principales causes d'incertitudes systématiques sur la valeur de ce rapport sont la coupure sur l'identification des particules (3%) et la reconstruction des traces dans les TPC et les FGD (2%). La connaissance des événements hors FGD représente également de l'ordre de 1% d'incertitude. La valeur des incertitudes systématiques liées au modèle de physique utilisé comprend les erreurs sur la valeur absolue des sections efficaces ainsi que les incertitudes associées aux interactions dans l'état final. Elle ne contient toutefois pas les incertitudes communes aux détecteurs proche et lointain ($\sim 15\%$), qui s'annulent dans le rapport $R_{SK/ND}$.

5.3 Lot de données et échantillon Monte-Carlo

5.3.1 Réduction des données SK

Les événements SK contenus dans une fenêtre d'acquisition de $\pm 500 \mu s$ autour du temps d'arrivée du faisceau sont classés selon plusieurs critères (voir figure 5.10) afin de sélectionner ceux utilisables pour une analyse d'oscillation. Premièrement, une vérification que les événements candidats n'entrent pas en coïncidence fortuite avec des événements déclenchés pour la calibration du détecteur est effectuée.

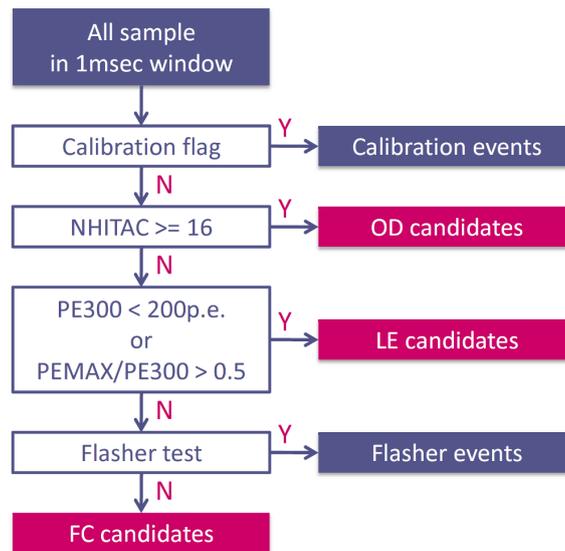


Figure 5.10: Schéma de la sélection appliquée sur les événements enregistrés dans la fenêtre de déclenchement $\pm 500 \mu\text{s}$ autour du temps d'arrivée des neutrinos du faisceau de J-PARC. Une coupure en temps supplémentaire de $-2/+10 \mu\text{s}$ est appliquée.

Bien que le programme de calibration soit conçu pour ne pas interférer avec les événements faisceau, ce contrôle de qualité est fait pour chaque événement faisceau enregistré. Deuxièmement, une coupure est effectuée sur l'activité du détecteur externe (OD) en coïncidence avec l'événement enregistré. Ainsi, si au moins 16 PM sont touchés simultanément, l'événement est classé comme ayant une origine extérieure, non compatible avec une interaction de neutrino dans le détecteur interne (ID). Les événements externes sont principalement produits par des muons cosmiques entrant dans le détecteur et par la radioactivité provenant du détecteur ou de la roche environnante. Cette coupure élimine également les événements produits par des interactions de neutrinos dont une ou plusieurs des particules chargées créées sortent du détecteur interne. Dans ce cas, l'événement ne peut être proprement reconstruit et doit être rejeté. Une nouvelle coupure est ensuite appliquée pour rejeter les événements de très basse énergie. Ces événements sont définis par une charge totale collectée dans une fenêtre de 300 ns, inférieure à 200 photoélectrons ($PE300 < 200 \text{ p.e.}$), ou lorsque plus de la moitié de la charge collectée provient d'un seul PM ($PEMAX/PE300 > 0,5$). De tels événements sont généralement produits par de la radioactivité dont la source est proche des photomultiplicateurs. Un dernier test est ensuite effectué pour rejeter les événements dont la lumière provient de la décharge de photomultiplicateurs eux-mêmes (*flasher*). Enfin, pour ne conserver que les événements liés au faisceau, on ne garde que les événements compris dans une fenêtre en temps entre $-2 \mu\text{s}$ et $+10 \mu\text{s}$ autour du temps d'arrivée des neutrinos. Les événements satisfaisant tous ces critères sont utilisés pour les mesures d'oscillation. On qualifie ces candidats d'événements entièrement contenus (FC - *Fully Contained*).

Au total, 121 événements FC ont été observés dans SK pendant la prise de données avec respectivement 33 et 88 événements pour les Runs 1 et 2. La figure 5.11 représente la distribution en temps des événements par rapport au temps d'arrivée des neutrinos. Cette différence en temps est notée ΔT_0 . On distingue une structure temporelle correspondant parfaitement à celle des paquets de protons délivrés par l'accélérateur J-PARC, séparés de 581 ns. On retrouve également le changement du nombre de paquets de protons, passant de 6 à 8 paquets, lors de l'augmentation de la puissance de l'accélérateur entre les Runs 1 et 2.

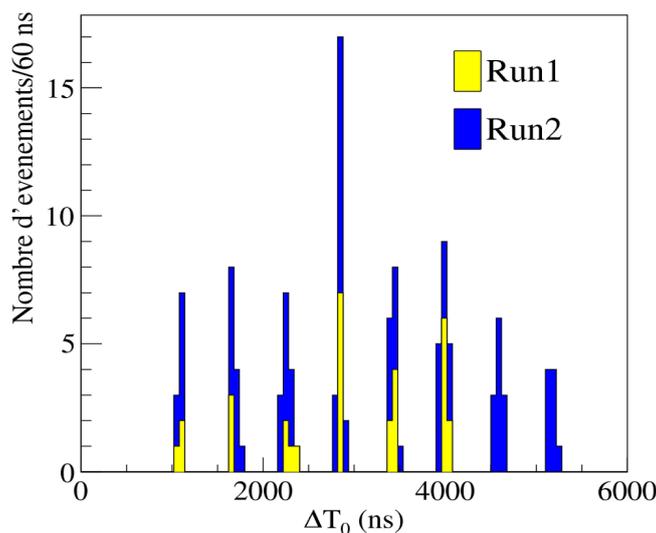


Figure 5.11: Distribution temporelle des 121 événements de type FC. Les 33 événements en jaune ont été observés pendant le Run 1. Les 88 événements en bleu proviennent du Run 2.

A noter qu'en moyenne, seulement 0,02 événement de contamination accidentelle est attendu pour cette statistique, et qu'aucun événement n'est observé en dehors de la structure des paquets. Ceci démontre l'excellente efficacité de réjection des coupures décrites précédemment contre les bruits de fonds accidentels. Notamment, la coupure sur l'activité du détecteur externe rejette, avec une très grande efficacité, les événements dus au passage de rayons cosmiques dans le détecteur.

5.3.2 Echantillon Monte-Carlo

Après avoir décrit l'échantillon de données, nous allons maintenant décrire le lot d'événements Monte Carlo utilisé. L'échantillon Monte Carlo simule 1 000 000 d'interactions de neutrinos ν_μ ainsi que d'interactions ν_e selon le spectre du faisceau T2K. Il est complété par un lot de 500 000 interactions de $\bar{\nu}_\mu$ et de ν_e provenant d'une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Ces derniers correspondent à des neutrinos créés avec le spectre en énergie des ν_μ et interagissant en tant que ν_e ¹. Les interactions dans le détecteur SK, simulées avec le logiciel NEUT [108], sont réparties aléatoirement dans le volume du détecteur interne.

Pour normaliser l'échantillon d'événements Monte Carlo aux données, le nombre attendu d'interactions dans SK est calculé en utilisant la relation

$$N_i = \alpha \int_0^{10 \text{ GeV}} \Phi_i(E_\nu) \sigma_i(E_\nu) dE_\nu \quad (5.8)$$

où N_i est le nombre attendu d'événements pour une saveur de neutrino i ($\nu_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_e$), Φ_i est le flux prédit à SK pour la saveur i , σ_i est la section efficace d'interaction du neutrino dans l'eau et α est un

¹Ce lot correspondrait au signal attendu en cas d'oscillation de 100% des neutrinos muoniques du faisceau.

facteur de normalisation, proportionnel à la masse cible du détecteur, égal à

$$\begin{aligned}\alpha &= N_A \times M_{\text{fid}} \\ &= 6,02 \cdot 10^{23} \frac{\text{nucléons}}{\text{g}} \times 22,5 \text{ kt} \times \frac{10^9 \text{ g}}{\text{kt}} \\ &= 1,35 \cdot 10^{34}\end{aligned}\tag{5.9}$$

avec N_A le nombre d'Avogadro et M_{fid} la masse du volume fiduciel de SK, soit 22,5 kt (voir critère de sélection sur la position du vertex de l'interaction dans la section 5.4). On peut calculer que N_i est de l'ordre de la centaine d'événements pour des neutrinos muoniques d'énergie autour de 600 MeV en prenant comme valeur de moyenne de section efficace, $\sigma \sim 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$ (voir fig. 3.3) et un flux de l'ordre de 10^6 neutrinos par 10^{21} POT/50 MeV/ cm^2 (voir fig. 3.6). Le tableau 5.1 résume pour chaque saveur de neutrino le nombre d'interactions simulées reconstruites dans le lot d'événements Monte-Carlo, le nombre d'interactions correspondant dans le volume fiduciel de SK, et le nombre attendu d'événements dans le volume fiduciel calculé en utilisant la relation 5.8. Pour chacune des saveurs, l'échantillon Monte Carlo est bien plus important que la statistique observée dans les données des Runs 1 et 2, ce qui permet de négliger les effets associés à la statistique utilisée dans la simulation.

Type	# d'interactions	# d'interactions FV	N_i pour $1,43 \cdot 10^{20}$ POT	Norm.
ν_μ	979364	634521	206	$\sim 3 \cdot 10^{-4}$
$\bar{\nu}_\mu$	493474	319293	10	$\sim 3 \cdot 10^{-5}$
ν_e	979167	634272	4	$\sim 6 \cdot 10^{-6}$
$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	493653	319753	217	$\sim 6 \cdot 10^{-4}$

Table 5.1: Nombre d'interactions simulées dans tout le détecteur et dans le volume fiduciel (FV) en fonction de chaque saveur. La troisième colonne donne le nombre attendu d'interactions correspondant à la statistique de $1,43 \cdot 10^{20}$ POT des Runs 1 et 2. Le facteur de normalisation entre données et Monte Carlo est indiqué dans la dernière colonne.

Pour la comparaison des données avec le Monte Carlo, un poids est appliqué événement par événement pour prendre en compte la probabilité d'oscillation des neutrinos depuis J-PARC. Les paramètres utilisés pour calculer cette probabilité d'oscillation sont résumés au tableau 5.2. Pour l'étude des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, deux hypothèses sur la valeur de θ_{13} sont utilisées : $\sin^2 2\theta_{13} = 0,1$ et $\sin^2 2\theta_{13} = 0$. Ces valeurs correspondent respectivement à la limite de CHOOZ [61] et à l'hypothèse de non-oscillation. Enfin, le nombre prédit d'interactions avec l'échantillon Monte Carlo, $N_{\text{SK}}^{\text{MC}}$, est corrigé par le facteur de normalisation $R_{\text{ND}} = 1,036$ provenant de l'analyse faite avec le détecteur proche.

5.4 Sélection des événements ν_e CCQE

Pour l'analyse d'apparition, une sélection d'événements issus d'interactions CCQE est effectuée. Dans cette sélection, des critères de base sont premièrement utilisés pour identifier les événements ν_e CCQE. Dans un deuxième temps, des coupures supplémentaires sont ajoutées de manière à rejeter plus efficacement les interactions par courant neutre et les événements de haute énergie, hors de la région d'énergie d'intérêt pour la recherche d'oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

5. OBSERVATION DE L'OSCILLATION $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ PAR L'EXPÉRIENCE T2K

Paramètre	Valeur
Δm_{21}^2	$7,6 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$
Δm_{32}^2	$2,4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$
$\sin^2 2\theta_{12}$	0,8704
$\sin^2 2\theta_{23}$	1,0
$\sin^2 2\theta_{13}$	0,1 ou 0
δ_{CP}	0
Ligne de base	295 km
Densité terrestre	$3,2 \text{ g/cm}^3$
Hierarchie de masse	Normale

Table 5.2: Paramètres utilisés pour calculer le nombre attendu d'événements dans SK.

5.4.1 Critères de sélection de base

Activité du détecteur externe

Tout comme pour les données, une coupure sur l'activité dans le détecteur externe (OD) est appliquée dans l'échantillon d'événements Monte Carlo. Ainsi, seuls les événements dont *le nombre de PM touchés dans le détecteur externe est inférieur à 16* sont conservés. Pour rappel, cette coupure permet de rejeter les événements provenant de l'extérieur du détecteur, mais également les événements sortant du détecteur interne et dont l'énergie totale ne peut être correctement déterminée.

Position du vertex

Le critère suivant requiert que *la distance la plus courte entre la position reconstruite du vertex de l'interaction et l'enceinte du détecteur interne soit supérieure à 2 mètres*. En effet, les événements créés près des photomultiplicateurs sont difficiles à reconstruire avec précision. Cette distance minimale a donc été déterminée pour assurer une bonne reconstruction et offre de plus une zone de protection supplémentaire contre une contamination externe. Ce critère définit ainsi un volume fiduciel (FV) cylindrique à l'intérieur du détecteur interne. La masse d'eau cible contenue dans ce volume fiduciel est de 22,5 kt, soit environ la moitié de la masse totale d'eau dans le détecteur SK.

Parmi les 121 événements FC, 88 événements sont reconstruits dans le volume fiduciel. La figure 5.12 représente la répartition spatiale de ces événements FCFV (ronds pleins) ainsi que celle des événements FC n'ayant pas satisfait le critère d'appartenance au volume fiduciel (ronds creux). Ces distributions sont représentées selon le plan X-Y, qui projette le détecteur sur un plan horizontal, et selon le plan R²-Z, qui est la projection sur un plan vertical d'une révolution autour de l'axe de symétrie du cylindre du détecteur en fonction de R² (R étant la distance du point à l'axe de symétrie). La flèche sur la figure de gauche représente la direction d'incidence du faisceau, qui dans le système de coordonnées de SK, est défini par $\{x ; y ; z\} = \{0,6698 ; -0,7422 ; 0,0242\}$. Les 88 événements FCFV sont répartis uniformément dans tout le volume du détecteur.

Nombre d'anneaux reconstruits

Il est demandé que les événements sélectionnés ne possèdent qu'*un seul anneau reconstruit*. Pour une interaction de type CCQE, seul l'anneau Cherenkov correspondant au lepton produit est attendu. Le proton participant à la réaction n'atteint en effet que très rarement le seuil de production Cherenkov situé

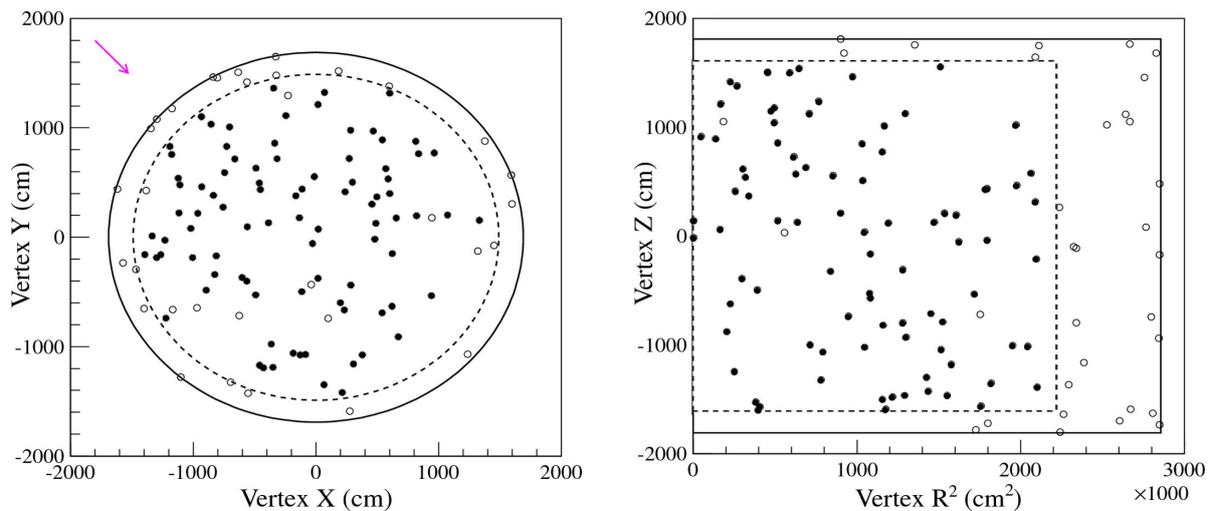


Figure 5.12: Distribution de la position des 88 événements FCFV (ronds pleins), ainsi que des événements FC-nonFV (ronds creux,) dans le plan X-Y (à gauche) et R²-Z (à droite). La paroi externe du détecteur est représentée par une ligne continue, tandis que la délimitation du volume fiduciel est indiquée par une ligne pointillée. La flèche sur la figure de gauche indique la direction du faisceau.

à environ 1,5 GeV. La présence d'un second anneau est généralement la signature d'une interaction non quasi-élastique avec émission d'un ou plusieurs pions, ou d'une contamination accidentelle.

Identification de l'événement

L'anneau reconstruit doit correspondre à un *événement de type électronique*. Cette coupure permet de discriminer entre les interactions ν_μ et ν_e en identifiant la nature du lepton produit. Pour cela, un algorithme d'identification calcule la probabilité que l'anneau soit de type électronique, \mathcal{L}_e , ou de type muonique, \mathcal{L}_μ . Ces probabilités dépendent à la fois de la forme et de l'angle d'ouverture de l'anneau reconstruit. Les muons produisent un anneau à bord net avec un angle d'ouverture variable selon leur impulsion tandis que les électrons produisent un anneau d'ouverture fixe à bord diffus. La saveur la plus probable (e ou μ) est alors définie selon la valeur de l'estimateur $\sqrt{-\mathcal{L}_e} - \sqrt{-\mathcal{L}_\mu}$, positive ou négative, comme représenté à la figure 5.13 pour un échantillon de données de neutrinos atmosphériques. L'identification des leptons est une étape cruciale dans une expérience d'apparition, fortement dépendante de la discrimination entre les interactions de ν_μ et de ν_e . Le détecteur SK atteint une excellente capacité de séparation e/μ , avec une probabilité d'erreur de l'ordre du pourcent.

Energie visible minimale

Il est demandé que *l'énergie visible dans l'événement soit supérieure à 100 MeV*. L'énergie visible est calculée comme étant la somme des énergies de tous les anneaux reconstruits d'un événement. Cette coupure est utilisée afin de rejeter les événements de bruit de fond de très basse énergie qui sont difficiles à reconstruire. Par ailleurs, très peu d'interactions provenant du faisceau de T2K sont attendues en dessous de 100 MeV.

Détection d'un électron de désintégration du muon

Une coupure est utilisée pour rejeter les événements provenant de muons mal identifiés. Pour chaque candidat, un algorithme tente de détecter la présence d'une désintégration $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ dans l'événement même ou bien dans l'événement suivant. Dans le premier cas, lorsque la désintégration a

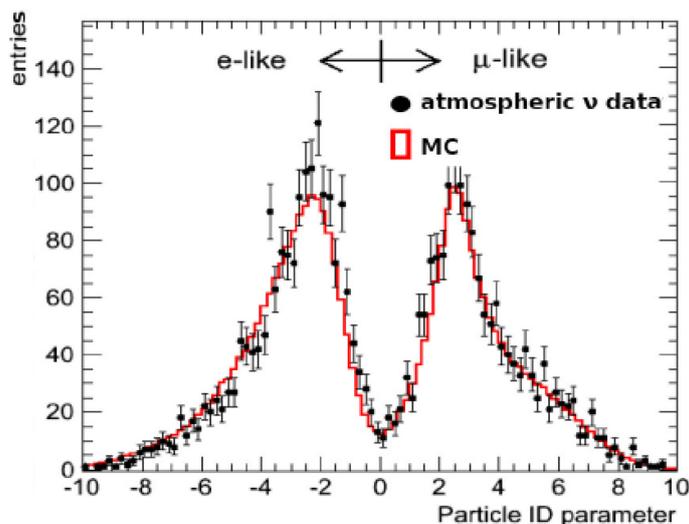


Figure 5.13: Discrimination entre événements de type électroniques (*e-like*) et événements de type muoniques (*μ-like*) avec un échantillon de données cosmiques.

eu lieu avec un temps inférieur 900 ns, on identifie un électron en observant dans une fenêtre de 30 ns un signal en coïncidence impliquant plus de 40 PM touchés, au dessus du bruit de fond (bruit d'environ 3 PM touchés dans une même fenêtre en temps). Dans le second cas, un algorithme cherche la présence d'un anneau Cherenkov de basse énergie dans l'événement suivant l'événement candidat, où au moins 60 PM sont touchés dans une fenêtre de 50 ns. Ainsi le critère appliqué est qu'*aucune désintégration* $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ ne soit associée à l'événement candidat.

La figure 5.14 représente les étapes de la sélection appliquée sur les données et le Monte Carlo. Chaque événement satisfaisant le critère d'une coupure est reporté sur l'histogramme suivant. Malgré la statistique limitée, on observe un accord satisfaisant entre les données et la simulation. On peut cependant observer un excès d'événements reconstruits avec 4 anneaux, avec une signification statistique de $1,3\sigma$. Une étude a été réalisée pour mieux comprendre ces événements [109]. Plusieurs vérifications et systématiques ont été effectuées mais aucune preuve de mauvaise modélisation du faisceau ou de section efficace n'a été démontrée. Néanmoins, les événements à grand nombre d'anneaux ayant une topologie significativement différente des événements de signal recherchés, il a été conclu que cet effet n'affecte nullement la mesure d'apparition. Sur l'échantillon de 88 candidats FCFV, 41 événements ne présentent qu'un seul anneau reconstruit, dont 8 sont de type électronique et 33 sont de type muonique. La distribution spatiale de ces deux lots dans le détecteur est montrée à la figure 5.15. Parmi les événements de type électronique, un événement est rejeté par le critère sur l'énergie visible minimale, un autre événement après détection d'un électron de désintégration.

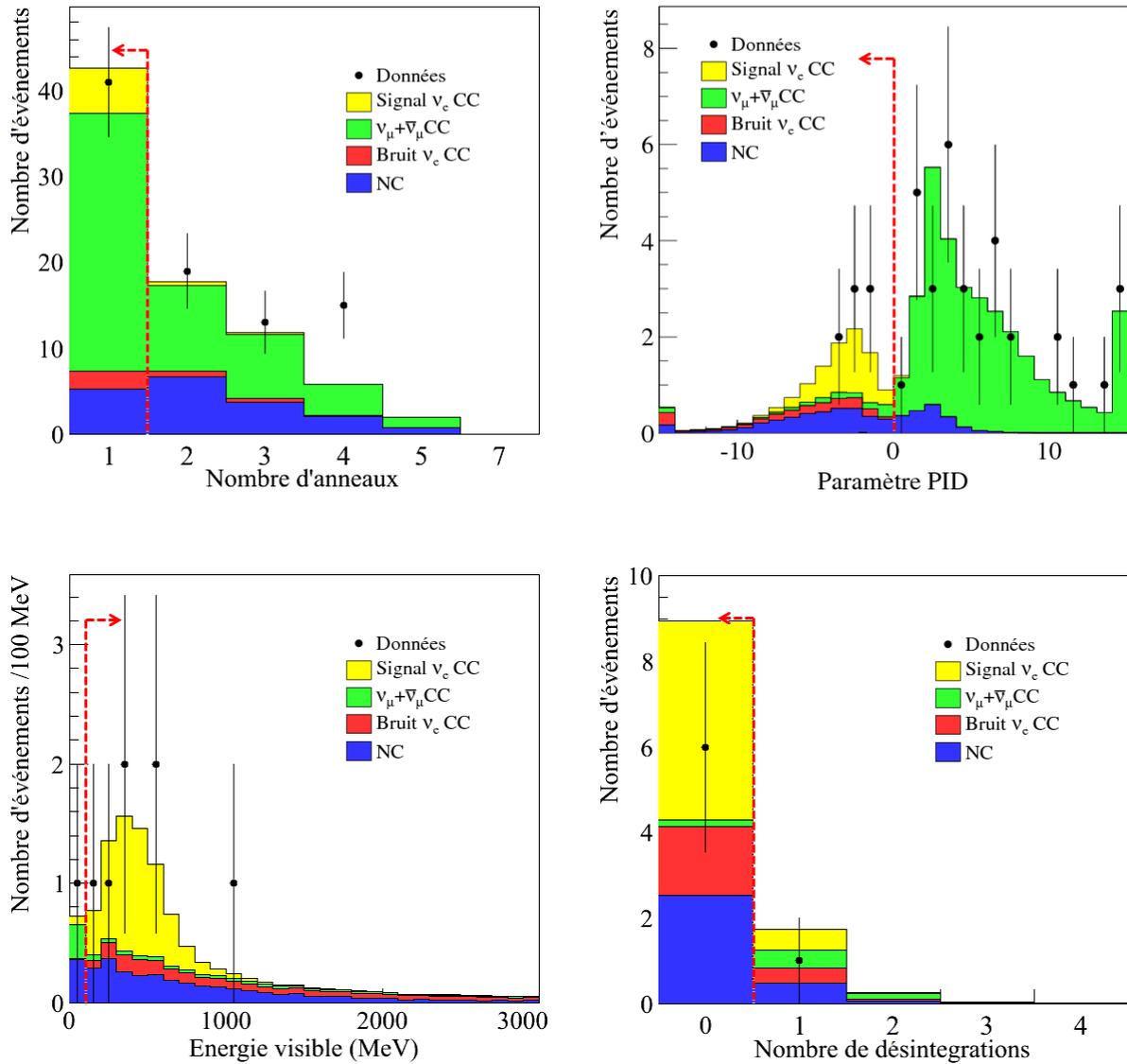


Figure 5.14: Distributions du nombre d'anneaux reconstruits (en haut à gauche), du nombre d'événements identifiés comme e ou μ (en haut à droite), de l'énergie visible de l'événement (en bas à gauche) et du nombre de désintégrations (en bas à droite) pour les données et l'échantillon Monte Carlo. Le Monte Carlo est normalisé selon la statistique de données accumulées, et suivant les paramètres présentés au tableau 5.2 avec $\sin^2 2\theta_{13} = 0, 1$. Sur chaque figure, la flèche indique la valeur de la coupure appliquée sur la distribution correspondante.

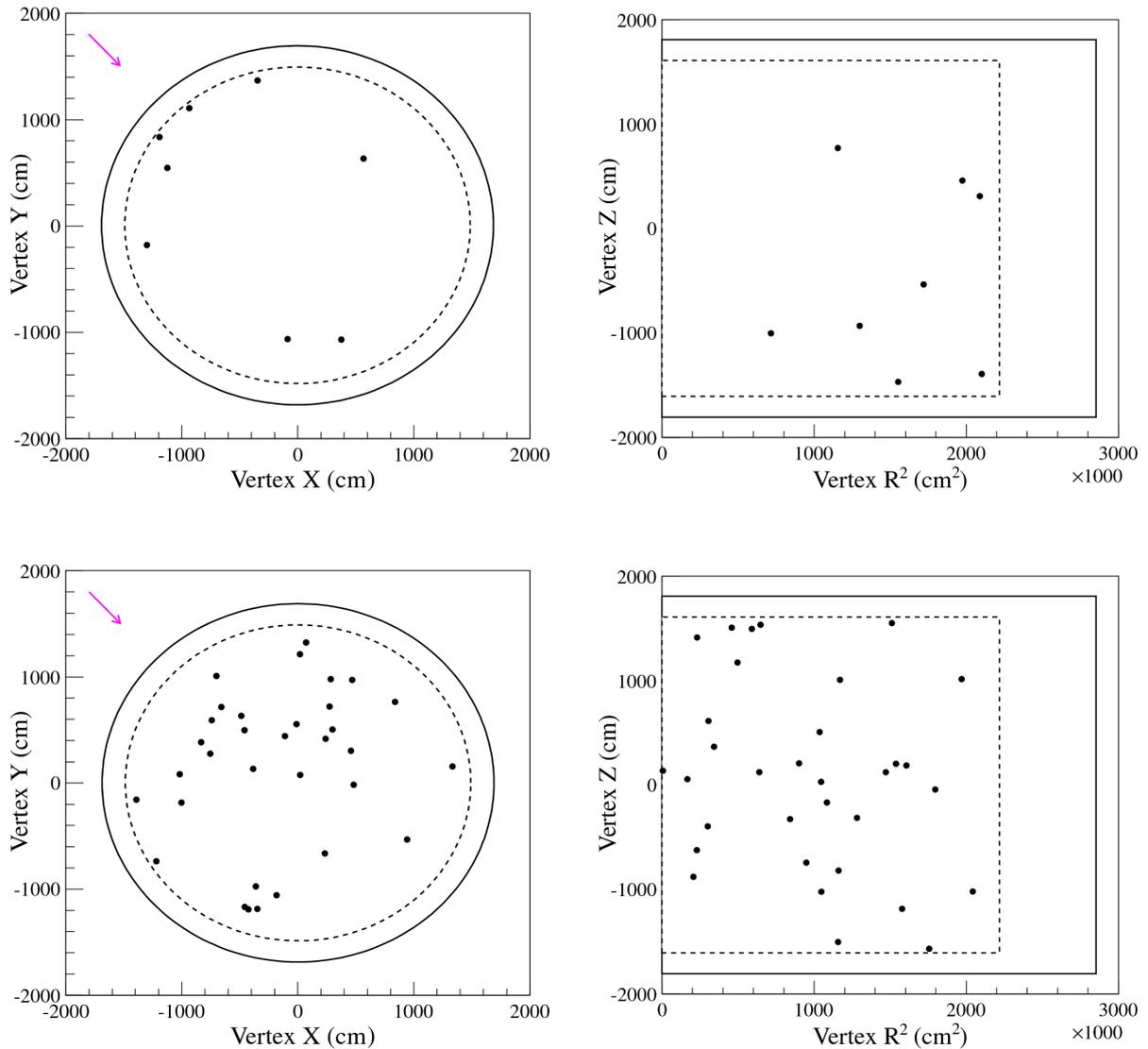


Figure 5.15: En haut, distribution de la position des 8 événements candidats FCFV à un anneau de type électronique dans le plan X-Y (à gauche) et R²-Z (à droite). En bas, distribution de la position des 33 événements candidats FCFV à un anneau de type muonique dans les mêmes plans. La paroi externe du détecteur est représentée par une ligne continue, tandis que la délimitation du volume fiduciel est indiquée par une ligne pointillée.

5.4.2 Critères supplémentaires

En plus des critères de base, deux coupures supplémentaires sont utilisées : une coupure de masse invariante et une coupure sur l'énergie reconstruite du candidat. Pour déterminer la valeur de la coupure à appliquer dans ces deux cas, le test de la figure de mérite (*FoM - Figure of Merit*) est fait. Pour chaque variable étudiée, la figure de mérite est définie comme

$$FoM = \frac{S}{\sqrt{S + B + (\alpha B)^2}} \quad (5.10)$$

où S est le signal correspondant au nombre d'interactions par courant chargé quasi-élastique de notre échantillon Monte Carlo de $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, B est le bruit de fond (ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_e du faisceau) et où le facteur α permet de prendre en compte l'incertitude sur la connaissance du bruit de fond, supposée de l'ordre de 10%. La figure de mérite permet de déterminer la valeur de la variable observée à partir de laquelle le bruit devient dominant. Ainsi, une figure de mérite atteint son maximum à la valeur de la variable où une coupure doit être appliquée. Si la figure de mérite d'une variable ne possède aucun maximum sur la plage étudiée, aucune coupure n'est appliquée sur cette variable.

Masse invariante $\gamma\gamma$ reconstruite

A cette étape de la sélection, le bruit de fond est majoritairement composé d'événements provenant d'interactions par courant neutre produisant un π^0 . Ces événements résiduels peuvent être présents pour deux raisons : lorsqu'un seul des deux γ issus de la désintégration du π^0 est reconstruit, ou bien lorsque les anneaux des deux γ se superposent et ne sont reconstruits que comme un seul anneau. Le premier cas provient de désintégrations asymétriques du π^0 où l'un des photons emporte une quantité d'énergie trop faible pour qu'il soit détecté. Le second cas se présente avec des pions d'impulsion supérieure à ~ 600 MeV, où les deux γ sont dirigés vers l'avant et leurs anneaux deviennent indiscernables. Cette deuxième raison est une limitation physique, difficilement surmontable dans un détecteur Cherenkov à eau. L'efficacité de reconstruction des π^0 diminue ainsi avec l'énergie puisque la proportion de γ émis vers l'avant augmente avec l'énergie du pion.

Pour rejeter au mieux ces événements provenant d'un π^0 , on utilise l'algorithme POLfit (Pattern Of Light fit) [90, 110]. POLfit est un programme qui effectue un test d'hypothèse : test sur la présence dans l'événement d'un second anneau non reconstruit, et test supposant que l'anneau reconstruit provient bien d'un électron. Le programme utilise une méthode de maximum de vraisemblance pour trouver la direction et la fraction d'énergie emportée par chacun des deux anneaux les plus probables. Il calcule la masse invariante de l'événement $\gamma\gamma$ supposée, telle que $M_{\gamma\gamma} = 2E_1E_2(1 - \cos\theta)$ où E_1 et E_2 sont les énergies emportées par les deux anneaux, séparés d'un angle θ . Pour un événement avec un π^0 mal reconstruit, POLfit peut identifier l'anneau manquant du second γ et fournit une valeur de la masse invariante $M_{\gamma\gamma}$ proche de la masse au repos du pion neutre ($134,9 \text{ MeV}/c^2$). Si l'anneau provient d'un électron, POLfit ne peut faire autrement que de superposer les anneaux des deux γ supposés en partageant l'énergie de l'anneau reconstruit, et donne ainsi une masse invariante $M_{\gamma\gamma}$ très faible, proche de 0.

La figure 5.16 représente les distributions de masse invariante $M_{\gamma\gamma}$ obtenues par POLfit pour les échantillons $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$, ν_e du faisceau, pour les ν_e de signal, ainsi que la figure de mérite associée à ces distributions. On observe que la figure de mérite possède un maximum pour une valeur de masse invariante de $105 \text{ MeV}/c^2$, ce qui signifie qu'au-delà de cette valeur, le bruit de fond, dû aux interactions de courant neutre notamment, devient dominant. Il est donc requis dans la sélection finale des événements que la *masse invariante $M_{\gamma\gamma}$ reconstruite soit inférieure à $105 \text{ MeV}/c^2$* .

5. OBSERVATION DE L'OSCILLATION $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ PAR L'EXPÉRIENCE T2K

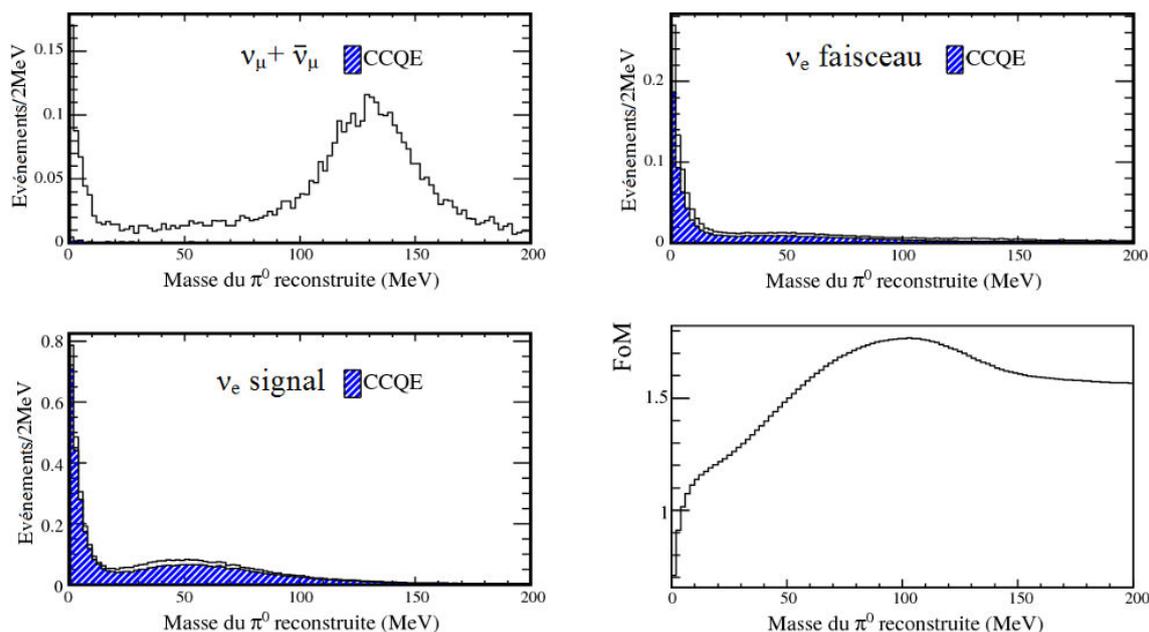


Figure 5.16: Distribution de la masse invariante calculée par POLfit pour les échantillons $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ (en haut à gauche), ν_e du faisceau (en haut à droite), ν_e de signal (en bas à gauche). La valeur de la figure de mérite en fonction de la masse invariante est également montrée (en bas à droite).

Energie de l'événement

Une coupure supplémentaire est utilisée afin de rejeter les événements de haute énergie produits par des neutrinos provenant de la queue de distribution des ν_e du faisceau. En effet, les ν_e de signal sont principalement situés autour de 600 MeV, où le flux de ν_μ et la probabilité d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ sont les plus importants. On s'attend également à ce que la proportion d'interactions CCQE diminue lorsque l'énergie du neutrino augmente.

Il est possible de rejeter les événements de plus haute énergie à partir de la cinématique reconstruite du lepton ou du neutrino. Une seule coupure est suffisante car ces deux grandeurs sont corrélées. En effet, dans l'hypothèse d'une interaction CCQE, l'énergie du neutrino est calculée par la relation

$$E_\nu^{CCQE} = \frac{m_p^2 - m_l^2 - (m_n - V)^2 + 2(m_n - V)E_l}{2((m_n - V) - E_l + p_l \cos \theta_l)}, \quad (5.11)$$

où m_p est la masse du proton, $(m_n - V)$ est la masse du neutron à laquelle on retire l'énergie de liaison du noyau cible et E_l , m_l , p_l et θ_l sont respectivement l'énergie du lepton produit, sa masse, son impulsion et son angle par rapport à la direction d'incidence du neutrino. Le détecteur Super-Kamiokande offre une excellente résolution sur la reconstruction des variables cinématiques, vitesse, impulsion et direction, des leptons produits par CCQE, comme l'indique la figure 5.17.

Cette figure montre que la résolution en impulsion mesurée est de 3% pour les muons ainsi que pour des électrons d'impulsion supérieure au GeV. La résolution atteint toutefois 6% pour des électrons de basse impulsion. La résolution angulaire obtenue pour les muons (électrons) est en moyenne de 20 (30) mrad pour des impulsions inférieures au GeV et de l'ordre de 10 (20) mrad pour des impulsions plus élevées. Avec ces résolutions sur la mesure de l'angle et de l'impulsion du lepton, la précision obtenue sur la détermination de l'énergie du neutrino, dans l'hypothèse CCQE donnée par la formule 5.11, est montrée à la figure 5.18. L'erreur relative sur l'énergie du neutrino est inférieure au pourcent

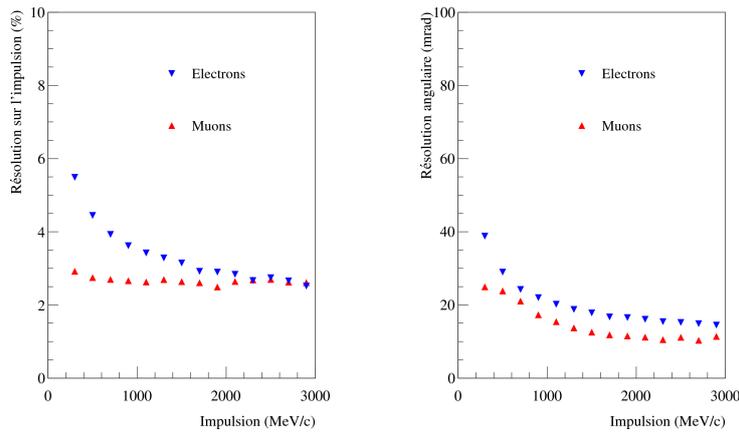


Figure 5.17: Résolution en impulsion σ_p/p en fonction de l'impulsion du lepton (à gauche), et résolution angulaire (à droite).

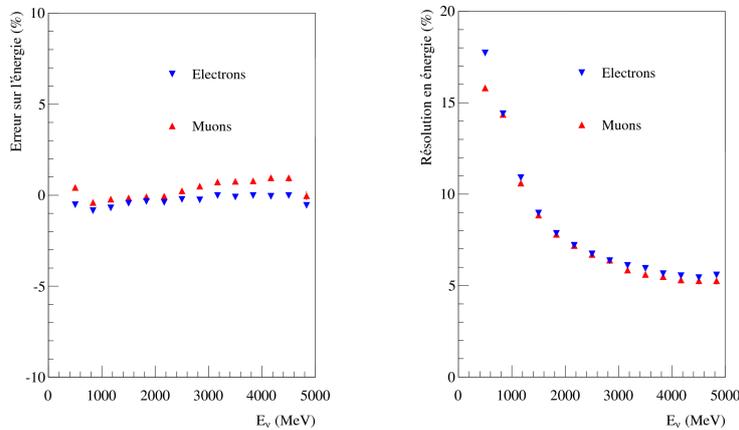


Figure 5.18: Erreur relative moyenne sur l'énergie reconstruite en fonction de l'énergie du neutrino (à gauche) et résolution en énergie σ_E/E (à droite).

sur l'ensemble de la gamme d'énergie entre 0 et 5 GeV, à la fois pour des interactions de ν_μ et de ν_e . La résolution observée est supérieure à 15% à 200 MeV, puis décroît jusqu'à se stabiliser autour de 6% pour des énergies au dessus de 2 GeV.

Les figures 5.19 et 5.20 représentent respectivement les distributions des valeurs reconstruites de l'impulsion du lepton et de son angle par rapport à la direction incidente du neutrino, pour les différents échantillons Monte Carlo. On observe que la figure de mérite appliquée au cosinus de l'angle du lepton est croissante sur tout l'intervalle. Aucune coupure sur cette variable n'est donc utilisée. Pour l'impulsion du lepton, en revanche, la figure de mérite montre un maximum pour une valeur de l'impulsion de 900 MeV/c.

La figure de mérite calculée sur la distribution de l'énergie du neutrino possède également un maximum, comme indiqué à la figure 5.21. La figure de mérite indique qu'une coupure peut être appliquée pour rejeter les événements d'énergie supérieure à 1250 MeV. Il a donc été décidé que la coupure sur l'énergie du neutrino, qui offre une meilleure efficacité pour la sélection du signal d'apparition que la coupure sur l'impulsion du lepton, soit appliquée dans la sélection. Ainsi les candidats sélectionnés pour l'analyse d'apparition doivent avoir une *énergie reconstruite inférieure à 1250 MeV*.

5. OBSERVATION DE L'OSCILLATION $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ PAR L'EXPÉRIENCE T2K

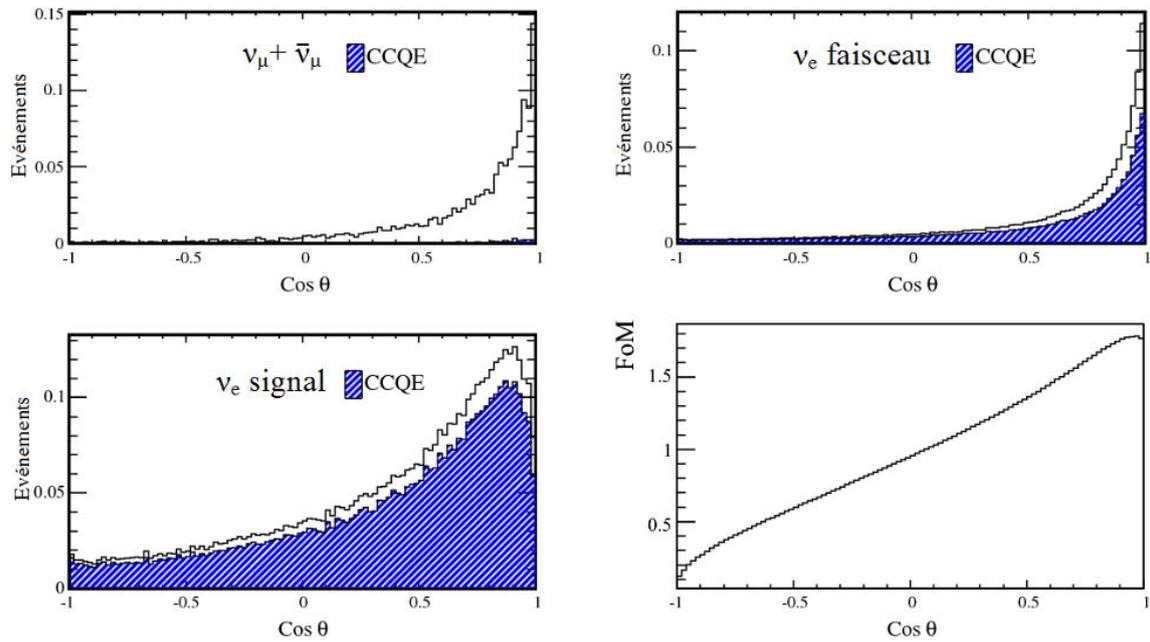


Figure 5.19: Distribution angulaire du lepton pour les échantillons $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ (en haut à gauche), ν_e du faisceau (en haut à droite), ν_e de signal (en bas à gauche). La valeur de la figure de mérite en fonction de l'angle du lepton est également montrée (en bas à droite).

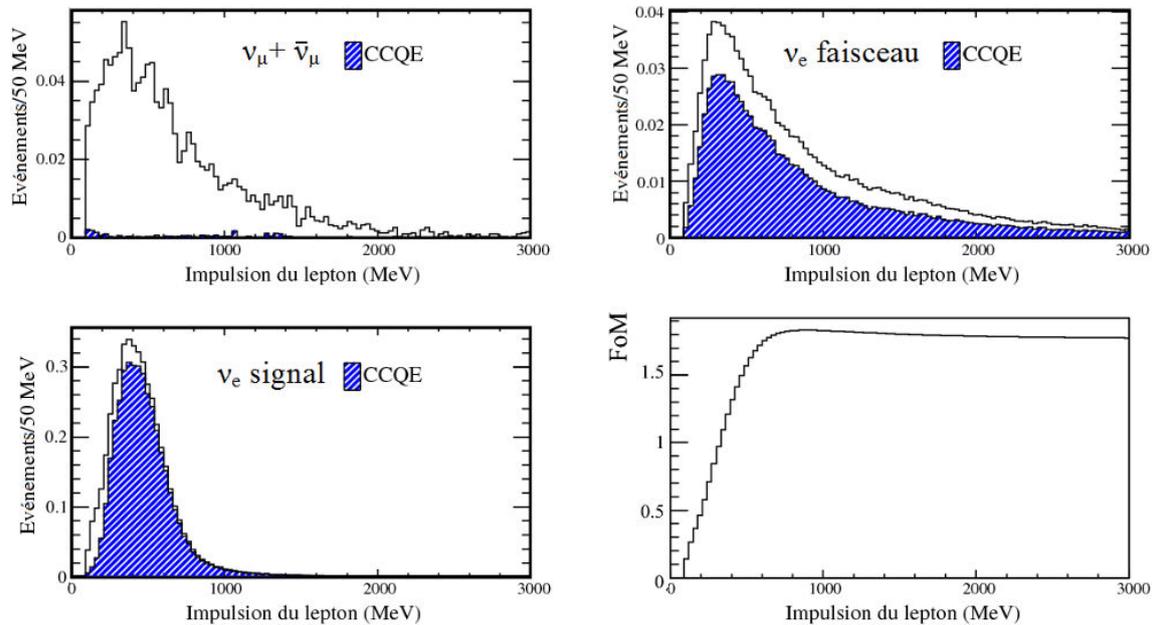


Figure 5.20: Distribution en impulsion du lepton pour les échantillons $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ (en haut à gauche), ν_e du faisceau (en haut à droite), ν_e de signal (en bas à gauche). La valeur de la figure de mérite en fonction de l'impulsion du lepton est également montrée (en bas à droite).

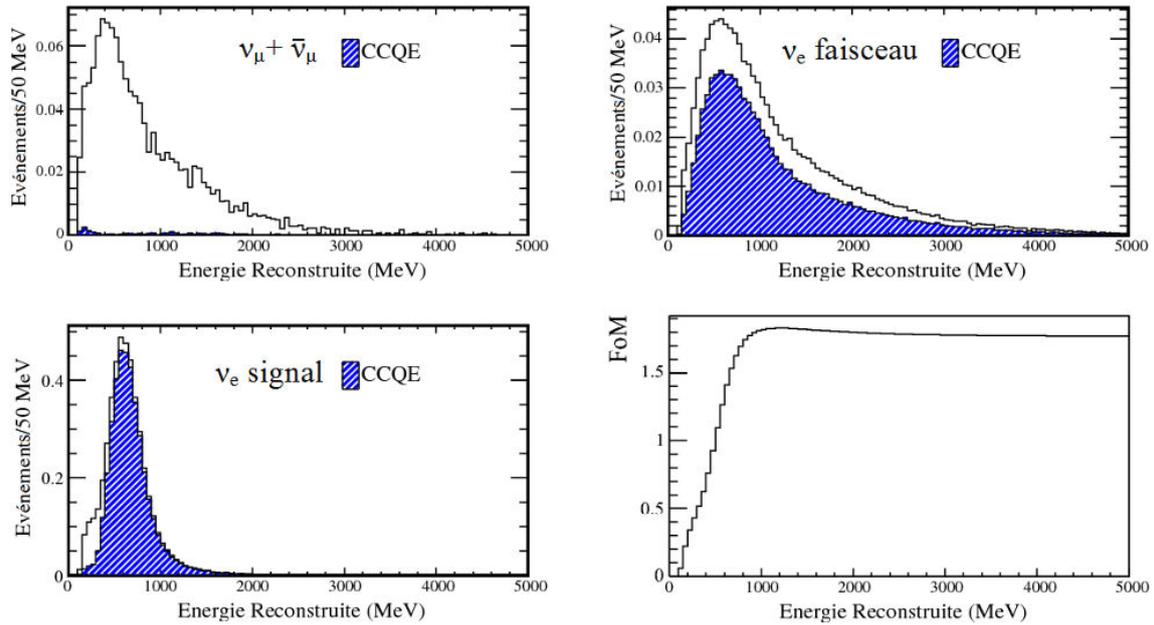


Figure 5.21: Distribution en énergie reconstruite du neutrino pour les échantillons $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ (en haut à gauche), ν_e du faisceau (en haut à droite), ν_e de signal (en bas à gauche). La valeur de la figure de mérite en fonction de l'énergie reconstruite du neutrino est également montrée (en bas à droite).

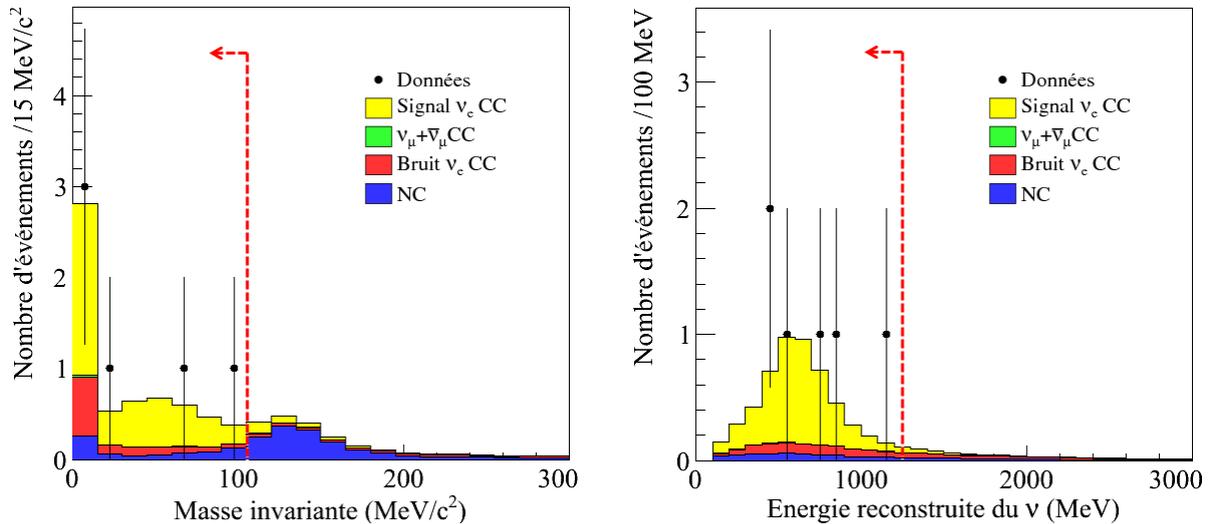


Figure 5.22: Distribution de la masse invariante calculée par POLfit (à gauche) et de l'énergie reconstruite du neutrino (à droite) pour les données et l'échantillon Monte Carlo. Le Monte Carlo est normalisé selon la statistique de données accumulées et suivant les paramètres présentés au tableau 5.2 avec $\sin^2 2\theta_{13} = 0,1$. Sur chaque figure, la flèche indique la valeur de la coupure appliquée sur la distribution.

5. OBSERVATION DE L'OSCILLATION $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ PAR L'EXPÉRIENCE T2K

L'effet de ces deux coupures additionnelles sur les données ainsi que sur l'échantillon Monte Carlo est représenté à la figure 5.22. La combinaison des coupures standards et des deux coupures supplémentaires représente la sélection officielle des événements décidée par la collaboration T2K. Aucun événement appartenant au lot de données récoltées pendant les Runs 1 et 2 n'est coupé par ces critères supplémentaires. Un total de 6 événements satisfait donc l'ensemble des critères de la sélection. Il est à noter que le choix des critères de sélection pour l'apparition est basé sur une étude Monte Carlo antérieure aux prises de données, donc non biaisé par l'observation des candidats dans les données.

5.4.3 Composition de l'échantillon sélectionné

L'effet des coupures décrites précédemment sur les données et le Monte Carlo est résumé aux tableaux 5.3 et 5.4 où les valeurs de $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ et $\sin^2 2\theta_{13} = 0,1$ ont été utilisées respectivement. Le bruit de fond est décomposé en trois catégories : $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ CC, ν_e CC et NC. On note que le nombre attendu d'événements dans l'hypothèse d'un angle θ_{13} nul, n'est pas égal à zéro. Ceci est dû à la contribution du terme dépendant des paramètres d'oscillation solaires dans la formule de la probabilité d'oscillation $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ (voir eq. 5.2).

Au final, 6 événements passent tous les critères de sélection décrits précédemment. Ce nombre est comparable aux 5,5 événements attendus dans l'hypothèse où $\sin^2 \theta_{13} = 0,1$ et est significativement différent de l'estimation de 1,5 événement dans l'hypothèse où θ_{13} est nul. L'analyse de ces 6 événements comparés aux événements de bruit de fond, auxquels on assignera une incertitude systématique, est l'objet de la section 5.5 traitant des résultats publiés pour la mesure de $\sin^2 \theta_{13}$.

Les tableaux 5.3 et 5.4 indiquent que les interactions par courant chargé de la composante ν_e du faisceau représentent le bruit de fond le plus important, à hauteur de 52% (54%) lorsque $\sin^2 2\theta_{13} = 0,1$ (0). La coupure sur l'identification du lepton permet de réduire de plus de 95% le bruit de fond de ν_μ , qui était le plus important au départ compte tenu de la nature du faisceau. Enfin, la composante de courant neutre est le deuxième bruit de fond le plus important malgré la coupure POLFit. Ces observations permettent de mettre en valeur le rôle que doit jouer le détecteur proche dans l'expérience T2K. Les mesures précises du ND280 seront à l'avenir très utiles, en particulier pour connaître et soustraire le bruit de fond dû à la contamination du faisceau en ν_e , mais également pour mieux connaître la proportion d'événements NC.

Les résultats présentés au tableau 5.3 sont illustrés à la figure 5.23 qui montre le nombre d'événements satisfaisant les différents critères de sélection, pour la simulation et les données. On observe que les données sont en bon accord avec la simulation à chacune des étapes en supposant $\sin^2 2\theta_{13} = 0,1$.

5.4.4 Etude de la position des vertex

La position reconstruite des 6 événements sélectionnés est montrée à la figure 5.24 dans les plans X-Y et R²-Z. On remarque que, contrairement à une distribution uniforme prédite par la simulation (voir figure 5.25), la majorité des candidats ν_e sont regroupés dans la partie en amont du détecteur par rapport à la direction d'incidence du faisceau et sont situés proche de la paroi du détecteur interne. L'hypothèse selon laquelle ce comportement est dû à un effet purement statistique a été retenue après que des vérifications sur le fonctionnement du détecteur et sur la présence d'une contamination externe aient été effectuées.

Enfin, l'hypothèse d'un mauvais fonctionnement du détecteur a été testée en utilisant des données de neutrinos atmosphériques enregistrées pendant la prise de données. Notons ici que Super-Kamiokande

	Données	Signal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ CC	Bruit Total	$\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ CC	ν_e CC	NC
FCFV	88	6,0	73,57	52,36	2,92	18,29
1-anneau	41	5,22	38,29	30,8	1,83	5,66
Identification e	8	5,16	6,56	1,01	1,82	3,72
$E_{\text{vis}} > 100$ MeV	7	5,09	5,72	0,72	1,81	3,19
$N_{\mu \rightarrow e} = 0$	6	4,6	4,42	0,14	1,49	2,79
$M_{\text{inv}} < 105$ MeV/c ²	6	4,24	1,85	0,04	1,05	0,76
$E_\nu^{\text{CCQE}} < 1250$ MeV	6	4,11	1,34	0,03	0,70	0,61
Efficacité globale [%]	-	68,5	1,8	<0,1	24,0	3,4

Table 5.3: Nombre d'événements $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et bruit de fond attendu pour chaque critère de sélection, obtenu par simulation et observé dans les données. Les valeurs obtenues par MC sont calculées avec $\sin^2 2\theta_{13} = 0,1$ et $\delta = 0$. Ces résultats ont été pondérés par le facteur de normalisation de 1,036 provenant du détecteur proche.

	Données	Signal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ CC	Bruit Total	$\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ CC	ν_e CC	NC
FCFV	88	0,13	73,76	52,44	3,03	18,29
1-anneau	41	0,12	38,42	30,85	1,92	5,66
Identification e	8	0,11	6,65	1,02	1,91	3,72
$E_{\text{vis}} > 100$ MeV	7	0,11	5,81	0,72	1,90	3,19
$N_{\mu \rightarrow e} = 0$	6	0,1	4,50	0,14	1,56	2,79
$M_{\text{inv}} < 105$ MeV/c ²	6	0,09	1,92	0,04	1,12	0,76
$E_\nu^{\text{CCQE}} < 1250$ MeV	6	0,09	1,40	0,03	0,76	0,61
Efficacité globale [%]	-	76,4	1,9	<0,1	25,1	3,4

Table 5.4: Nombre d'événements $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et bruit de fond attendu pour chaque critère de sélection obtenu par simulation et observé dans les données. Les valeurs obtenues par MC sont calculées avec $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ et $\delta = 0$. Le nombre d'événements $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ n'est pas nul, bien que θ_{13} soit égal à zéro, à cause du terme solaire dans l'équation d'apparition 5.2. Ces résultats ont été pondérés par le facteur de normalisation de 1,036 provenant du détecteur proche.

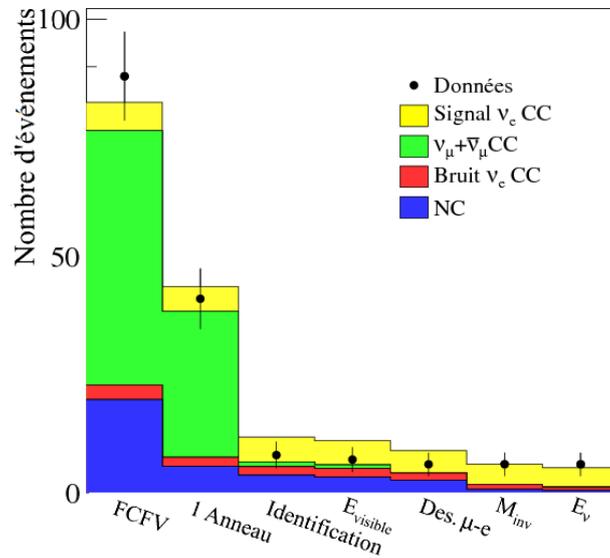


Figure 5.23: Nombre d'événements satisfaisant chaque critère de sélection. Pour le signal, une valeur de $\sin^2 2\theta_{13} = 0,1$ a été utilisée dans la simulation.

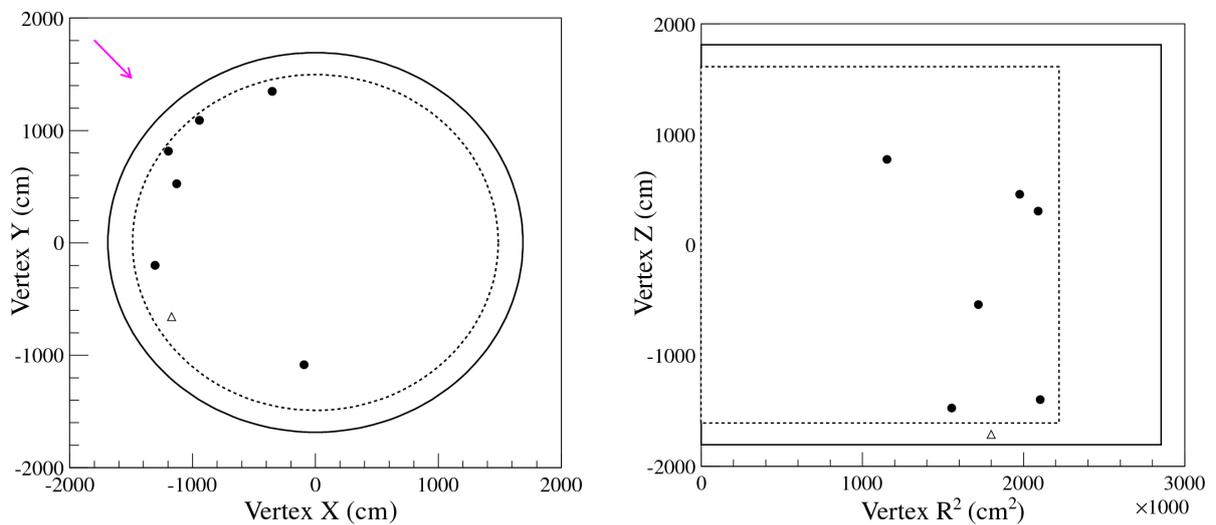


Figure 5.24: Distribution de la position des événements candidats ν_e dans le plan X-Y (à gauche) et R^2 -Z (à droite). L'événement représenté par un triangle satisfait toutes les coupures autres que la coupure sur le volume fiduciel. La paroi du détecteur est représentée par une ligne continue, tandis que la délimitation du volume fiduciel est indiquée par une ligne pointillée.

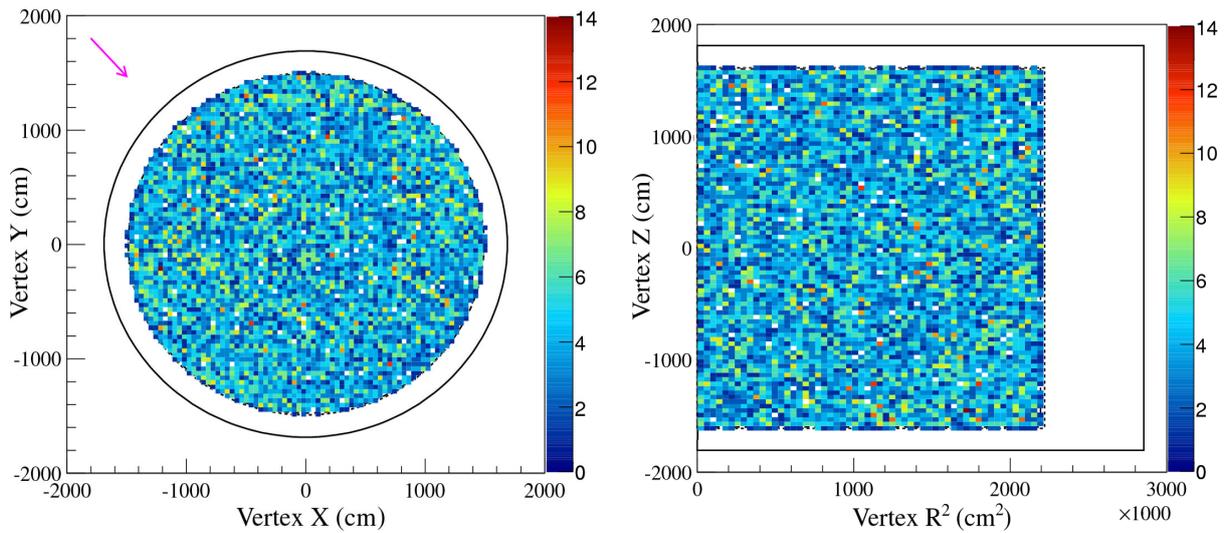


Figure 5.25: Distribution de la position des candidats ν_e simulés dans le plan X-Y (à gauche) et R^2 -Z (à droite). La paroi du détecteur est représentée par une ligne continue, tandis que la délimitation du volume fiduciel est indiquée par une ligne pointillée. La flèche représente la direction d'incidence du faisceau.

possède une très bonne résolution spatiale, inférieure à 50 cm (voir figure 5.26), aussi bien pour les muons que pour les électrons. Cette étude des événements atmosphériques n'a pas montré de dysfonctionnement particulier, ni de perte d'efficacité, dans les différentes régions du détecteur. Ceci est confirmé par la figure 5.12, où tous les événements FC sont répartis uniformément dans l'ensemble du détecteur.

Une autre hypothèse pour expliquer ce regroupement proche de la paroi interne est l'entrée dans le détecteur interne d'événements de bruit de fond produits à l'extérieur. De tels événements peuvent en particulier être créés par le faisceau dans la roche située autour du détecteur SK. Afin de tester cette hypothèse, une simulation des interactions faisceau dans une grande épaisseur de roche autour du détecteur a été effectuée. La figure 5.27 montre la répartition des événements FC reconstruits en fonction de la distance entre le vertex et la paroi la plus proche, ainsi qu'en fonction du carré de la distance entre le vertex et le centre du détecteur. Les parties hachurées indiquent la proportion d'événements provenant de l'extérieur de l'ID (c.à.d. interactions dans l'OD ou dans la roche) contribuant à l'échantillon sélectionné. L'équivalent de 4,3 événements FC extérieurs sont sélectionnés, et ce nombre chute à $5,7 \cdot 10^{-2}$ avec la coupure sur le volume fiduciel. Aucun excès d'événements n'est observé dans les données, en particulier dans les régions proches de la paroi du détecteur. Ceci signifie qu'une éventuelle contamination externe demeure dans des proportions très faibles.

Distribution	Résultats du test KS	
	6 événements FCFV	7 événements FC
R^2	3,1%	10,9%
Distance à la paroi	3,7%	22,6%

Table 5.5: Probabilités calculées par un test de Kolmogorov-Smirnov pour les distributions selon R^2 et la *Distance à la paroi*.

5. OBSERVATION DE L'OSCILLATION $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ PAR L'EXPÉRIENCE T2K

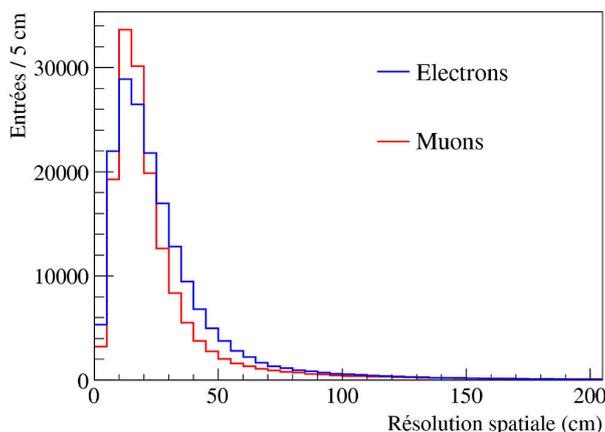


Figure 5.26: Distance entre la position reconstruite du vertex d'interaction et la position vraie. La distribution en bleu est obtenue pour des électrons, celle en rouge pour des muons.

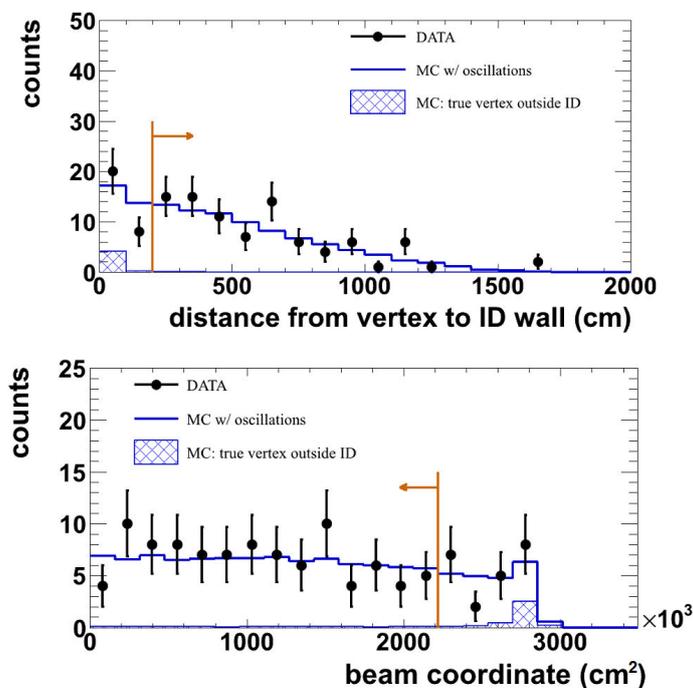


Figure 5.27: En haut, distribution des événements FC reconstruits en fonction de la distance entre le vertex et la paroi la plus proche. En bas, distribution des événements FC reconstruits en fonction de R^2 . Pour les deux figures, la ligne bleue représente la distribution attendue par la simulation. Les parties hachurées correspondent aux événements dans lesquels l'interaction a eu lieu en dehors du détecteur interne.

Comme les différentes vérifications n'ont montré de signe de dysfonctionnement ou de contamination externe, l'hypothèse d'un effet statistique est privilégiée. Un test de Kolmogorov-Smirnov est effectué afin de déterminer la probabilité d'obtenir cette répartition des événements. Le test de Kolmogorov-Smirnov est un test d'hypothèse, utilisé pour décider si un échantillon suit une loi de distribution déterminée. Ici, la position des événements sélectionnés selon la distance à la paroi la plus proche et selon R^2 est comparée aux distributions déterminées par simulation, comme indiqué à la figure 5.28. Le test a

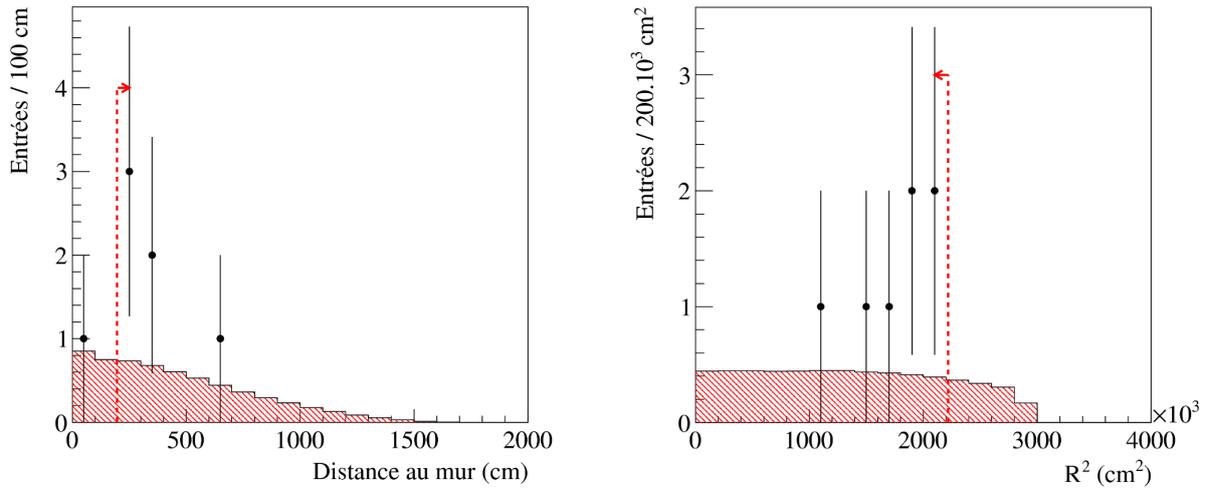


Figure 5.28: A gauche, distribution des événements sélectionnés en fonction de la distance la plus courte du vertex à la paroi. A droite, distribution des événements sélectionnés en fonction du carré de la distance au centre du détecteur. La distribution attendue par simulation est hachurée. Les flèches indiquent les régions autorisées par la coupure faite sur le volume fiduciel.

été fait sur la répartition des six événements candidats ν_e , plus l'événement additionnel ne passant pas la coupure sur le volume fiduciel mais satisfaisant tous les autres critères. Le résultat des tests est indiqué table 5.5. Les tests montrent une probabilité de 3,1% d'obtenir le regroupement observé selon R^2 , et de 3,7% selon la distance à la paroi. Ces probabilités augmentent respectivement jusqu'à 10,9% et 22,6% en tenant compte du septième événement.

5.5 Mesure des paramètres d'oscillation

Dans cette section, nous présentons les résultats publiés par la collaboration sur l'apparition de ν_e basée sur la sélection d'événements ν_e CCQE décrite précédemment, ainsi que sur la disparition de ν_μ .

5.5.1 Résultats sur la mesure d'apparition de ν_e

L'analyse d'apparition effectuée en utilisant les données sélectionnées pendant les Runs 1 et 2 a été publiée en 2011 par la collaboration T2K dans le journal *Physical Review Letters* [105]. Cette analyse a pour but une première détermination de θ_{13} à partir de la sélection des 6 événements candidats ν_e observés à Super-Kamiokande. Les résultats obtenus sont présentés sous la forme de contours de probabilité dans le domaine défini par le paramètre δ_{CP} en fonction de $\sin^2 2\theta_{13}$ pour les hiérarchies de masse normale et inversée. Ils incluent les incertitudes systématiques associées aux différentes composantes de l'expérience : le faisceau, les interactions de neutrinos, le détecteur proche et le détecteur lointain.

L'estimation des incertitudes de mesure a fait l'objet de plusieurs études menées par différents groupes de travail au sein de la collaboration. Le tableau 5.6 montre l'influence des incertitudes de chaque composante considérée sur le nombre d'événements attendus dans le détecteur proche N_{ND} , dans le détecteur lointain, N_{SK} , ainsi que sur le rapport N_{SK}/N_{ND} , dans les hypothèses d'une valeur nulle de $\sin^2 2\theta_{13}$ ou égale à 0,1. Par construction, les incertitudes sur N_{SK} dépendent de la valeur de

5. OBSERVATION DE L'OSCILLATION $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ PAR L'EXPÉRIENCE T2K

Erreur	$\sin^2 2\theta_{13} = 0$			$\sin^2 2\theta_{13} = 0,1$	
	N_{ND}	N_{SK}	N_{SK}/N_{ND}	N_{SK}	N_{SK}/N_{ND}
Efficacité SK [%]	-	$\pm 14,7$	$\pm 14,7$	$\pm 9,4$	$\pm 9,4$
Section efficace [%]	$\pm 8,3$	$\pm 13,5$	± 14	$\pm 9,8$	$\pm 10,5$
Flux [%]	$\pm 15,4$	$\pm 16,1$	$\pm 8,5$	$\pm 14,9$	$\pm 8,5$
Efficacité ND [%]	$+5,6$ $-5,2$	-	$+5,6$ $-5,2$	-	$+5,6$ $-5,2$
Normalisation [%]	-	-	$\pm 2,7$	-	$\pm 2,7$
Total [%]	$\pm 18,4$	$\pm 25,6$	$+22,8$ $-22,7$	$\pm 20,2$	$+17,6$ $-17,5$

Table 5.6: Tableau des erreurs systématiques en fonction de leur source, exprimées en pourcentage. Les erreurs sont calculées avec les paramètres d'oscillation $|\Delta m_{32}^2| = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\delta_{CP} = 0$.

l'angle θ_{13} , tandis que N_{ND} en est indépendant puisque le détecteur proche est placé à une distance où la probabilité d'oscillation est négligeable.

L'incertitude systématique associée à l'efficacité du détecteur SK a été calculée à partir d'échantillons atmosphériques enrichis en ν_e et par l'étude de muons cosmiques. Dans l'hypothèse $\sin^2 2\theta_{13} = 0,1$ (0), les contributions les plus importantes à cette incertitude proviennent du comptage d'anneaux pour 5,0% (8,1%), de l'identification de l'anneau en tant qu'électron pour 4,9% (7,8%) et de la coupure sur la masse invariante calculée par POLfit pour 6,0% (8,5%). D'autres incertitudes proviennent de l'estimation du volume fiduciel 1,4% (1,4%), de la connaissance de l'échelle en énergie du détecteur 0,6% (1,1%) et de l'efficacité de détection des désintégrations de muons 0,2% (0,3%). La sélection dans le détecteur lointain étant indépendante du détecteur proche, aucune de ces incertitudes ne s'annule dans le rapport N_{SK}/N_{ND} . L'incertitude liée aux sections efficaces d'interaction de neutrinos, principalement due à la connaissance des interactions dans l'état final, est de 5,4% (10,1%). La seconde plus importante contribution provient des interactions profondément inélastiques par courant chargé. L'incertitude relative associée à la connaissance du flux dans les deux détecteurs est de 15,4% sur N_{ND} et de 16,1% (14,9%) sur N_{SK} , mais se réduit à 8,5% dans le rapport N_{SK}/N_{ND} . Cette incertitude pourra être encore améliorée dans l'avenir par des mesures plus précises du flux dans le détecteur proche et en particulier par une meilleure estimation de la contamination en ν_e . Enfin, l'incertitude sur la normalisation venant du rapport R_{ND} du détecteur proche est estimée à 2,7%. La combinaison de toutes ces contributions donne une incertitude relative globale de l'ordre de 22,8% (17,6%) sur le rapport de N_{SK}/N_{ND} .

A chaque combinaison possible des paramètres d'oscillation inconnus ($\sin^2 2\theta_{13}$, δ_{CP} et hiérarchie de masse), une fonction de densité de probabilité du nombre de ν_e attendus est calculée en tenant compte des incertitudes systématiques. La figure 5.29 représente un exemple de densité de probabilité (non normalisée), $P_{N_{\text{exp}}}$ du nombre attendu d'événements avec les hypothèses de hiérarchie normale, $\delta_{CP} = 0$, $|\Delta m_{32}^2| = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ (en rouge) et 0,1 (en bleu). Les valeurs centrales de ces distributions correspondent aux nombres d'événements attendus avec et sans oscillation, donnés aux tableaux 5.4 et 5.3, et la dispersion est donnée par les incertitudes systématiques. A partir de ces distributions, les densités de probabilité des nombre attendus d'événements sont déterminées en incluant une incertitude statistique sous la forme d'une distribution de Poisson

$$P_{N_{\text{exp}}}(N)_{(\text{syst}+\text{stat})} = \int_0^{\infty} \text{Poisson}(N, N') P_{N_{\text{exp}}}(N')_{(\text{syst})} dN'. \quad (5.12)$$

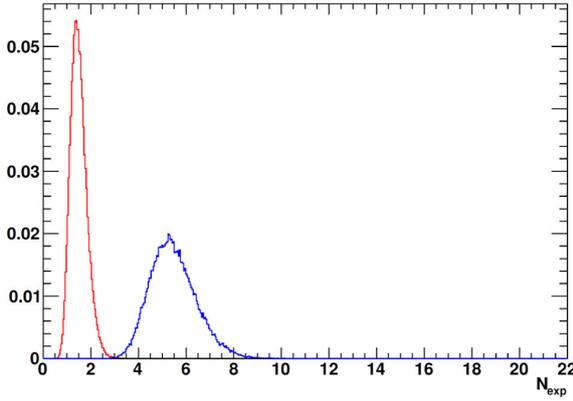


Figure 5.29: Distribution du nombre attendu d'événements en incluant les incertitudes systématiques pour $\delta_{\text{CP}} = 0$, $|\Delta m_{32}^2| = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ (0,1) en rouge (bleu).

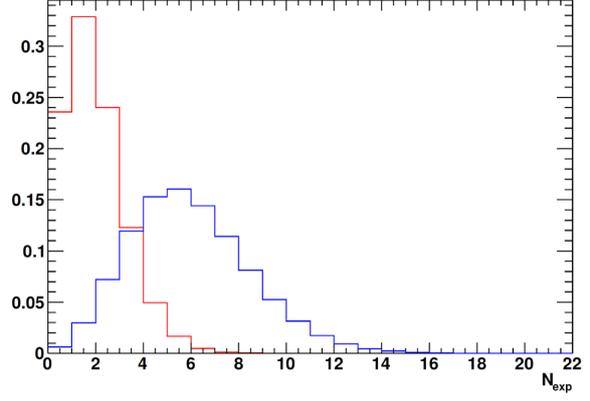


Figure 5.30: Distribution du nombre attendu d'événements en incluant les incertitudes systématiques et statistiques pour $\delta_{\text{CP}} = 0$, $|\Delta m_{32}^2| = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ (0,1) en rouge (bleu).

La figure 5.30 représente les densités de probabilité correspondant aux distributions de la figure 5.29 en incluant les incertitudes statistiques. Le nombre attendu d'événements dans les données est alors comparé à la probabilité d'obtenir au moins ce nombre d'événements, déterminé par cette distribution, à chaque point de l'espace de phase des paramètres.

La probabilité d'observer au moins 6 candidats ν_e provenant de sources de bruit de fond est de $7 \cdot 10^{-3}$, ce qui équivaut à une déviation de l'hypothèse d'un angle θ_{13} nul de $2,5 \sigma$. T2K a ainsi été la première expérience à indiquer, à travers la mesure d'apparition de ν_e dans un faisceau de ν_μ , et avec un tel niveau de confiance, une valeur de θ_{13} différente de 0. Les résultats sont présentés à la figure 5.31 sous la forme de contours calculés par la méthode de Feldman-Cousins [111], donnant les intervalles à 68% et 90% de niveau de confiance sur la valeur de $\sin^2 2\theta_{13}$ pour toutes les valeurs de δ_{CP} et pour les deux hiérarchies de masse. La ligne noire indique la valeur la plus probable du paramètre $\sin^2 2\theta_{13}$. L'intervalle de confiance pour $\delta_{\text{CP}} = 0$ donne $0,03$ (0,04) $< \sin^2 2\theta_{13} < 0,28$ (0,34) à 90% de niveau de confiance. On observe que l'hypothèse de non oscillation est exclue à plus de 90% de niveau de confiance pour toute les valeurs possibles de δ_{CP} et indépendamment de la hiérarchie de masse. Les expériences Double Chooz [63], Daya Bay [66] et RENO [68] ont publié par la suite des mesures de $\sin^2 2\theta_{13}$, indépendantes de la phase δ_{CP} , toutes en accord avec les résultats de T2K.

5.5.2 Résultats de la mesure de disparition de ν_μ

En parallèle de la mesure de θ_{13} , le second objectif principal de T2K est d'effectuer une mesure de précision des paramètres atmosphériques θ_{23} et Δm_{32}^2 . La collaboration a publié fin 2011 ses premiers résultats pour cette mesure avec les données accumulées pendant les Runs 1 et 2 [112]. Le principe de la mesure repose sur l'évaluation de la probabilité de disparition des ν_μ du faisceau, $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$, donnée au premier ordre¹ par

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu} = 1 - \sin^2 2\theta_{23} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right). \quad (5.13)$$

¹Dans l'hypothèse d'une oscillation à deux saveurs $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

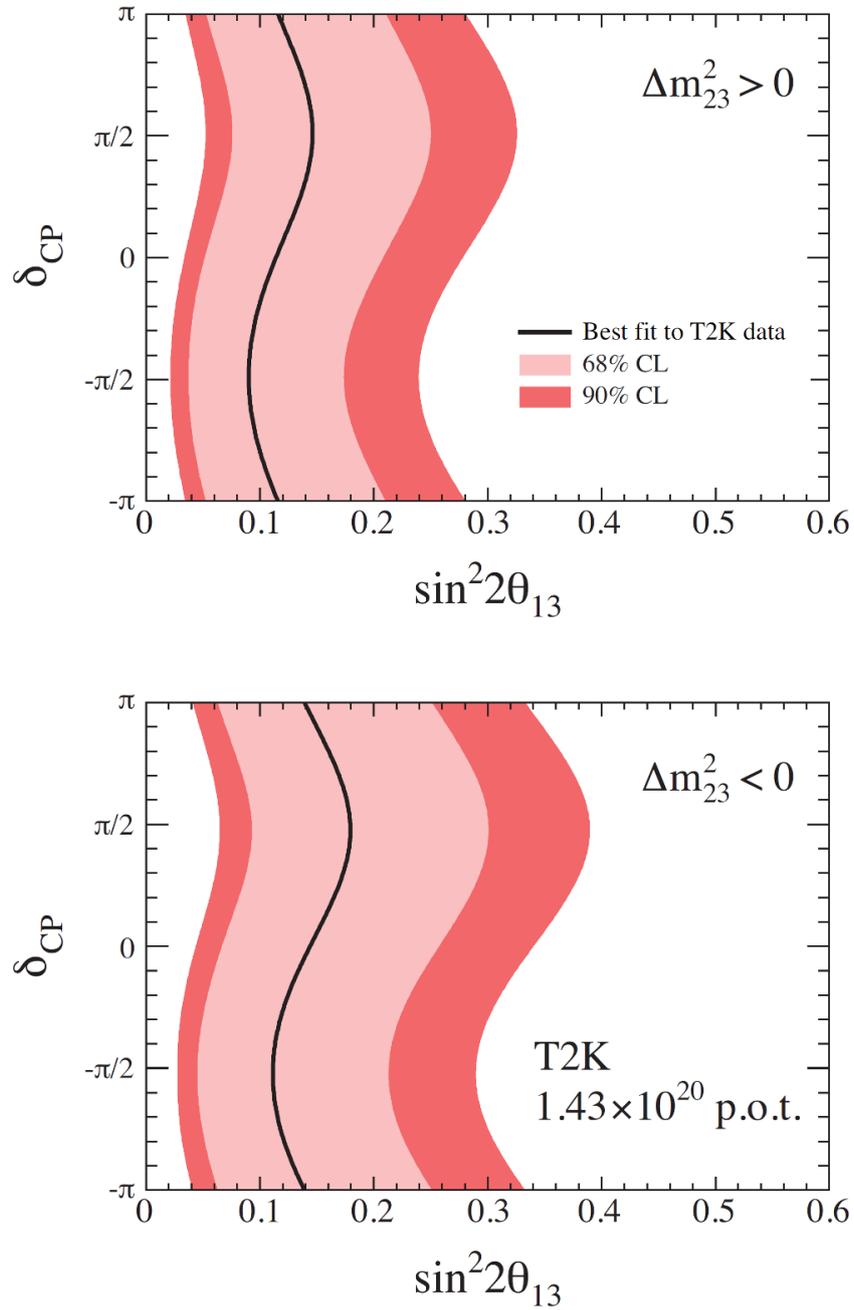


Figure 5.31: Intervalles à 68% et 90% de niveau de confiance sur $\sin^2 2\theta_{13}$ en fonction de δ_{CP} pour une hiérarchie normale (en haut) et une hiérarchie inverse (en bas). La ligne noire représente la valeur du meilleur ajustement.

L'analyse consiste à comparer le spectre des événements ν_μ observés dans le détecteur lointain avec celui attendu en l'absence d'oscillation. La figure 5.32 montre une comparaison entre le spectre attendu sans oscillation et les spectres avec oscillation pour deux valeurs différentes de Δm_{32}^2 et un mélange maximal. Comme pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, la probabilité de disparition dépend du facteur $\sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right)$ qui est maximisé à l'énergie de 600 MeV. Ainsi, on observe que le rapport des spectres présente un creux autour du maximum d'oscillation. La mesure de l'énergie où le creux est le plus important permet de déterminer la valeur de $|\Delta m_{32}^2|$, tandis que l'amplitude de ce creux est proportionnelle à la valeur de $\sin^2 2\theta_{23}$. Il est alors évident que plus les spectres sont déterminés précisément, plus la détermination des paramètres d'oscillation est précise.

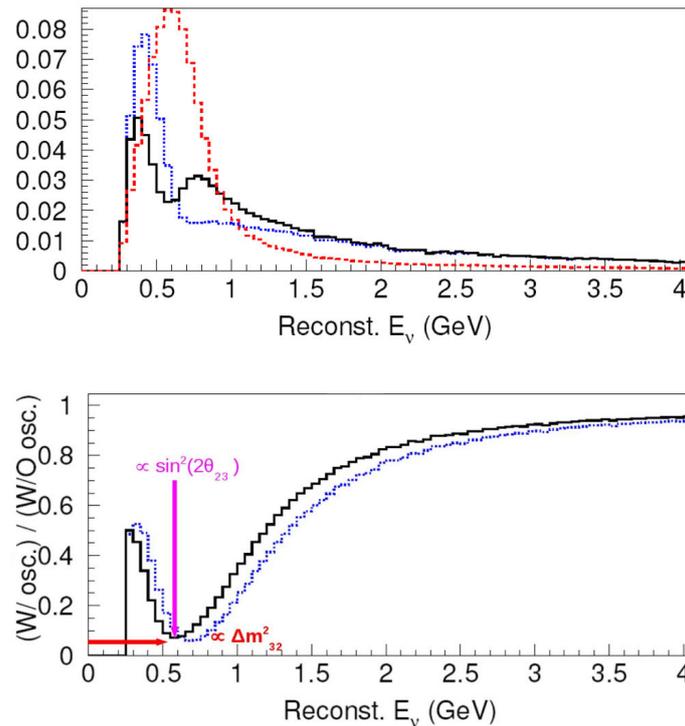


Figure 5.32: En haut, spectre en énergie des ν_μ à SK sans oscillation (en rouge) et avec oscillation pour $\sin^2 2\theta_{23} = 1,0$ et $|\Delta m_{32}^2| = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ (bleu) et $|\Delta m_{32}^2| = 2,8 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ (en noir). En bas, rapport des spectres obtenus avec et sans oscillation.

La sélection des événements reconstruits à SK est faite de manière à pouvoir enrichir l'échantillon d'événements en interactions CCQE de ν_μ . Des critères similaires à la recherche des événements d'apparition sont appliqués, mais cette fois pour des événements de type muonique. Les différents critères de sélection, ainsi que leur impact sur le nombre d'événements observés dans les données et sur la composition du bruit de fond, sont indiqués au tableau 5.7. Ne sont conservés que les événements FCFV possédant un seul anneau reconstruit. Les événements sélectionnés doivent être identifiés comme étant des muons d'impulsion supérieure à 200 MeV/c. Cette coupure sur l'impulsion permet de rejeter les pions chargés et les électrons mal identifiés. La présence dans l'événement d'au plus un électron de désintégration est acceptée. Cette condition permet de garder les muons provenant d'interactions CCQE qui se désintègrent mais rejette les événements contenant également des pions ou des muons non reconstruits. A la fin de la sélection, le nombre d'événements restant dans les données est de 31.

5. OBSERVATION DE L'OSCILLATION $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ PAR L'EXPÉRIENCE T2K

	Data	ν_μ CCQE	ν_μ CC non-QE	ν_e CC	NC
FCFV	88	19,0	33,8	3,0	183
1-anneau	41	17,9	13,1	1,9	5,7
Identification μ	33	17,6	12,4	< 0,1	1,9
$p_\mu > 200$ MeV/c	33	17,5	12,4	< 0,1	1,9
$N_{\mu \rightarrow e} \leq 1$	31	17,3	9,2	< 0,1	1,8

Table 5.7: Sélection des événements ν_μ dans le détecteur SK. Les colonnes indiquées ν_μ comprennent également les $\bar{\nu}_\mu$. Les échantillons Monte Carlo CC sont obtenus pour une oscillation à deux saveurs, $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, avec $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ et $|\Delta m_{23}^2| = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{eV}^2$.

Deux méthodes d'analyse ont été utilisées pour extraire, à partir des données du Run 1 et du Run 2, les paramètres d'oscillation. La première méthode consiste à faire varier les paramètres $\sin^2 2\theta_{23}$ et $|\Delta m_{23}^2|$ afin de minimiser la fonction

$$-2 \ln \lambda = 2 \sum_{E_\nu} \left[N_{\text{SK}}^{\text{obs}} \ln \left(\frac{N_{\text{SK}}^{\text{obs}}}{N_{\text{SK}}^{\text{exp}}} \right) + (N_{\text{SK}}^{\text{exp}} - N_{\text{SK}}^{\text{obs}}) \right] \quad (5.14)$$

où $N_{\text{SK}}^{\text{obs}}$ est le nombre d'événements observés dans le détecteur lointain et $N_{\text{SK}}^{\text{exp}}$ est le nombre correspondant d'événements attendu. Comme pour l'analyse d'apparition, le nombre $N_{\text{SK}}^{\text{exp}}$ est déterminé par simulation en tenant compte des erreurs systématiques et de la normalisation venant du détecteur proche.

La deuxième méthode d'analyse recherche le maximum de la fonction

$$L = L_{\text{norm}}(\sin^2 2\theta_{23}, \Delta m_{32}^2, \vec{f}) \times L_{\text{shape}}(\sin^2 2\theta_{23}, \Delta m_{32}^2, \vec{f}, E_{\text{rec}}) \times L_{\text{syst}}(\vec{f}). \quad (5.15)$$

où L_{norm} est une fonction de vraisemblance sur le nombre d'événements, L_{shape} est une fonction de vraisemblance sur la forme du spectre reconstruit de neutrinos et L_{syst} est la fonction de vraisemblance pour les incertitudes systématiques. Le paramètre $\vec{f} = {}^t(\vec{f}_{\text{flux}}, \vec{f}_{\text{xsec}}, \vec{f}_{\text{ND}}, \vec{f}_{\text{SK}})$ contient les incertitudes systématiques sur les flux et les sections efficaces de neutrinos ainsi que sur les efficacité des deux détecteurs. Le terme de normalisation

$$L_{\text{norm}} = \frac{(N_{\text{SK}}^{\text{exp}})^{N_{\text{SK}}^{\text{obs}}} (\vec{f}) e^{-N_{\text{SK}}^{\text{obs}}}}{N_{\text{SK}}^{\text{exp}}(\vec{f})!}$$

est une contrainte donnée par une distribution de Poisson sur le nombre d'événements observés dans SK. Le terme

$$L_{\text{shape}} = \prod_{i=1}^{N_{\text{obs}}} \rho(E_{\text{rec},i}, \sin^2 2\theta_{23}, \Delta m_{32}^2, \vec{f})$$

est la fonction de vraisemblance continue sur la forme du spectre, où ρ est une fonction de densité de probabilité de spectre reconstruit pour chaque événement selon une combinaison $(\sin^2 2\theta_{23}, \Delta m_{32}^2)$ donnée. Enfin le terme,

$$L_{\text{syst}} = \exp \left(-\frac{1}{2} {}^t \Delta \vec{f} M^{-1} \Delta \vec{f} \right)$$

est un terme de nuisance dans lequel les incertitudes systématiques contenues dans le vecteur \vec{f} sont autorisées à varier selon une loi de distribution normale. Le paramètre $\Delta \vec{f}$ représente les déviations de \vec{f} par rapport à sa valeur nominale de 1 et M est la matrice d'erreur des paramètres.

Source	$\delta N_{SK}^{exp}/N_{SK}^{exp}$ [% non osc.]	$\delta N_{SK}^{exp}/N_{SK}^{exp}$ [% avec osc.]
Efficacité SK	$\pm 5,1$	$\pm 10,3$
Efficacité ND280	$+5,1$ $-5,3$	$+5,1$ $-5,3$
Taux ND280	$\pm 2,6$	$\pm 2,6$
Normalisation flux (SK/ND)	$\pm 7,3$	$\pm 4,8$
Sections efficaces	$+7,1$ $-6,6$	$+4,9$ $-4,5$
Interactions état final	$\pm 3,2$	$\pm 5,9$
Total	$+13,3$ $-13,0$	$+15,0$ $-14,8$

Table 5.8: Erreurs systématiques associées à la sélection des événements ν_μ CCQE à SK, dans les hypothèses avec oscillation ($\sin^2 2\theta_{23} = 1$) et sans oscillation ($\sin^2 2\theta_{23} = 0$).

Les incertitudes systématiques prises en compte par ces deux analyses pour le calcul de N_{SK}^{exp} sont résumées au tableau 5.8 selon les hypothèses de non oscillation et d'oscillation avec $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ et $|\Delta m_{32}^2| = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$. Ce tableau regroupe les incertitudes associées à l'efficacité, au flux et aux sections efficaces dans les deux détecteurs. L'incertitude liée à l'efficacité du détecteur SK représente la source d'incertitude la plus importante, à hauteur de 5,1% (10,3%) pour $\sin^2 2\theta_{23} = 0$ (1,0). Ceci est principalement dû à l'incertitude sur le comptage des anneaux, dont l'efficacité varie en fonction de l'énergie du neutrino pour des interactions CCQE. L'incertitude relative sur l'échelle en énergie a été estimée à 2,3%. La méthode de normalisation par le détecteur ND280 permet ici encore de réduire l'incertitude sur le flux pour obtenir une incertitude de 7,3% (4,8%) avec (sans) oscillation. L'incertitude sur les rapports des sections efficaces est estimée pour les différents modes d'interaction (CCQE, CC 1π , autres CC et NC). Elle a une valeur moyenne de $+7,1\%$ ($+4,9\%$), à laquelle il faut ajouter l'incertitude sur les interactions dans l'état final dues à des effets ayant lieu dans le noyau (absorption de pions dans l'oxygène).

Dans l'hypothèse d'absence d'oscillation, le nombre attendu de ν_μ dans SK est de $103,6_{-13,4}^{+13,8}$ alors que seulement 31 événements ont été observés. Dans l'hypothèse où $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ et $|\Delta m_{32}^2| = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, l'estimation donne $28,3_{-4,3}^{+4,4}$ événements. L'hypothèse de non oscillation est ainsi exclue à $4,5 \sigma$. La figure 5.33 montre le spectre en énergie des 31 événements observés comparé au spectre attendu sans oscillation et au spectre obtenu en considérant les paramètres d'oscillation déterminés par la minimisation de l'équation 5.14. On observe clairement un déficit du nombre d'événements observés par rapport au nombre attendu sans oscillation à l'énergie du pic du spectre. Cette figure illustre bien la puissance de la configuration hors-axe utilisée par l'expérience T2K, qui procure un spectre étroit à l'énergie située autour du maximum de la probabilité d'oscillation.

Les valeurs des paramètres ajustant au mieux le spectre observé sont $\sin^2 2\theta_{23} = 0,98$ et $|\Delta m_{32}^2| = 2,65 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$. Les incertitudes systématiques relatives sur ces mesures sont de 4,7% et de 4,5% respectivement. Les résultats obtenus pour les deux analyses sont représentés à la figure 5.34 sous la forme de contours à 90% de niveau de confiance dans l'espace ($\sin^2 2\theta_{23}, |\Delta m_{32}^2|$), calculés par la méthode de Feldman-Cousins et prenant en compte les incertitudes statistiques et systématiques. Les deux analyses sont en très bon accord l'une avec l'autre et sont compatibles avec les mesures de MINOS [59] et Super-Kamiokande [113]. A noter que les résultats de MINOS montrés à la figure 5.34 ont été obtenus avec $7,25 \cdot 10^{25}$ POT, une valeur cinq fois supérieure à celle de $1,43 \cdot 10^{20}$ POT de T2K pour le

5. OBSERVATION DE L'OSCILLATION $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ PAR L'EXPÉRIENCE T2K

Run 1 et le Run 2. Avec une statistique prévue de $5 \cdot 10^{21}$ POT, l'objectif futur de T2K est d'obtenir une précision sur la mesure des paramètres de $\delta(\sin^2 2\theta_{23}) \sim 0,01$ et $\delta(\Delta m_{32}^2) \sim 10^{-4} \text{ eV}^2$.

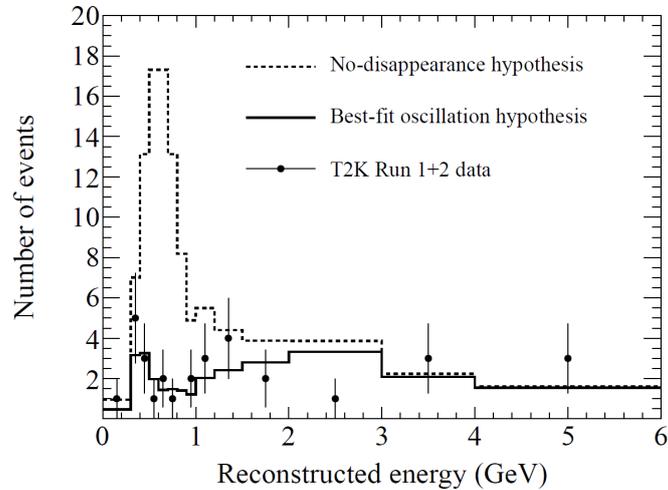


Figure 5.33: Spectre en énergie des 31 candidats ν_μ observés dans le détecteur lointain. La ligne pointillée représente le spectre attendu sans oscillation. La ligne continue représente le spectre obtenu après ajustement dans l'hypothèse d'oscillations à deux saveurs $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

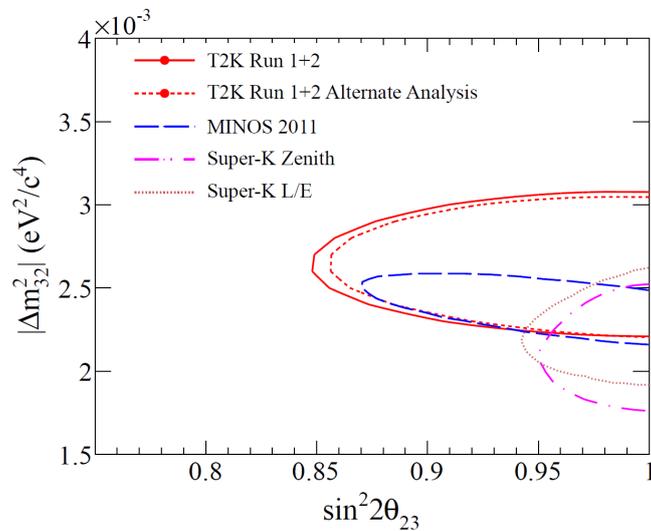


Figure 5.34: Contour à 90% de niveau de confiance pour $|\Delta m_{32}^2|$ en fonction de $\sin^2 2\theta_{23}$ pour les deux types d'analyses effectuées (lignes rouge continue et pointillée). Les contours obtenus sont comparés à ceux des expériences MINOS [59] et Super-K [113].

Chapitre 6

Analyse de la composante ν_e avec les données du détecteur proche

Le faisceau de T2K est composé à plus de 98% de neutrinos muoniques (ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$) mais possède également une contamination intrinsèque en ν_e de l'ordre du pourcent. Ces ν_e sont issus de la désintégration des kaons¹ ($\sim 40\%$) et des muons² ($\sim 60\%$) produits lors de la collision des protons sur la cible de graphite à JPARC (voir section 3.2.4). Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, cette composante irréductible est à l'origine de plus de 50% du bruit de fond présent dans la recherche d'oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ à SK. L'incertitude sur le bruit de fond associé aux ν_e présents dans le faisceau est une contrainte sur la précision de la mesure de l'angle θ_{13} . Un des rôles du détecteur ND280 est de permettre, en position proche, la mesure de cette contamination. L'analyse présentée dans ce chapitre se propose de contrôler la composante en neutrinos électroniques du faisceau et de mesurer le rapport $R_{CC}(\nu_e/\nu_\mu)$ du nombre d'interactions ν_e par courant chargé à celui d'interactions de ν_μ , avec les données enregistrées pendant les Runs 1 et 2. Ces données correspondent à une statistique totale de $10,77 \cdot 10^{19}$ protons sur cible (POT). La mesure se base sur une sélection inclusive des interactions par courant chargé de ν_e et de ν_μ ayant lieu dans les FGD du ND280 et observées par les TPC. Avec cette statistique, et compte tenu de la faible fraction de ν_e dans le faisceau, l'analyse est rendue difficile par le faible nombre d'interactions ν_e attendues. On s'attend par conséquent à ce que la mesure du rapport R_{CC} soit dominée par l'incertitude statistique.

Dans ce chapitre, nous discutons de la méthode utilisée pour déterminer avec le détecteur ND280 le nombre d'interactions ν_e CC ainsi que le rapport R_{CC} . La première partie décrit les lots de données et de Monte Carlo utilisés pour l'analyse. Nous y présentons également les méthodes employées pour l'identification des particules dans les sous-détecteurs TPC et ECal, ce qui est crucial pour séparer les ν_e des ν_μ . La partie suivante décrit la sélection effectuée pour enrichir l'échantillon en interactions ν_e CC. Nous décrivons ensuite la méthode utilisée pour extraire la fraction de signal du bruit de fond de l'échantillon final, grâce à un ajustement du Monte Carlo aux données. Cette méthode a également été utilisée pour une analyse effectuée par un groupe de travail dédié dans la collaboration, analyse avec laquelle nous comparerons nos résultats. Enfin, nous concluons ce chapitre par la détermination du rapport R_{CC} .

¹Selon les processus $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$ et $K^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e$.

²Selon le processus $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$.

6.1 Lots de données et Monte-Carlo

6.1.1 Statistique

Cette analyse utilise l'ensemble des données acquises auprès du détecteur proche pendant les Runs 1 et 2 et ayant satisfait des critères de qualité. Ceci correspond à un total de $10,77 \cdot 10^{19}$ POT, dont $2,94 \cdot 10^{19}$ POT proviennent du Run 1 et $7,83 \cdot 10^{19}$ POT proviennent du Run 2 (voir table 6.1). Une quantité d'événements simulés par Monte Carlo (MC) équivalant à une prise de données de $4 \cdot 10^{20}$ POT et $10 \cdot 10^{20}$ POT sont utilisés pour l'analyse des Run 1 et Run 2 respectivement. A noter que les données du Run 2 sont divisées en deux échantillons de $4,28 \cdot 10^{19}$ POT et de $3,55 \cdot 10^{20}$ POT correspondant à une prise de données, respectivement avec et sans eau dans le POD. Le lot de MC est également divisé en deux échantillons, avec la géométrie correspondante, de $6 \cdot 10^{20}$ POT et $4 \cdot 10^{20}$ POT. Pour les deux périodes, le rapport entre la statistique des données et du Monte Carlo est supérieur à 10. Par la suite, le Monte Carlo sera normalisé au nombre de POT des données pour les comparaisons. Les incertitudes statistiques provenant du lot de Monte Carlo sont faibles par rapport aux incertitudes statistiques associées aux données.

	Données	Données après coupure de qualité	MC	R(MC/données)
Run 1	$3,02 \cdot 10^{19}$	$2,94 \cdot 10^{19}$ (97%)	$4 \cdot 10^{20}$	13,6
Run 2	$10,38 \cdot 10^{19}$	$7,83 \cdot 10^{19}$ (76%)	$10 \cdot 10^{20}$	12,7

Table 6.1: Nombre de POT pour les lots des données et de Monte-Carlo utilisés dans l'analyse.

6.1.2 Flux de neutrinos et contamination ν_e attendue

Le flux de neutrinos attendu au détecteur proche est représenté à la figure 6.1. La composition du faisceau selon les différents saveurs est de 93% de ν_μ , 5,6% de $\bar{\nu}_\mu$, 1,3% de ν_e et 0,1% de $\bar{\nu}_e$. Cette composition dépend du dispositif expérimental utilisé lors de la création du faisceau (hadroproduction dans la cible de graphite, focalisation des particules par les cornes magnétiques, longueur du tunnel de désintégration) et est comparable à celle obtenue, par exemple, par l'expérience MINOS¹. Avec ces flux calculés, on estime un rapport des flux entre ν_e et ν_μ de l'ordre de 1,2% sur l'ensemble du spectre et de 0,8% pour des neutrinos d'énergie inférieure à 1250 MeV^2 . En effet dans ce dernier cas, l'utilisation de la configuration de faisceau hors-axe de $2,5^\circ$ permet d'augmenter le flux de ν_μ à l'énergie de 600 MeV et diminue ainsi la contamination relative dans la région du maximum d'oscillation, comme on peut le voir sur la figure 6.2.

A noter que des corrections sont régulièrement apportées sur les estimations de flux, au fur et à mesure que la précision sur la prédiction augmente. Un nouveau lot Monte Carlo n'est cependant pas généré pour chaque nouvelle version du flux car l'opération est très exigeante en ressources de calcul. A la place, le groupe de travail T2K sur la simulation du faisceau fournit des histogrammes contenant les rapports des flux entre anciennes et nouvelles prédictions sur tout le spectre en énergie simulé. Pour prendre en compte ces modifications dans notre analyse, nous procédons à une pondération, événement

¹Composition du faisceau NuMI : 91,7% de ν_μ , 7% de $\bar{\nu}_\mu$, 1,3% de $\nu_e + \bar{\nu}_e$ [69].

²Borne supérieure sur l'énergie reconstruite du neutrino pour la recherche d'oscillation à SK.

par événement, en fonction du type de neutrino généré et de son énergie. Dans notre analyse, les corrections apportées au flux de neutrinos simulé tiennent compte des résultats de l'expérience SHINE/NA61 sur la production de pions [85] et de kaons [86], sur une cible fine en graphite, publiés à la fin de l'année 2011.

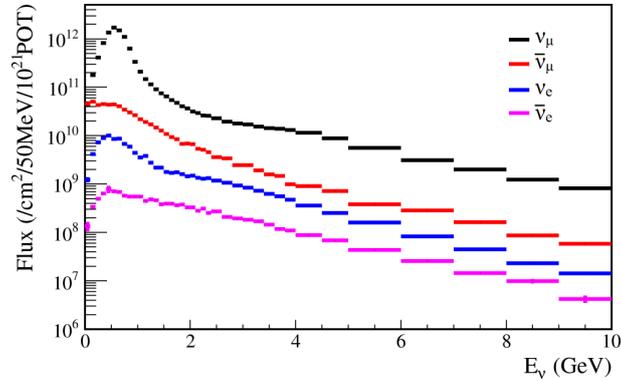


Figure 6.1: Flux calculé de ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_e et $\bar{\nu}_e$ dans le détecteur proche.

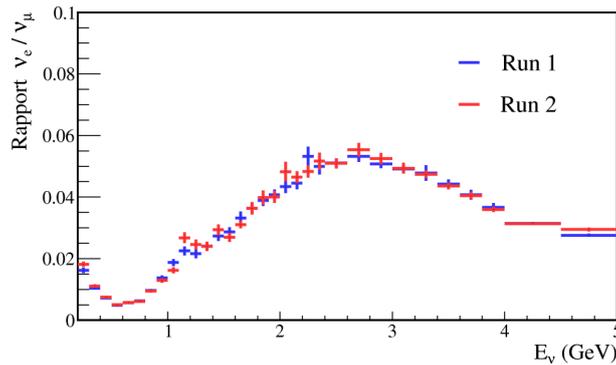


Figure 6.2: Rapport des flux ν_e/ν_μ en fonction de l'énergie du neutrino, pour les Run 1 (en bleu) et Run 2 (en rouge).

6.1.3 Le logiciel de traitement de données

Le logiciel du ND280 est utilisé pour la transformation des fichiers de données brutes en fichiers de sortie comprenant des informations reconstruites utilisables pour les analyses de physique. Il est également responsable de générer des fichiers Monte Carlo dans le même format que les fichiers de données. Le logiciel est stocké en ligne et son partage est assuré à travers le gestionnaire de versions CVS [114]. Ce logiciel est composé de plusieurs paquets dont la structure est schématisée sur la figure 6.3. Les fichiers de données brutes au format MIDAS sont transformés en fichiers au format ROOT (paquet *oaUnpack*) incluant une géométrie du détecteur basée sur un code GEANT 4. Pour le Monte Carlo, les fichiers de sortie de générateurs d'interactions neutrino (NEUT [108], qui est utilisé pour générer les fichiers MC de notre analyse, ou GENIE [115]) sont donnés à un paquet qui simule les dépôts d'énergie laissés dans le détecteur par les particules générées (*nd280mc*) puis à un paquet de simulation de la réponse de l'électronique (*elecSim*). Le logiciel applique ensuite, pour les données et le MC, des constantes de calibration enregistrées dans la base de données en ligne (*oaCalib*, *tpcCalib*, *fgdCalib*, etc...). L'accès

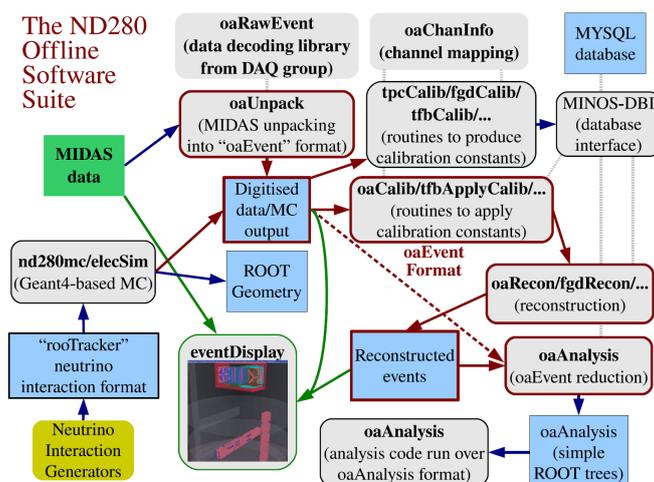


Figure 6.3: Schéma de la connexion entre les principaux packages de traitement des données, depuis les fichiers brut au format MIDAS jusqu'au format d'analyse oaAnalysis.

aux informations de la base de données, gérée en MySQL [116], se fait à travers l'utilisation de routines identiques à celles utilisées par l'expérience MINOS. Une fois les constantes de calibration appliquées, une reconstruction est effectuée dans chaque sous-détecteur (*tpcRecon*, *fgdRecon*, etc...) puis au niveau de l'ensemble du ND280 (*oaRecon*). A partir de là, toutes les variables utiles pour les analyses de physique sont extraites des objets reconstruits et stockées dans un arbre ROOT (*oaAnalysis*). Enfin, le logiciel permet également de visualiser les événements dans l'environnement simulé du ND280 (*Event Display*).

Le format oaAnalysis permet d'éviter d'avoir à appliquer une reconstruction des événements à chaque analyse et augmente ainsi la vitesse de traitement des données. On augmente encore cette vitesse en procédant à un écrémage des événements et en créant des fichiers réduits ne contenant que des événements utiles pour notre analyse. Notre analyse étant basée sur les interactions dans la partie trajectographe, nous ne conservons par exemple que les événements comportant au moins une trace reconstruite dans une des TPC. La fraction d'événements conservés est alors d'environ 11% car beaucoup d'événements enregistrés proviennent d'interactions dans le POD, l'ECal, l'aimant ou la structure du ND280, qui représentent une masse très importante comparée à la partie trajectographe.

6.1.4 La reconstruction globale

Dans notre analyse, nous utilisons principalement les informations reconstruites provenant de la reconstruction globale. La reconstruction globale désigne l'association de l'ensemble des objets reconstruits dans chaque sous-détecteur. Une reconstruction est premièrement effectuée individuellement dans chaque TPC. Les traces TPC sont ensuite extrapolées dans les FGD où les dépôts d'énergie compatibles avec elles leur sont associés. Un algorithme utilisant un filtre de Kalman [117], prenant en compte la distribution de densité de matière du détecteur, est appliqué pour créer une trace unique plus longue à partir de ces segments. Les dépôts d'énergie non associés à une trace TPC sont assemblés entre eux pour former des traces FGD indépendantes. La trace TPC+FGD est alors extrapolée vers l'ECal, le POD et le SMRD, pour être associée aux traces reconstruites dans ces sous-détecteurs, de manière à obtenir la trace la plus complète possible. Un nouvel algorithme de filtre de Kalman est alors appliqué sur cette trace globale pour en déterminer les coordonnées, l'angle, la charge et l'impulsion.

La reconstruction globale permet également de déterminer la position du vertex de l'interaction ou de la désintégration ayant produit la trace. Pour une trace globale unique dans l'événement, le début de la trace est considéré comme le vertex de l'interaction. Lorsque plusieurs traces globales ont été reconstruites, la position du vertex est déterminée par ajustement. Si plusieurs vertex sont trouvés, le vertex associé à la trace la plus énergétique est considéré comme le vertex primaire.

6.2 L'identification des traces

Dans l'objectif de mesurer le rapport du nombre d'interactions CC ν_e/ν_μ , une bonne identification des particules par les détecteurs est nécessaire afin de discriminer entre les interactions de type électronique et celles de type muonique. Ces deux modes d'interaction peuvent être identifiés par la nature du lepton produit lors de la réaction par courant chargé du neutrino sur un neutron d'un atome de carbone du détecteur : $\nu_l + n \rightarrow l^- + p + X$, où $l = e$ ou μ . Pour connaître la nature des traces observées dans le trajectographe, nous utilisons l'identification des particules faite par les détecteurs TPC et le calorimètre électromagnétique (ECal). Le détecteur SMRD, dont le but est de détecter les muons entrant dans le détecteur mais également ceux en sortant, n'est pas utilisé dans cette analyse.

6.2.1 Identification dans les TPC

L'identification des particules chargées traversant les TPC se fait en mesurant leur perte d'énergie par unité de longueur, dE/dx , dans le gaz. Cette perte d'énergie se fait principalement par ionisation provoquée par les collisions de la particule chargée avec les électrons des atomes du gaz. La perte d'énergie moyenne d'une particule dans un milieu est décrite par l'équation de Bethe-Bloch [118]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A Z z^2}{A m_e c^2 \beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 (\beta\gamma)^2 T_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right], \quad (6.1)$$

où N_A est le nombre d'Avogadro, Z est le numéro atomique du matériau absorbant, A est la masse atomique du matériau absorbant, z est la charge de la particule ionisante (en unité de charge de l'électron), $m_e c^2$ est l'énergie de masse de l'électron, ϵ_0 est le paramètre de permittivité du vide, T_{\max} est l'énergie cinétique maximale pouvant être transférée à un électron libre lors d'une collision, I est la valeur d'excitation moyenne de l'atome et δ est un terme de correction qui dépend de la densité du milieu. La figure 6.4 montre la courbe de dE/dx moyenne lors du passage d'un μ^+ dans du cuivre. Pour ce muon, la perte par d'énergie par ionisation se produit approximativement pour des impulsions entre 10 MeV/c et 100 GeV/c, suivant la formule de Bethe-Bloch. La formule 6.1 indique que la perte d'énergie est fonction du $\beta\gamma$ de la particule et donc de son impulsion, p , et de sa masse au repos, m , par la relation $p/mc^2 = \beta\gamma$. Ainsi, la mesure conjointe de l'impulsion et de la perte d'énergie dans une TPC permet de déterminer la masse de la particule et donc de l'identifier. La figure 6.5 représente les courbes de perte d'énergie moyenne dans le gaz des TPC pour différents types de particules en fonction de leur impulsion entre 50 MeV/c et 2 GeV/c. On remarque que les muons et les pions, qui ont des masses comparables, $m_\mu = 105,66 \text{ MeV}/c^2$ et $m_\pi = 139,57 \text{ MeV}/c^2$, respectivement, ont des courbes de perte d'énergie similaires tandis que les électrons et les protons étant respectivement plus légers et plus lourds, $m_e = 0,511 \text{ MeV}/c^2$ et $m_p = 938,27 \text{ MeV}/c^2$, ont des pertes d'énergie très différentes. Notons que les courbes se croisent pour certaines impulsions, lorsque le paramètre $\beta\gamma$ est identique pour différentes particules.

La mesure de la perte d'énergie dans le gaz des TPC se fait en mesurant la charge récoltée, amas par amas, sur les modules MicroMegas. La méthode utilisée dans l'algorithme d'identification est la méthode

6. ANALYSE DE LA COMPOSANTE ν_e AVEC LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE

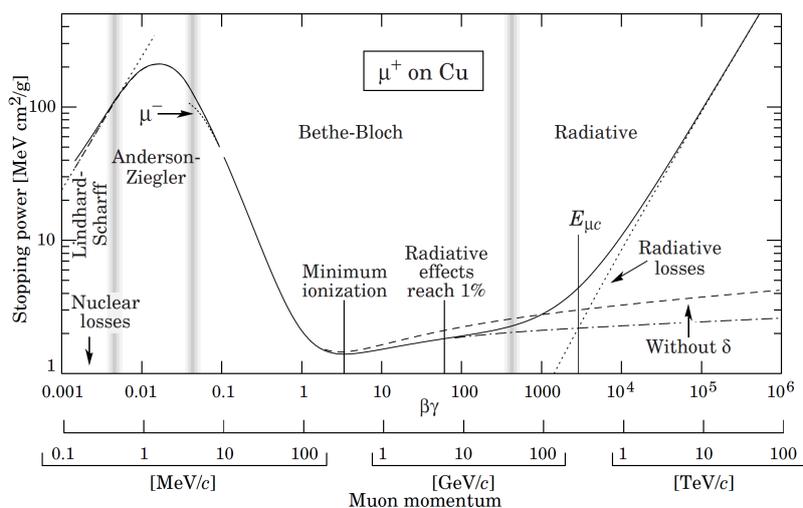


Figure 6.4: Perte d'énergie moyenne d'un μ^+ dans du cuivre en fonction de $\beta\gamma$.

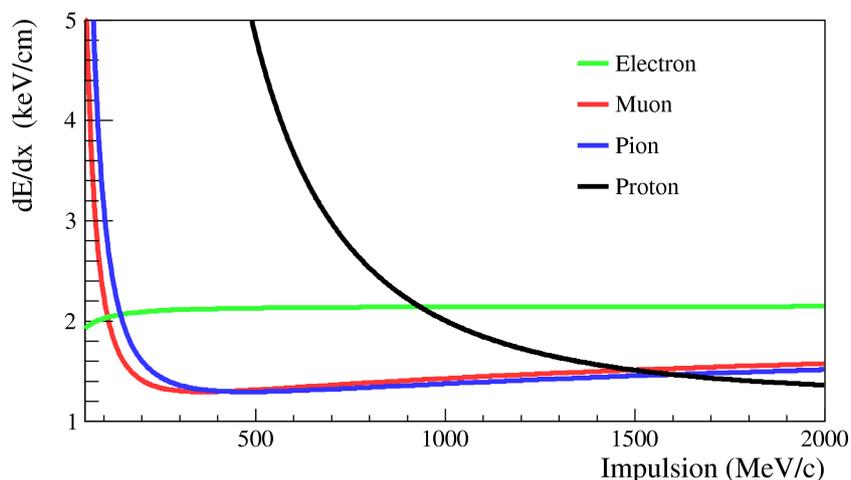


Figure 6.5: Courbes de perte d'énergie en fonction de l'impulsion pour différents types de particules.

de la moyenne tronquée [97], qui détermine l'énergie moyenne, C_{mes} , mesurée sur les 70% d'amas touchés ayant recueilli le moins d'énergie. L'algorithme est calibré pour tenir compte des différents facteurs pouvant affecter la mesure de l'énergie déposée, comme la longueur et l'angle de la trace ou encore les conditions de dérive des électrons et le gain des modules. Pour identifier une particule, la valeur de C_{mes} mesurée est comparée à la valeur attendue dans l'hypothèse d'un type de particule, C_{exp} (équivalent aux différentes courbes de la figure 6.5). Cette comparaison est exprimée à travers un *pull* qui représente l'écart entre la valeur mesurée et la valeur attendue:

$$\delta_x = \frac{C_{\text{mes}} - C_{\text{exp}}(x)}{\sigma(x)} \quad (6.2)$$

où x est le type de particule sur laquelle l'hypothèse se base¹ et $\sigma(x)$ est l'incertitude globale liée à celle sur la mesure de perte d'énergie $\sigma_{C_{\text{mes}}}(x)$ et celle sur l'impulsion reconstruite σ_p

$$\sigma(x) = \sqrt{\sigma_{C_{\text{mes}}}^2 + (dC_{\text{exp}}/dp)^2 \sigma_p^2}. \quad (6.3)$$

¹Dans l'analyse, les types de particules considérés comme hypothèses sont l'électron, le muon, le pion, le kaon et le proton.

A cause des fluctuations autour de la perte de d'énergie moyenne et des incertitudes de mesure, le *pull* suit une distribution gaussienne. Cette distribution est idéalement centrée en 0 si la mesure n'est pas biaisée et sa largeur est égale à 1 grâce à la normalisation par le terme $\sigma(x)$ si les incertitudes sont correctement estimées. Lorsque la mesure de perte d'énergie correspond à la valeur attendue pour un type de particule, la valeur du *pull* tend vers 0. A l'inverse, la valeur du *pull* s'éloigne de 0 lorsque l'hypothèse du type de particule étudiée est mauvaise. La figure 6.6 montre la distribution du *pull* dans les hypothèses de perte d'énergie d'un muon (δ_μ) et d'électron (δ_e), pour un échantillon Monte-Carlo composé de muons et d'électrons dont l'impulsion se situe dans la région considérée dans notre analyse. La distribution du δ_μ montre bien que les *pull* de vrais muons sont centrés autour de 0 tandis que ceux de vrais électrons ne suivent pas ce comportement, et inversement pour la distribution du δ_e . On observe aussi qu'une légère fraction d'électrons possèdent un *pull* proche de 0 dans l'hypothèse muon, et réciproquement pour les muons. Ces événements correspondent à des traces de basse impulsion, où les courbes de perte d'énergie sont proches et se croisent (voir figure 6.5).

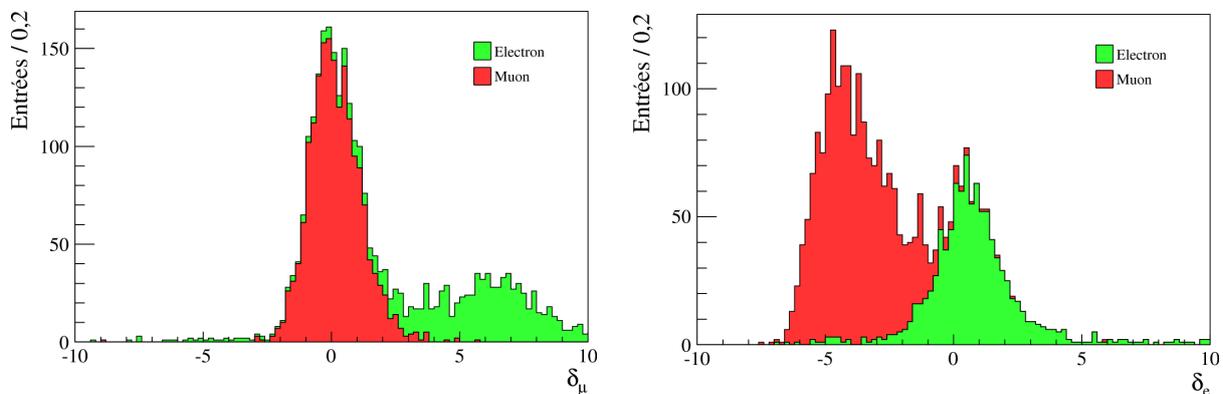


Figure 6.6: Distribution des *pull* dans l'hypothèse de perte d'énergie d'un muon (à gauche) et d'un électron (à droite).

6.2.2 Identification dans l'ECal

Le deuxième détecteur permettant l'identification des particules est le calorimètre électromagnétique qui entoure le trajectographe et le POD. L'identification de l'ECal utilise les informations sur la quantité et la forme de l'énergie déposée dans le détecteur par la particule à identifier [119]. La granularité de l'ECal permet de distinguer trois topologies de dépôt d'énergie : gerbe électromagnétique, gerbe hadronique et trace. Un exemple de chaque topologie est représenté à la figure 6.7.

Les trois topologies sont caractérisées comme suit :

- Une gerbe électromagnétique est produite par des électrons ou des photons entrant dans le calorimètre. Ces particules perdent rapidement leur énergie par processus radiatif et création de paires e^+e^- en cascade jusqu'à absorption. Les gerbes électromagnétiques sont caractérisées par la largeur et la distribution spatiale de la charge déposée. Une gerbe électromagnétique n'est pas très étalée dans l'espace mais sa largeur augmente au cours de sa propagation et forme ainsi un cône dans les trois dimensions. On peut également observer une charge déposée plus importante le long du passage de la particule primaire par rapport à la charge déposée par les particules secondaires.

6. ANALYSE DE LA COMPOSANTE ν_e AVEC LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE

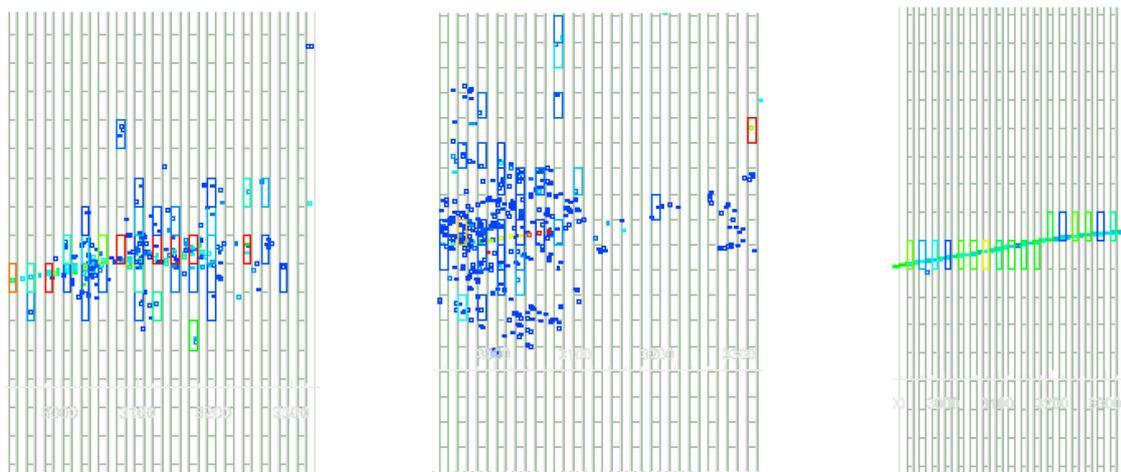


Figure 6.7: Dépôt d'énergie simulé dans le DsEcal, vu dans le plan YZ, pour une gerbe de type électromagnétique (à gauche), de type hadronique (au centre) et pour une particule au minimum d'ionisation (à droite).

- Une gerbe hadronique est provoquée par l'interaction de protons, neutrons, pions chargés et kaons dans le détecteur. Les gerbes hadroniques ressemblent aux gerbes électromagnétiques mais sont plus étalées et leur forme est plus sphérique. Elles pénètrent également plus profondément dans le détecteur.
- Une trace est créée par le passage de muons ou de pions au minimum d'ionisation. Ces particules traversent le calorimètre en déposant peu d'énergie par ionisation, ce qui produit une trace étroite avec une distribution de charge de Landau.

L'Ecal permet la détection de particules neutres, telles que le photon et le neutron, dont la forme du dépôt d'énergie est identique à celle d'un électron et d'un proton, respectivement. On peut discriminer entre les particules chargées et neutres lorsque celles-ci proviennent d'une zone couverte par une TPC dans laquelle une particule chargée laisse une trace, contrairement à une particule neutre.

L'algorithme d'identification est composé d'un réseau artificiel de neurones basé sur la reconnaissance de la position, de la forme et de la charge du dépôt d'énergie reconstruit. La discrimination entre gerbe et trace utilise un ensemble de variables discriminantes telles que la position centrale du dépôt déterminée comme le barycentre des charges, sa dispersion spatiale, son angle d'ouverture, sa symétrie et la charge totale déposée. Toutes ces variables sont ensuite combinées par le réseau de neurones pour produire en sortie une seule variable discriminante entre les topologies de type gerbe et trace : *TrShVal* (*Track-Shower Value*). La variable *TrShVal* tend vers 0 pour des événements correspondants à des gerbes, et tend vers 1 pour des événements de type trace. Cette variable est représentée sur la figure 6.8 pour un échantillon Monte Carlo composé d'électrons et de muons dont les impulsions sont supérieures à 300 MeV/c. On observe une bonne séparation entre les deux types de particules. Un critère sur l'impulsion minimale de la trace sera utilisé car le pouvoir de discrimination de la variable *TrShVal* est plus faible à basse impulsion. En effet, les particules au minimum d'ionisation de basse impulsion peuvent être stoppées dans l'Ecal après une courte distance et être identifiées à tort comme des gerbes étroites.

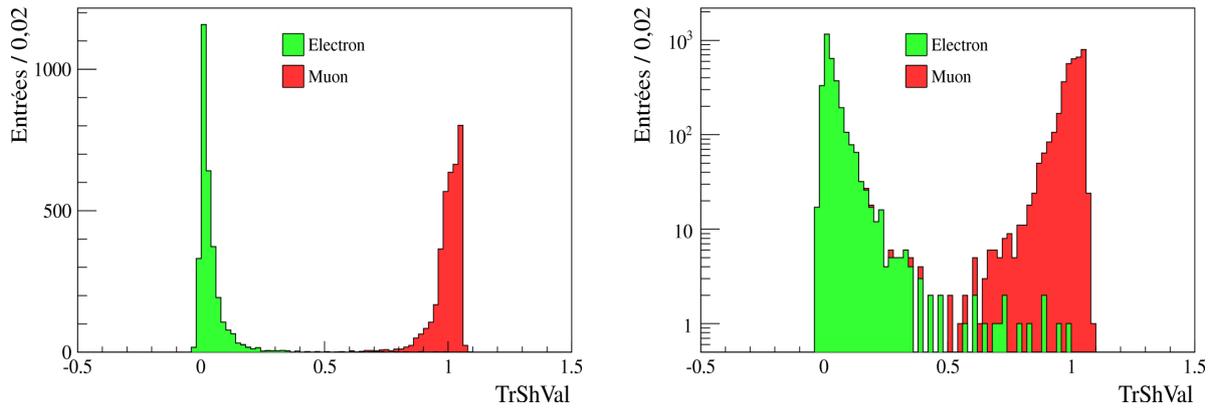


Figure 6.8: Distribution de la variable TrShVal en échelle linéaire (à gauche) et en échelle logarithmique (à droite) pour un échantillon Monte Carlo de muons et d'électrons.

6.3 Sélection d'interactions de ν_e

Afin d'estimer la production d'événements provenant de la contamination du faisceau en neutrinos électroniques, nous souhaitons enrichir notre échantillon de données en interactions ν_e CC ayant lieu dans les FGD. Ces interactions sont caractérisées par la production d'un électron contrairement aux interactions ν_μ CC dans lesquelles un muon est produit. Compte tenu de la faible statistique attendue pour ce canal, la sélection d'événements doit être la plus efficace possible. Nous verrons que le principal bruit de fond dans cette analyse provient de la conversion, dans le FGD, de γ en paires e^+e^- dont seul l'électron est identifié.

6.3.1 Coïncidence temporelle avec le faisceau

La fenêtre en temps ouverte par un déclenchement de l'acquisition en coïncidence avec le faisceau couvre l'arrivée des neutrinos provenant des lots de 6(8) paquets de protons délivrés par l'accélérateur pendant le Run 1(2). Bien que les paquets enregistrés correspondent à un même déclenchement, chaque paquet est traité individuellement pour la recherche de candidats ν_e CC. Seuls les événements compatibles avec le temps d'arrivée d'un paquet de neutrinos sont conservés. Les paquets de neutrinos sont séparés de 581 ns et présentent chacun une dispersion en temps d'environ $\sigma = 15$ ns. Ainsi, nous sélectionnons les interactions enregistrées dans un intervalle de $\pm 4\sigma$ autour du temps d'un paquet. La figure 6.9 montre, pour les Runs 1 et 2, le temps des événements comportant au moins une trace TPC contenant au moins 18 amas. On observe bien la structure en temps associée aux paquets de protons délivrés par l'accélérateur. Le nombre d'événements enregistrés en dehors des paquets est très faible. On considèrera donc que la fraction d'événements non associés au faisceau, en coïncidence accidentelle avec les paquets de protons, est négligeable.

6.3.2 Trace négative la plus énergétique dans le volume fiduciel des FGD

Dans notre analyse, un seul candidat électron provenant d'une interaction dans un FGD est recherché par paquet. Lors d'une réaction par courant chargé, le lepton associé à l'interaction est généralement la particule emportant le plus d'énergie. Nous allons donc sélectionner la trace reconstruite la plus énergétique dont le premier point reconstruit est situé dans un des deux FGD. Afin de réduire au maximum la contamination d'événements n'étant pas créés dans un FGD, nous définissons un volume fiduciel (FV)

6. ANALYSE DE LA COMPOSANTE ν_e AVEC LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE

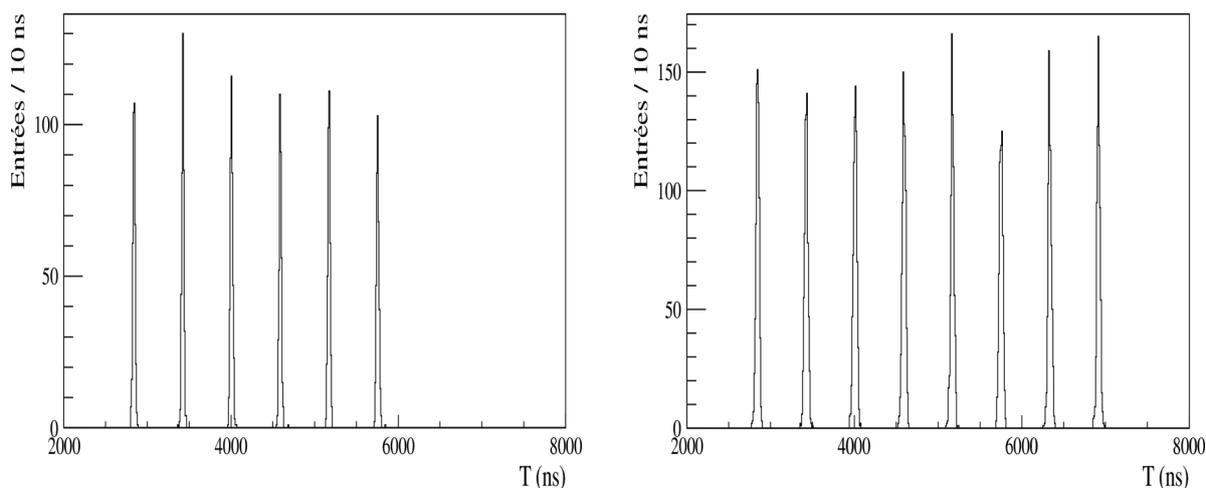


Figure 6.9: Distribution du temps d'arrivée des traces dans un événement pour les Runs 1 et 2.

dans ces deux sous-détecteurs. Le volume fiduciel est défini comme une zone située à l'intérieur des FGD. La région de matériau actif qui entoure le FV est utilisé comme un véto au passage d'une particule chargée provenant de l'extérieur. Les bruits de fond typiquement rejetés par ce critère de sélection sont : les rayons cosmiques, les muons provenant de la roche autour du détecteur, les particules provenant d'interactions neutrinos dans la matière du ND280 en dehors des FGD. Les dimensions des deux FGD et de leur volume fiduciel sont données au tableau 6.2, où elles sont exprimées dans le système de coordonnées du ND280. Le volume fiduciel a été optimisé afin de conserver un volume d'interaction le plus large possible, tout en rejetant efficacement le bruit de fond. Selon l'axe Z, l'axe du faisceau, la première couche de barres de scintillateur¹, équivalant à une épaisseur d'environ 2 cm sur la face en amont du détecteur, est exclue du volume fiduciel. Très peu de contamination étant attendue en provenance de l'arrière du détecteur, aucune épaisseur n'est exclue sur la partie arrière des FGD. Sur les axes X et Y, on considère une épaisseur d'environ 5 cm entre le bord du détecteur et la limite du volume fiduciel. Avec ces dimensions, le volume fiduciel de chaque FGD représente 82,7% du volume total.

La figure 6.10 montre la résolution spatiale sur la position du début d'une trace commençant dans un des FGD. On observe que la résolution spatiale obtenue est de l'ordre du centimètre, ce qui correspond approximativement à l'épaisseur d'une barre de scintillateur (9,6 mm). En considérant cette résolution spatiale et les épaisseurs rejetées par la coupure du volume fiduciel, on peut déduire que la majorité des traces reconstruites dans le FV ont bien été produites à l'intérieur des FGD. La figure 6.11 montre la distribution de la position du premier point des traces sélectionnées dans le volume fiduciel du FGD selon les axes X, Y et Z. Pour les distributions selon X et Y, les distributions du FGD1 et du FGD2 sont confondues, car ils occupent le même espace dans un plan XY. On remarque que l'accord données/MC est bon et que les traces sont réparties uniformément dans l'ensemble du volume fiduciel. Aucun excès significatif des données par rapport au Monte Carlo n'est observé au bord des volumes, ce qui indique que la contamination d'événements extérieurs entrant dans le volume fiduciel défini est faible.

Enfin, nous demandons que la trace soit de charge négative, correspondante à celle de l'électron recherché. On rejette ainsi les interactions par courant chargé d'antineutrinos $\bar{\nu}_e$ ($\bar{\nu}_\mu$) produisant des e^+ (μ^+). La probabilité de se tromper de signe lors de la détermination de la charge est indiquée à la figure 6.12. Pour les traces de très faible impulsion, la probabilité de se tromper de signe est importante car

¹Pour rappel, une couche de scintillateur représente un ensemble des barres verticales et horizontales collées entre elles.

	X_{min}	X_{max}	Y_{min}	Y_{max}	Z_{min}	Z_{max}
FGD1	-922,56	922,56	-867,56	977,56	110,045	446,955
FGD1 FV	-874,51	874,51	-819,51	929,51	136,875	446,955
FGD2	-922,56	922,56	-867,56	977,56	1474,045	1806,955
FGD2 FV	-874,51	874,51	-819,51	929,51	1494,875	1806,955

Table 6.2: Dimension des deux FGD et de leur volume fiduciel dans le système de coordonnées du ND280 (en mm).

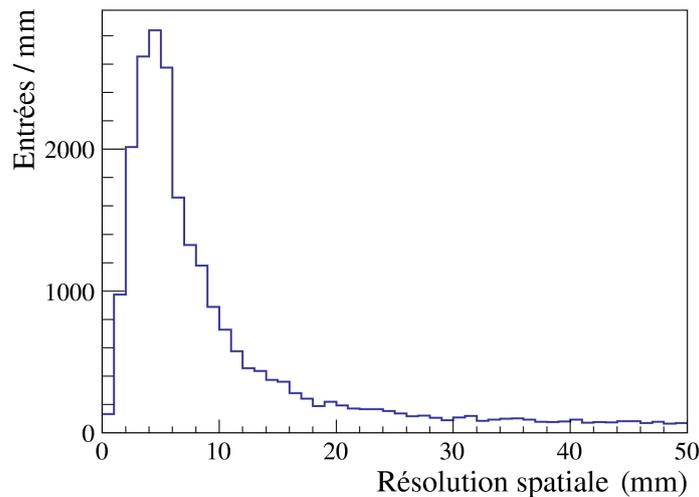


Figure 6.10: Résolution spatiale pour des traces démarant dans un FGD.

la trace est tellement courbée qu'elle peut être confondue avec une trace se propageant dans la direction inverse. Une confusion est alors faite par l'algorithme de reconstruction au moment de différencier le point de départ du point d'arrivée de la trace. Une grande partie de ces traces peut néanmoins être rejetée par une coupure appropriée sur l'impulsion mesurée. On remarque également sur la figure 6.12 qu'au-delà de 200 MeV/c, la probabilité d'erreur de charge augmente linéairement avec l'impulsion. Ceci s'explique par le fait que les traces sont de moins en moins courbées à mesure que l'impulsion augmente, ce qui rend la mesure de la charge plus difficile.

6.3.3 Qualité de la trace

Nous définissons ensuite certains critères de qualité qui garantissent la bonne détermination de l'impulsion et des paramètres utilisés pour l'identification de particule. Ainsi, afin de rejeter les événements de basse énergie dont la valeur de l'impulsion n'est pas correctement déterminée, nous demandons que la trace sélectionnée ait une impulsion mesurée dans les TPC supérieure à 50 MeV/c. En effet, à partir de la relation 4.12, on peut vérifier qu'une particule d'impulsion transverse de l'ordre de 25 MeV/c possède un rayon de courbure, dans le champ magnétique du ND280 de 0,2 T, inférieur à la moitié de la largeur d'une TPC. De telles traces forment des spirales dans les TPC et leur impulsion est difficile à déterminer. De plus, la probabilité de se tromper dans la mesure du signe de la charge de ces traces est importante, comme noté précédemment.

6. ANALYSE DE LA COMPOSANTE ν_e AVEC LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE

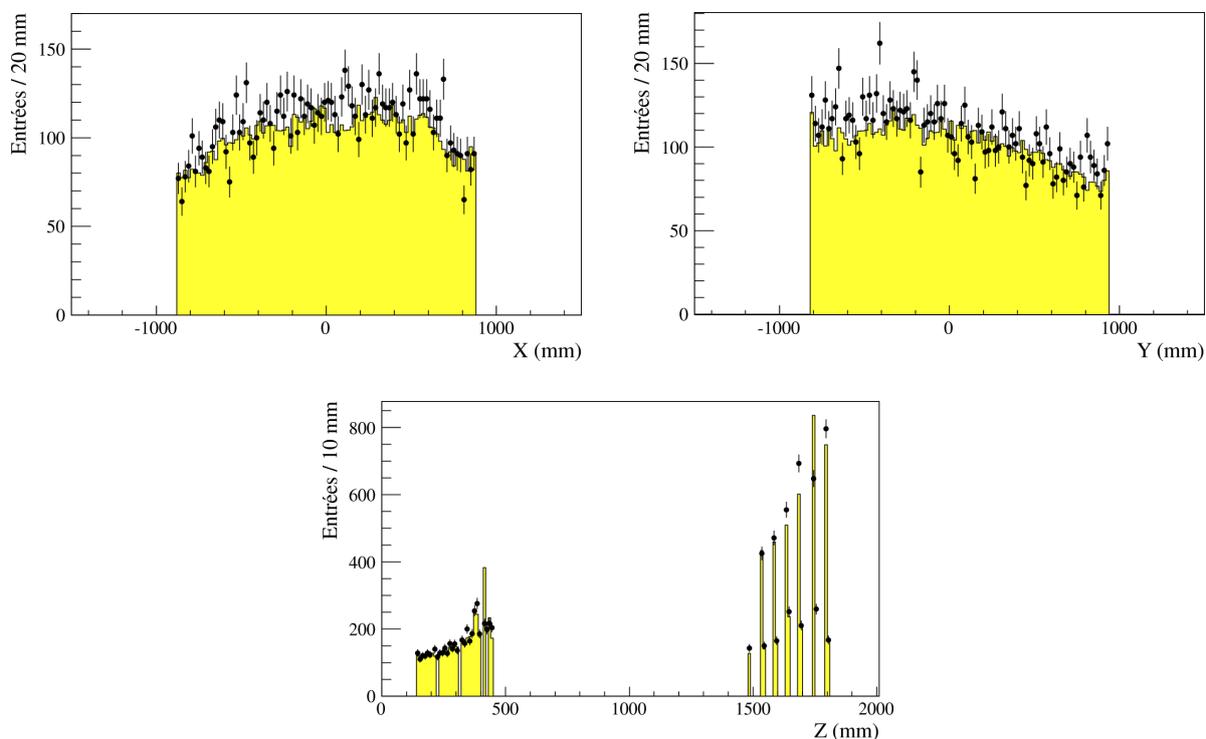


Figure 6.11: Distribution en X, en Y en Z des traces reconstruites à partir du volume fiduciel des FGD.

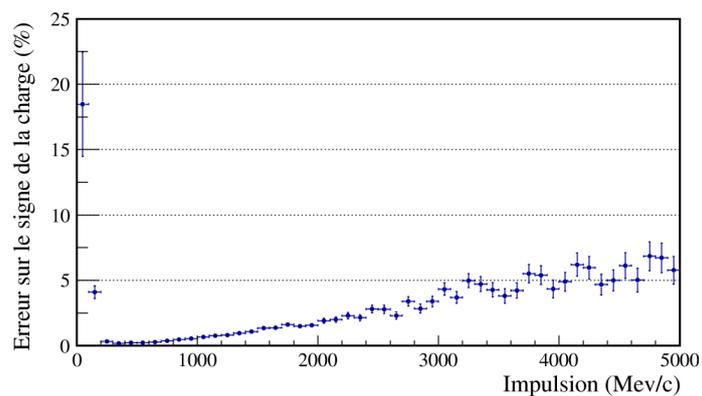


Figure 6.12: Probabilité de mauvaise identification du signe de la charge en fonction de l'impulsion de la particule.

Un critère de qualité supplémentaire est utilisé afin de rejeter les traces reconstruites dans les TPC avec une longueur inférieure à la largeur d'un module MicroMegas, soit 36 amas. Ceci est justifié par le fait que nous souhaitons la meilleure performance possible dans l'identification des particules afin de discriminer entre muons et électrons. Or les performances de l'algorithme d'identification, de même que la résolution en énergie, se détériorent rapidement lorsque le nombre d'amas par trace est faible [97]. La figure 6.13 représente le nombre d'amas par trace parmi les traces négatives les plus énergétiques dans les FV des FGD. Les traces comptent en majorité 72 amas, c'est-à-dire reconstruites sur deux modules, soit l'équivalent de la traversée complète d'une TPC le long de l'axe du faisceau.

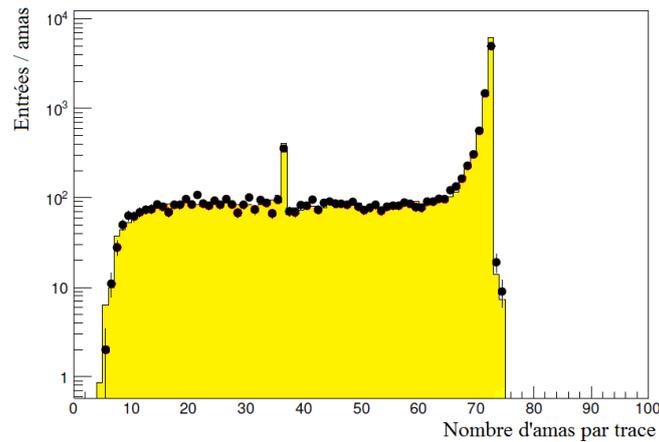


Figure 6.13: Distribution du nombre d'amas sur une trace. Les points correspondent aux données et l'histogramme à la simulation Monte Carlo.

6.3.4 Identification de la trace

Une fois que la validité des mesures de l'impulsion et de la résolution en énergie est assurée par les critères de sélection précédents, nous passons à l'identification de la particule (PID) par les sous-détecteurs. La reconstruction globale ne fournit pas de variable unique d'identification combinant les informations des TPC et de l'ECal. Nous utilisons donc les deux informations de manière complémentaire avec une coupure sur la valeur des *pull* et simultanément sur la valeur de la variable TrShVal lorsque la particule traverse l'ECal avec une impulsion supérieure à 300 MeV/c.

Pour l'identification de particules dans les TPC, une calibration est assurée sur l'ensemble de la prise de données afin de corriger les déviations des distributions des *pulls* (δ_μ et δ_e) en fonction du temps. Les distributions mesurées pour les traces des événements sélectionnés, dans les hypothèses muon et électron, sont montrées à la figure 6.14. On peut voir que l'accord entre données et Monte Carlo est très satisfaisant pour les deux hypothèses.

La figure 6.15 représente la distribution de la variable TrShVal pour des traces ayant une partie reconstruite dans le DsECal ou dans le BarreLECal et avec une impulsion supérieure à 300 MeV/c. Les données sont en bon accord avec le Monte Carlo. On requiert une impulsion minimale de 300 MeV/c car l'efficacité de sélection décroît fortement pour des basses impulsions, comme indiqué à la figure 6.16. On observe en effet que l'efficacité de sélectionner un vrai électron est quasiment nulle pour les impulsions inférieures à 300 MeV/c mais augmente rapidement avec l'impulsion pour atteindre un plateau proche

6. ANALYSE DE LA COMPOSANTE ν_e AVEC LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE

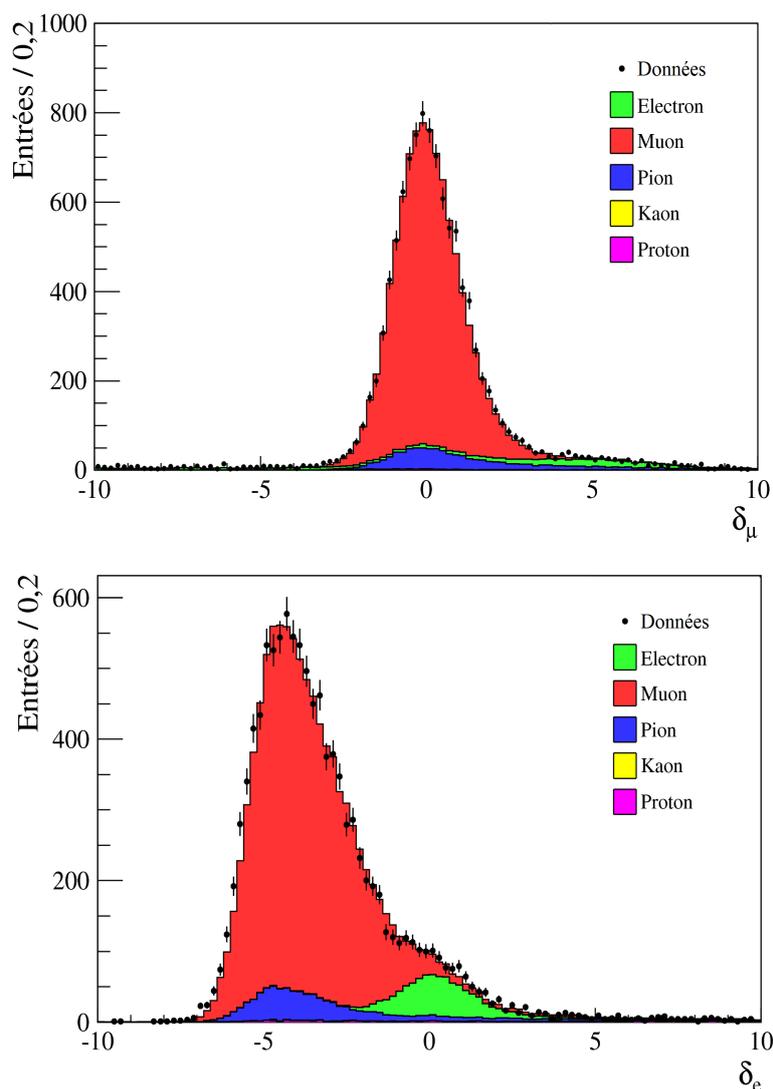


Figure 6.14: Distribution du *pull* dans l'hypothèse muon (en haut) et l'hypothèse électron (en bas) pour les données et le Monte Carlo.

de 90% pour des impulsions supérieures à 500 MeV/c. Pour déterminer la valeur de TrShVal à laquelle placer une coupure, nous calculons l'efficacité et la pureté de l'échantillon en fonction de la valeur de la coupure appliquée. Ces grandeurs sont représentées sur les figures 6.17 et 6.18 respectivement. On peut remarquer un comportement similaire dans le DsECal et dans le BarreIECal. L'efficacité de sélection des électrons augmente rapidement lorsque la coupure est supérieure à 0 car la majorité des électrons est bien concentrée autour de cette valeur. L'efficacité atteint 90% pour TrShVal = 0,2 puis croît lentement jusqu'à 100% lorsque la coupure augmente. La pureté décroît quant à elle très fortement de manière quasiment constante lorsque la valeur de la coupure augmente. La présence de pions et de protons, qui produisent des gerbes électromagnétiques et hadroniques, fait que la pureté ne dépasse pas les 45% (25%) dans le DsECal (BarreIECal) même pour des valeurs de TrShVal proches de 0. Pour notre analyse, nous choisissons de conserver les traces avec une valeur de TrShVal inférieure à 0,2. Avec ce critère, la pureté de l'échantillon en électrons reste élevée, au niveau de 30% (20%), tout en ayant une efficacité de l'ordre de 90%.

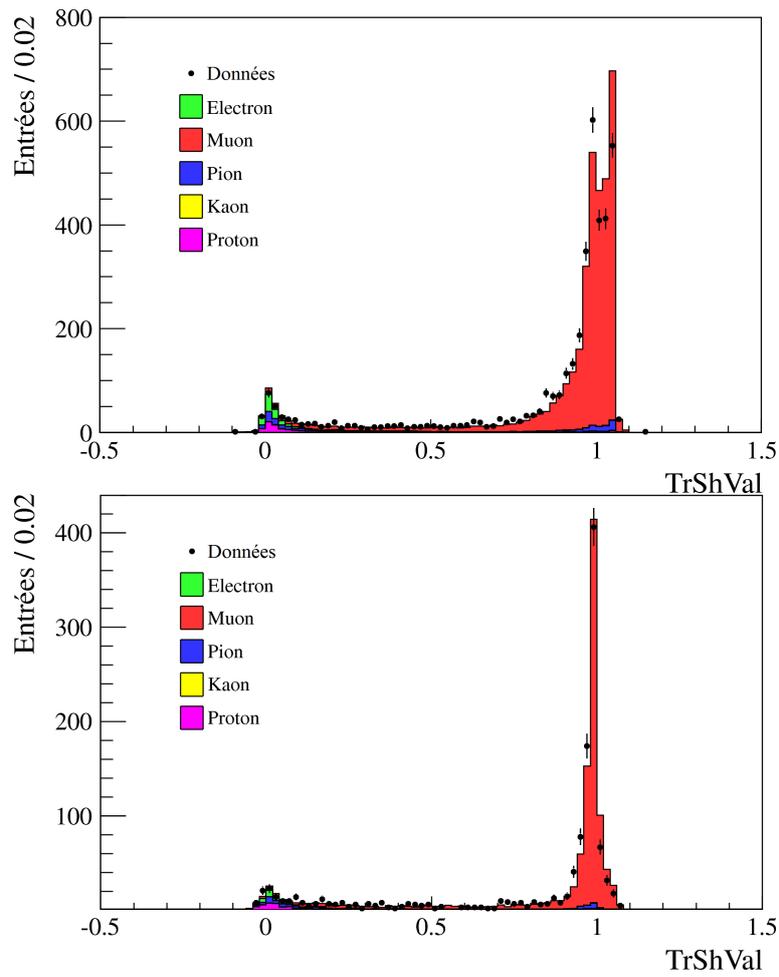


Figure 6.15: Distribution de la variable TrShVal pour les données et le Monte Carlo dans le DsECal (en haut) et dans le BarreLECal (en bas).

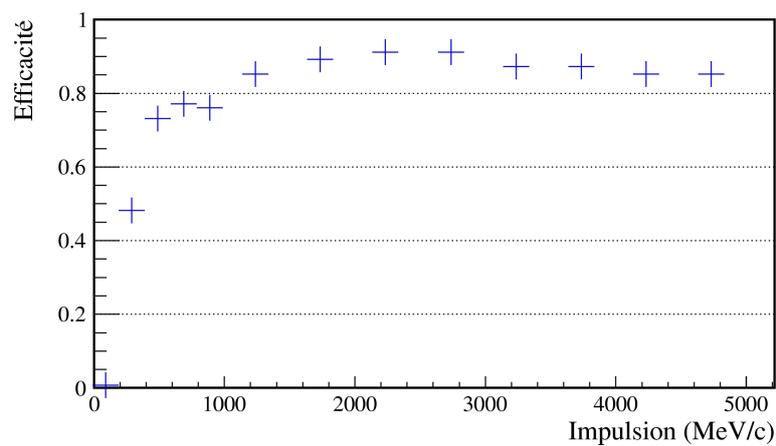


Figure 6.16: Efficacité de sélection des électrons satisfaisant aux critères $|\delta_e| < 2$ et $\text{TrShVal} < 0,2$ en fonction de l'impulsion.

6. ANALYSE DE LA COMPOSANTE ν_e AVEC LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE

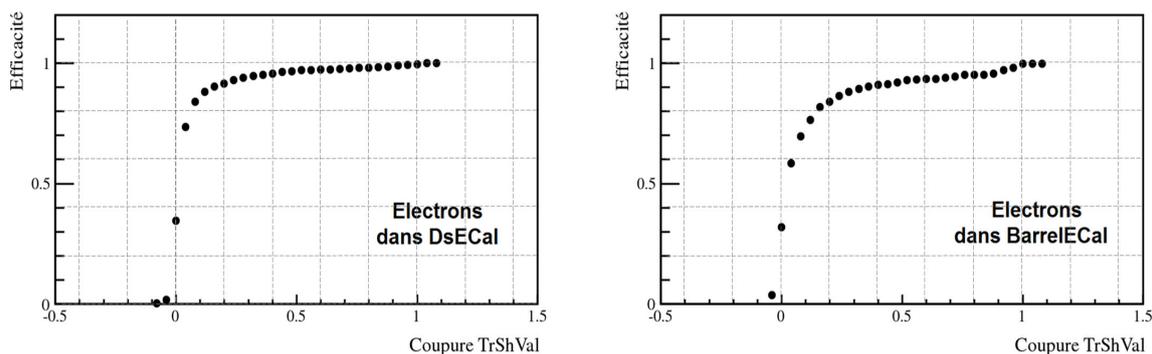


Figure 6.17: Efficacité de sélection en fonction de la valeur de coupure de TrShVal pour les électrons dans le DsEcal (à gauche) et dans le BarreIEcal (à droite).

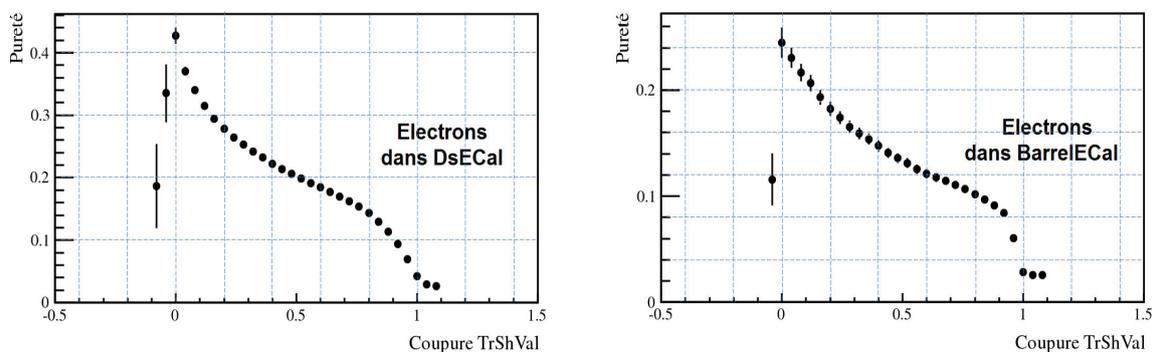


Figure 6.18: Pureté de l'échantillon sélectionné en fonction de la valeur de coupure de TrShVal pour les électrons dans le DsEcal (à gauche) et dans le BarreIEcal (à droite).

Nous combinons donc les informations fournies par les TPC et l'Ecal afin d'optimiser l'identification des candidats électrons. La capacité de discrimination des muons par l'Ecal nous permet d'avoir des coupures plus lâches sur les *pull* dans les TPC. Ainsi :

- Si la trace ne traverse pas l'Ecal ou que son impulsion $p_{\text{TPC}} < 300$ MeV/c, nous sélectionnons les traces compatibles avec un électron telles que $-1 < \delta_e < 2$ et incompatibles avec les hypothèses muon et pion, $|\delta_\mu| > 2,5$ et $|\delta_\pi| > 2$.
- Si la trace traverse l'Ecal et possède une impulsion $p_{\text{TPC}} > 300$ MeV/c, nous sélectionnons les traces compatibles avec un électron telles que $|\delta_e| < 2$ et $\text{TrShVal} < 0,2$.

La figure 6.19 est une représentation de la sélection effectuée par les coupures d'identification sur un échantillon Monte Carlo composé de muons et d'électrons. On observe que la combinaison des coupures permet de discriminer efficacement les deux types de particules et que les coupures choisies minimisent la contamination en muons de notre sélection de candidats.

Pour une trace traversant deux TPC, les critères d'identification utilisant les valeurs des *pulls* pour les diverses hypothèses de type de particule sont appliqués à chaque segment de la trace. On attend néanmoins peu d'électrons avec deux segments TPC car la majorité de ceux-ci vont être absorbés lors du passage dans le FGD séparant les deux TPC. Cette coupure est donc surtout utile pour rejeter les muons identifiés comme des électrons par la première TPC.

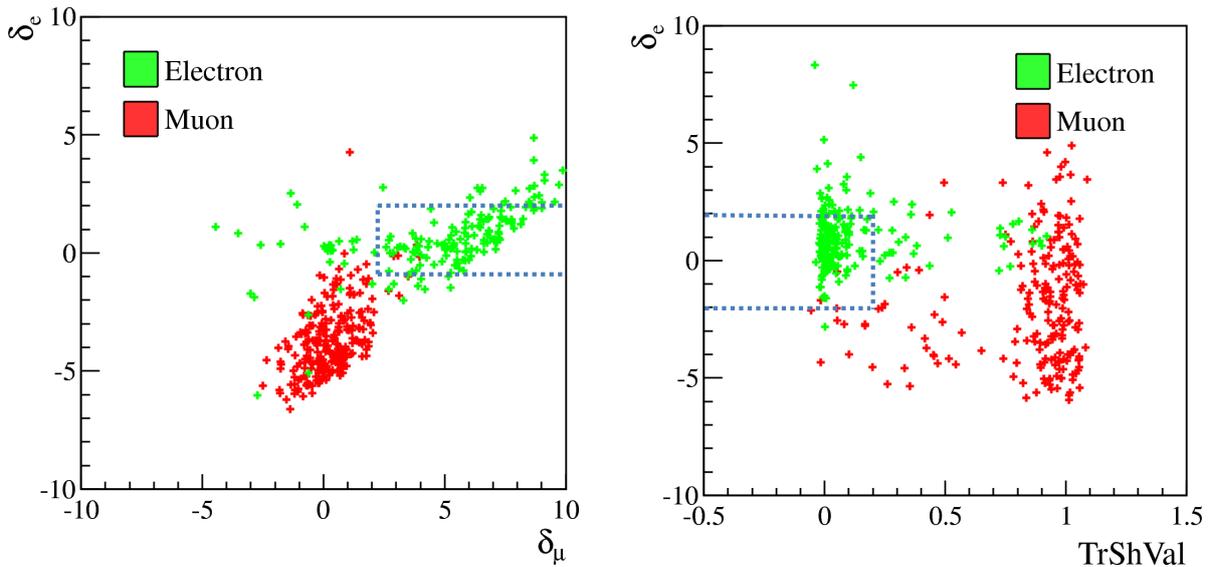


Figure 6.19: A gauche, distribution en deux dimensions des traces sans segment dans l'ECal ou avec $p_{\text{TPC}} < 300$ MeV/c en fonction de δ_μ et δ_e . A droite, distribution en deux dimensions des traces avec segment dans l'ECal et $p_{\text{TPC}} > 300$ MeV/c en fonction de δ_e et TrShVal. Dans les deux figures, les lignes pointillées délimitent la région acceptée par la sélection d'événements.

L'effet de la coupure PID sur la composition de l'échantillon sélectionné peut être observé au tableau 6.3. Les muons représentent plus de 78% de l'échantillon initial, les électrons 7,5%, les pions 7,4% et les protons 4,7%. Après coupure, l'échantillon est composé majoritairement d'électrons (63%) et de positrons (13,8%), indiscernables des électrons pour le PID. L'identification permet une réjection de plus de 99% des muons, qui ne sont plus le bruit de fond principal après cette coupure. En contrepartie d'une réjection aussi efficace des muons, seuls 32% des électrons de l'échantillon initial passent la coupure. Ces électrons, cependant, ne proviennent pas forcément d'interactions ν_e CC. Le tableau 6.4 donne la proportion d'événements provenant des différents saveurs de neutrinos. La coupure montre une efficacité de 40% pour les interactions ν_e tout en rejetant 97,2% des interactions ν_μ , 90% des interactions $\bar{\nu}_\mu$ et 85,7% des interactions $\bar{\nu}_e$.

Particule	Avant PID [%]	Après PID [%]	Efficacité [%]
e^-	$7,5 \pm 1,0$	$63,4 \pm 1,6$	32,1
μ^-	$78,6 \pm 3,5$	$12,3 \pm 0,7$	0,6
e^+	$1,2 \pm <0,1$	$13,8 \pm 0,8$	43,1
μ^+	$0,4 \pm <0,1$	$0,4 \pm 0,1$	4,2
π^\pm	$7,4 \pm 0,1$	$5,9 \pm 0,5$	3,1
p^+	$4,7 \pm <0,1$	$3,7 \pm 0,4$	3,0
Autre (K, n, \dots)	$0,2 \pm <0,1$	$1,4 \pm 0,2$	0,9

Table 6.3: Composition de l'échantillon sélectionné en fonction du type de particule avant et après coupure sur l'identification. La dernière colonne indique l'efficacité de la coupure sur chaque espèce.

6. ANALYSE DE LA COMPOSANTE ν_e AVEC LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE

Neutrino	Avant PID [%]	Après PID [%]	Efficacité (pour CC) [%]
ν_μ	$96,3 \pm 0,4$	$70,6 \pm 1,7$	2,8 (1,9)
ν_e	$2,4 \pm <0,1$	$25,9 \pm 1,0$	40,3 (42,3)
$\bar{\nu}_\mu$	$1,1 \pm <0,1$	$2,8 \pm 0,3$	9,9 (7,3)
$\bar{\nu}_e$	$0,2 \pm <0,1$	$0,7 \pm 0,2$	14,3 (16,7)

Table 6.4: Origine de l'échantillon sélectionné avant et après coupure sur l'identification. La dernière colonne indique l'efficacité de la coupure sur chaque espèce, le nombre entre parenthèses correspond à l'efficacité pour des interactions par courant chargé.

6.3.5 Vêto TPC/P0D

Afin de rejeter une partie du bruit de fond provenant d'événements produits à l'extérieur des FGD, nous ajoutons à nos critères de sélection une coupure sur l'activité en amont du FGD dans lequel la trace est produite. Ainsi, les événements comprenant une trace reconstruite dans la TPC en amont du FGD depuis lequel le candidat est émis sont exclus. La majorité des particules produites lors d'une interaction neutrino dans le FGD étant émises vers l'avant, ce critère ne rejette qu'une fraction, de quelques pourcents, d'événements ν_e . De plus, aucune trace ne doit être reconstruite dans le P0D en coïncidence avec le candidat. Cette coupure est utilisée afin de rejeter des événements dans lesquels une interaction ayant lieu dans le P0D¹ produit un γ qui se convertit par la suite dans un des FGD. La proportion d'événements rejetés par ce critère est plus importante d'environ 3% dans les données que dans la simulation. Ceci provient essentiellement du fait que la puissance du faisceau n'est pas exactement la même dans la réalité et dans la simulation, et ainsi le nombre de coïncidences accidentelles est différent. Ces différences sont corrigées en pondérant les événements Monte Carlo de manière à obtenir un pourcentage de réjection comparable entre données et simulation.

6.3.6 Réjection de paires e^+e^-

Dans le but de rejeter des événements provenant de conversions de γ , nous recherchons la présence de paires e^+e^- reconstruites dans les TPC. Pour chaque candidat électron, nous recherchons un partenaire e^+ avec les caractéristiques de :

- démarrer dans le volume fiduciel du même FGD que le candidat électron,
- être de charge opposée au candidat,
- être compatible avec un électron tel que $|\delta_e| < 3$.

Si un partenaire est identifié, nous calculons la masse invariante associée à une paire e^+e^- avec ces deux traces

$$M_{ee} = [2m_e^2 + 2E_1E_2(1 - p_1p_2 \cos \theta)]^{\frac{1}{2}} \quad (6.4)$$

où les indices 1 et 2 sont associés au candidats électron et positron, p est l'impulsion de la particule, $E = \sqrt{p^2 + m_e^2}$ est son énergie avec m_e la masse de l'électron et θ est l'angle entre les deux traces. Si les deux particules ont bien une origine électromagnétique commune, comme pour la conversion d'un γ , la masse invariante reconstruite doit tendre vers zéro. Le spectre de masse invariante des paires e^+e^-

¹La masse du P0D est 13,3 fois la masse d'un FGD.

sélectionnées est représenté à la figure 6.20 en fonction de la nature du neutrino et en fonction de la particule parent du candidat électron. Environ 84% des candidats pour lesquels un partenaire est trouvé proviennent bien d'un γ . Une coupure à $200 \text{ MeV}/c^2$ permet de rejeter 93% de ces γ en ne perdant que 6,8% d'événements de signal $\nu_e \text{CC}$.

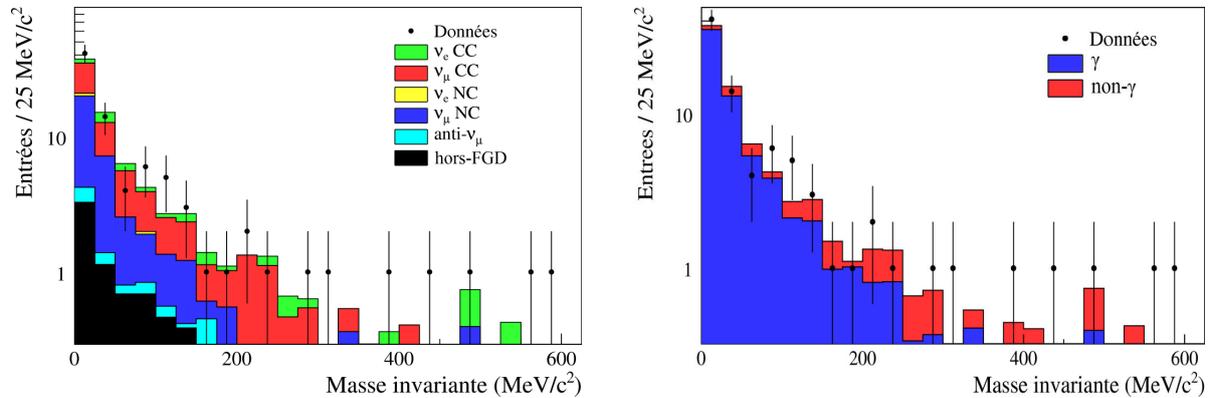


Figure 6.20: Spectre de masse invariante reconstruite en fonction de la nature du neutrino (à gauche) et du parent (à droite).

6.3.7 Coupure d'acceptance vers l'avant

La figure 6.21 représente le spectre en énergie des événements sélectionnés jusqu'à présent. A ce stade de la sélection, l'échantillon est composé à 32,1% de traces associées à une interaction ayant eu lieu hors des FGD, principalement situées à basse énergie. Ces traces proviennent de conversions de γ pour lesquelles un partenaire n'a pu être identifié. Les figures 6.22 et 6.23 montrent la répartition dans le détecteur des vrais vertex d'interaction de ces événements hors-FGD, pour les Runs 1 et 2 respectivement. On observe que les interactions sont réparties dans l'ensemble de la matière contenue dans le détecteur. En effet, des interactions sont visibles dans l'aimant, le POD, la structure entourant le trajectographe et l'ECal.

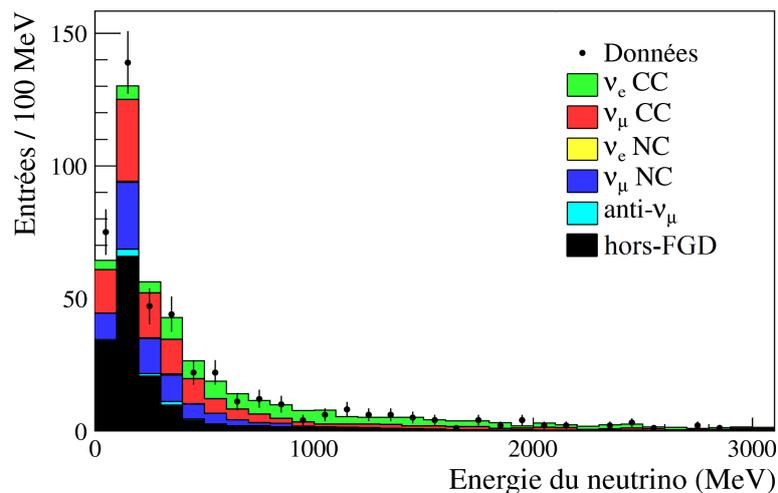


Figure 6.21: Spectre des événements sélectionnés en fonction de l'énergie du neutrino avant la coupure d'acceptance.

6. ANALYSE DE LA COMPOSANTE ν_e AVEC LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE

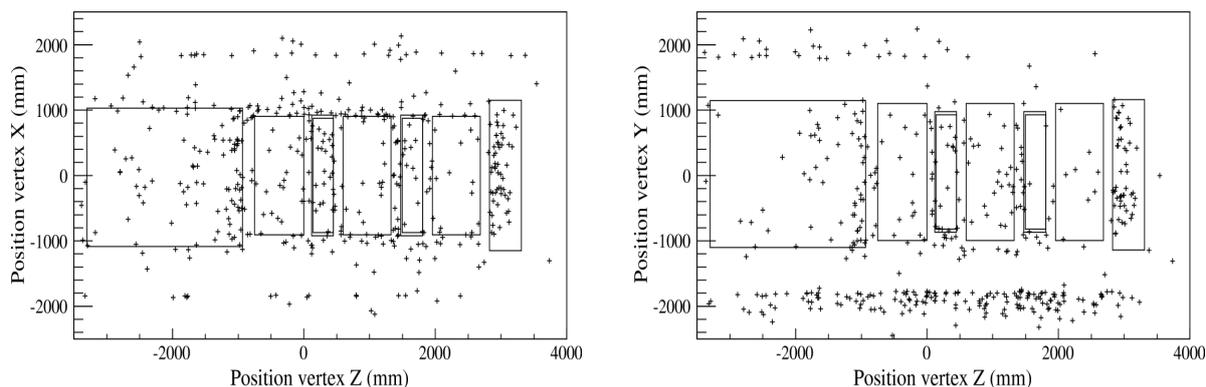


Figure 6.22: Position des vrais vertex correspondant aux interactions hors-FGD pendant le Run 1 dans le plan X-Z (à gauche) et dans le plan Y-Z (à droite). Les positions des sous-détecteurs P0D, FGD+TPC et DsEcal sont représentées par des rectangles.

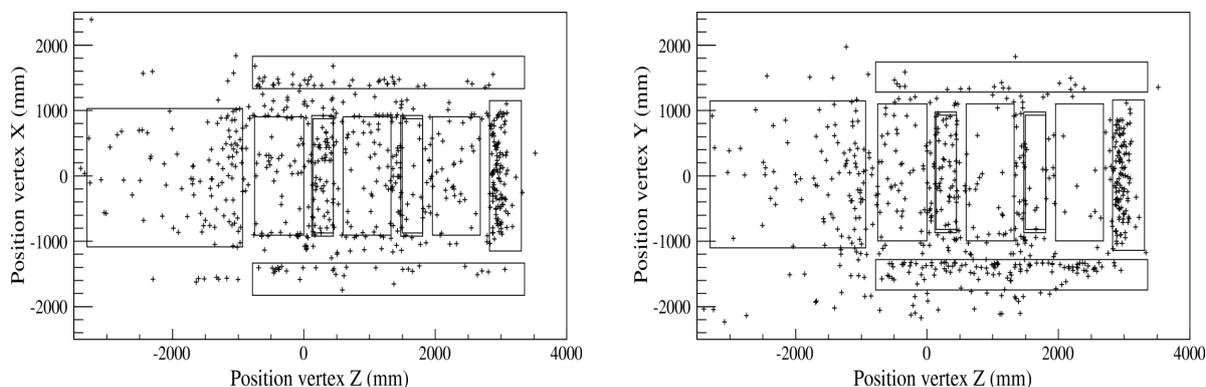


Figure 6.23: Position des vrais vertex correspondant aux interactions hors-FGD pendant le Run 2 dans le plan X-Z (à gauche) et dans le plan Y-Z (à droite). Les positions des sous-détecteurs P0D, FGD+TPC, DsEcal et BarreIEcal (ajouté pour le Run 2) sont représentées par des rectangles.

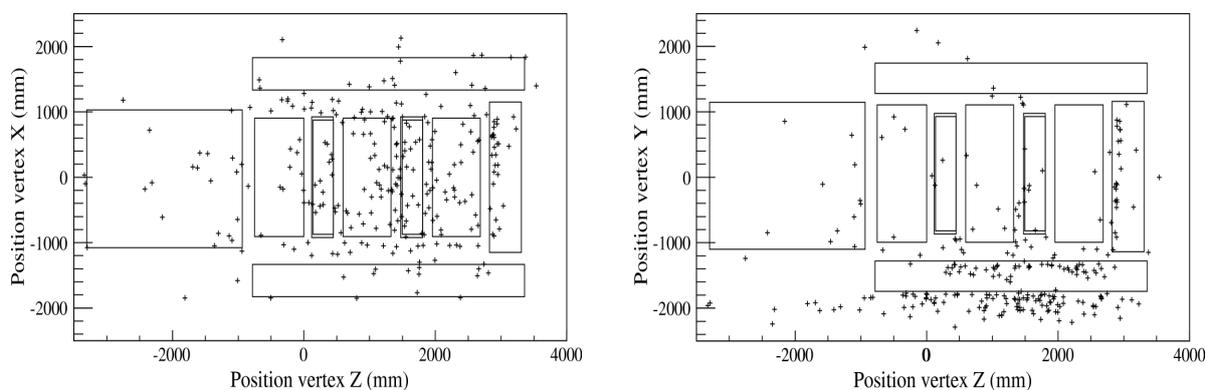


Figure 6.24: Position des vrais vertex correspondant aux positrons de la composante hors-FGD pour les Runs 1 et 2 dans le plan X-Z (à gauche) et dans le plan Y-Z (à droite). Les positions des sous-détecteurs P0D, FGD+TPC, DsEcal et BarreIEcal (ajouté pour le Run 2) sont représentées par des rectangles.

La composition de la composante hors-FGD est détaillée dans le tableau 6.5. L'échantillon est composé de plus de 50% d'électrons et d'une large fraction de positrons, à hauteur de 25%. Cette proportion du nombre de positrons est plus importante qu'attendu, spécialement à basse énergie où la mesure de la charge (donnée par le sens de la courbure de la trace) est efficace.

La figure 6.24 représente la répartition des interactions hors-FGD à l'origine des positrons sélectionnés. On constate que la majorité des positrons proviennent du DsEcal ou de la matière située directement en-dessous du trajectographe (aimant dans le Run 1 et BarreIEcal dans le Run2). La sélection de ces événements s'explique par un défaut de la reconstruction, qui ne permet pas d'identifier sans ambiguïté le sens du parcours de la trace. Ainsi, les positrons émis depuis une interaction dans la matière hors-FGD puis absorbés dans un des volumes fiduciels sont assimilés à des électrons émis depuis les FGD. De plus, la gerbe électromagnétique lors de l'absorption de positrons de basse énergie est peu étendue et ne permet pas de discriminer entre le début et la fin d'une trace. Ceci explique le regroupement de ces traces à basse impulsion.

Particule	e^-	μ^-	e^+	π^\pm	p^+	Autre (K, n, \dots)
Fraction [%]	$53,0 \pm 2,2$	$9,1 \pm 0,9$	$24,8 \pm 1,5$	$6,9 \pm 0,8$	$5,5 \pm 0,7$	$0,7 \pm 0,1$

Table 6.5: Composition de l'échantillon d'événements hors-FGD.

Les positrons venant du DsEcal sont dans la même région d'acceptance que les électrons de signal ν_e CC, émis vers l'avant depuis les FGD, et sont donc impossibles à discriminer. Cependant il est possible de se débarrasser d'une partie des positrons venant des interactions dans la matière sous le détecteur. Nous définissons ainsi une coupure rejetant les candidats dont la trajectoire reconstruite, à partir de l'impulsion et de la position du début de la trace, n'intercepte pas le plan X-Y défini par la face avant du DsEcal. Ceci comprend les particules de charge négative entrant par le bas du trajectographe, les traces de charge positive entrant par le haut du trajectographe, mais également certains événements de basse impulsion. En effet, on peut calculer à partir de la relation 4.12, reliant le rayon de courbure d'une particule dans un champ magnétique à son impulsion transverse, que la trajectoire d'une particule émise horizontalement depuis le FGD1 (FGD2) d'impulsion transverse inférieure à 150 (60) MeV/c n'intercepte pas le plan du DsEcal. La figure 6.25 représente la position en X et en Y de l'intersection entre les trajectoires extrapolées des candidats et le plan défini par la face d'entrée du DsEcal. Les traces représentées ici interceptent bien le plan et sont donc acceptées dans la sélection des événements. On voit que les distributions spatiales obtenues avec les données sont en très bon accord avec le Monte Carlo. Notons en particulier l'asymétrie de la distribution en Y provenant de la courbure des traces négatives qui sont dirigées préférentiellement vers le bas du détecteur.

Le tableau 6.6 donne le nombre de candidats sélectionnés avant et après cette coupure d'acceptance. Près de 60% des interactions hors-FGD sont rejetés par ce critère. Environ 24% du bruit de fond ν_μ CC, 32% du bruit de NC et 38% de bruit d'interactions d'antineutrinos sont également éliminés. La fraction de signal ν_e CC rejetée est quant à elle de seulement 9,6%. Cette coupure d'acceptance vers l'avant permet donc de réduire significativement la proportion de candidats d'origine hors-FGD, majoritairement situés à basse impulsion, tout en gardant une efficacité élevée pour les événements de signal ν_e CC.

6.3.8 Description de l'échantillon sélectionné

Le tableau 6.7 résume l'effet de chaque critère de sélection sur la composition des échantillons de données et de Monte Carlo. On observe un très bon accord dans le nombre d'événements sélectionnés pour

6. ANALYSE DE LA COMPOSANTE ν_e AVEC LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE

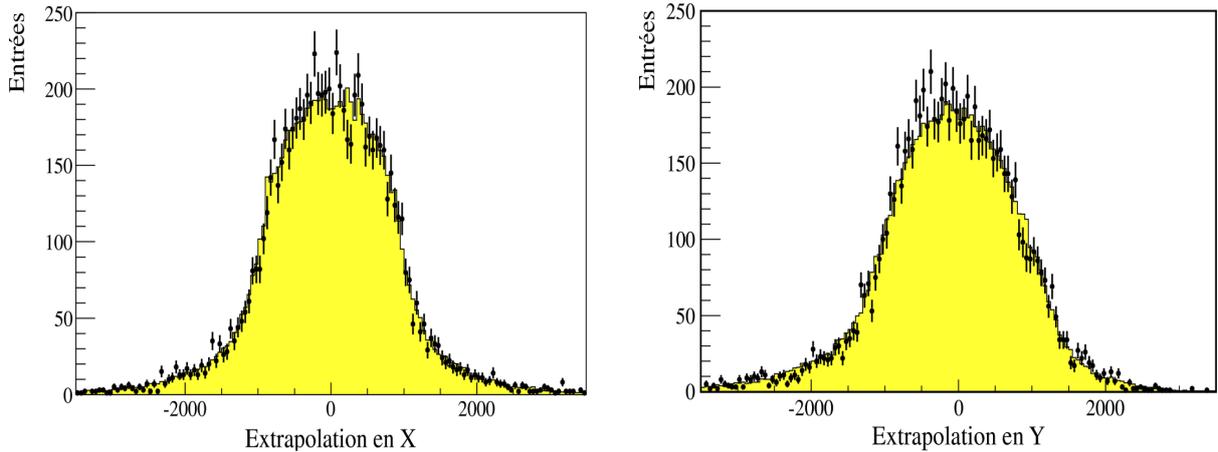


Figure 6.25: Position en X (à gauche) et en Y (à droite) du point d'intersection entre la trajectoire des traces et le plan défini par l'ECal.

	ν_e CC	ν_μ CC	NC	$\bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_e$	Hors-FGD
Avant coupure d'acceptance	101,5	135,8	84,7	10,1	157,7
Après coupure d'acceptance	91,8	103,3	57,0	6,3	67,7
Efficacité	90,4%	76,1%	67,3%	62,4%	42,9%

Table 6.6: Efficacité de la coupure hors-FGD en fonction du type d'interaction.

chacune des étapes de sélection. Au final, $322 \pm 17,9$ événements sont retenus dans les données, et $326,1 \pm 5,5$ dans le Monte Carlo. D'après l'étude du MC, l'échantillon sélectionné est composé à 28,2% d'événements de signal ν_e CC, alors que ces événements ne représentaient que 2% au niveau du premier critère de sélection. Le bruit de fond représente 71,8% et provient principalement d'interactions ν_μ CC (31,7%), d'interactions par courant neutre (17,5%), d'interactions hors-FGD (20,8%) et d'interactions d'antineutrinos. La distribution des événements de l'échantillon final en fonction de l'énergie du neutrino, reconstruite selon l'hypothèse CCQE, est représentée à la figure 6.26. On voit un bon accord entre données et simulation sur la forme de ce spectre. La majorité du bruit de fond est présent à basse énergie. Ceci peut également être observé à la figure 6.27, qui montre la pureté en signal ν_e CC de l'échantillon en fonction de l'énergie du neutrino, ainsi que l'efficacité de sélection. La pureté est définie comme la fraction de signal composant l'échantillon dans chaque intervalle. On note qu'à basse énergie, l'échantillon est largement dominé par le bruit de fond (ν_μ et hors-FGD) tandis qu'au dessus du GeV le signal domine à hauteur de 60%. L'efficacité est de l'ordre de 20% pour la partie du spectre inférieure au GeV, atteint 40% pour une énergie de 1 GeV puis est en moyenne de 35% sur le reste du spectre jusqu'à 10 GeV. L'efficacité est définie ici comme la fraction d'événements de signal ν_e CC présents dans l'échantillon final divisé par le nombre d'événements ν_e CC ayant eu lieu dans le volume fiduciel des FGD. L'efficacité globale de sélection est ainsi

$$\epsilon(\nu_e CC) = \frac{\text{Nombre d'événements } \nu_e CC \text{ sélectionnés}}{\text{Nombre total d'événements } \nu_e CC \text{ dans le volume fiduciel}} = (32,5 \pm 0,3)\%, \quad (6.5)$$

où l'incertitude indiquée est d'origine statistique uniquement.

Coupure	Données	MC	ν_e CC	ν_μ CC	NC	$\bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_e$	Hors-FGD
(1)	16477	$15608,2 \pm 45,5$	374,5	10311,5	1084,7	240,3	3597,1
(2)	12177	$12759,2 \pm 38,6$	279,3	9118,0	807,3	157,8	2396,7
(3)	1217	$1202,3 \pm 11,6$	162,1	475,7	209,2	31,9	323,5
(4)	619	$614,4 \pm 7,8$	115,9	189,0	121,3	13,4	174,8
(5)	543	$555,6 \pm 7,3$	107,2	162,2	109,4	12,5	164,3
(6)	478	$489,8 \pm 6,9$	101,5	135,8	84,7	10,1	157,7
(7)	322	$326,1 \pm 5,5$	91,8	103,3	57,0	6,3	67,7

Table 6.7: Réduction des événements en fonction des critères de sélection pour les données et le Monte-Carlo normalisé. Les critères sont numérotés comme suit : (1) Trace négative la plus énergétique dans le FV, (2) Minimum de 36 amas par trace et $p_{\text{TPC}} > 50$ MeV/c, (3) Identification en tant qu'électron, (4) Vêto TPC, (5) Vêto POD, (6) Réjection de paires e^+e^- , (7) Coupure d'acceptance vers l'avant.

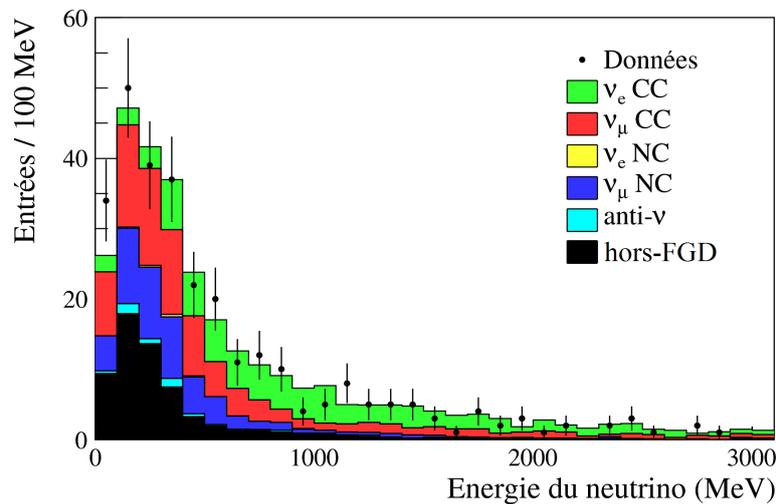


Figure 6.26: Spectre des événements sélectionnés en fonction de leur origine.

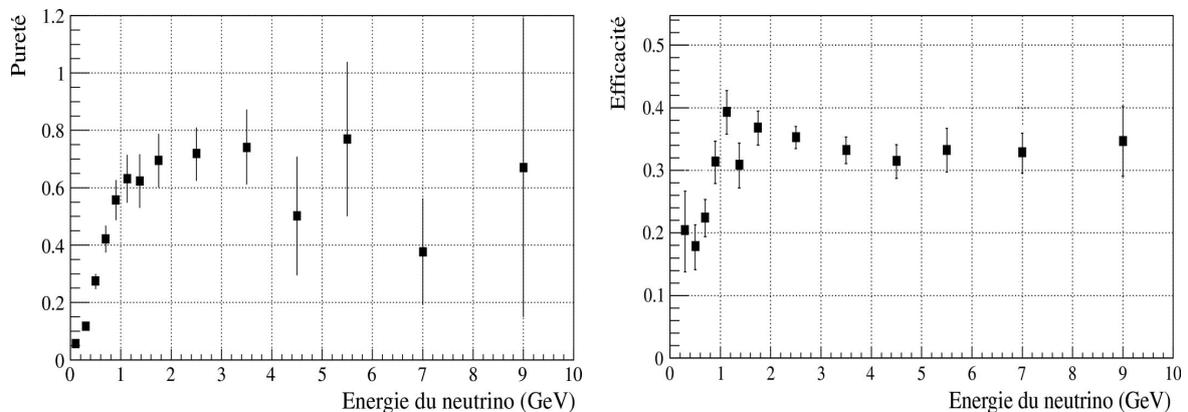


Figure 6.27: Pureté (à gauche) et efficacité (à droite) de l'échantillon en ν_e CC en fonction de l'énergie reconstruite du neutrino.

6. ANALYSE DE LA COMPOSANTE ν_e AVEC LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE

Le contenu par type de particule de l'échantillon est donné au tableau 6.8. Le critère utilisé pour l'identification des électrons permet d'obtenir un échantillon final avec une pureté d'environ 80% (73,0% d'électrons et 7,4% de positrons). Ces électrons proviennent cependant dans plus de 60% des cas de conversions de γ et seulement pour 40% d'interactions ν_e CC. Le reste de l'échantillon est composé en proportions égales de muons et d'autres particules. Le type de réaction à l'origine de l'événement sélectionné est donné au tableau 6.9. On voit que l'échantillon des neutrinos interagissant dans le FGD provient pour 75% d'interactions par courant chargé et pour 25% par courant neutre. Parmi les interactions CC, seules 20% sont des CCQE, 50% produisent un ou plusieurs pions et 30% sont des réactions profondément inélastiques (DIS). La fraction de CCQE dans l'échantillon final étant relativement faible, notons ici que le spectre en énergie obtenu avec l'approximation CCQE diffère significativement du spectre de l'énergie vraie des neutrinos. Enfin les figures 6.28 et 6.29 représentent respectivement l'énergie en fonction du mode d'interaction du neutrino et la distribution en cosinus de l'angle de la trace sélectionnée par rapport à la direction du faisceau. On remarque que les particules de l'échantillon sélectionné sont principalement émises vers l'avant quel que soit le type de réaction. Ceci explique pourquoi la coupure d'acceptance vers l'avant s'avère être efficace pour la réjection des interactions de type hors FGD mais ne puisse en revanche mieux discriminer les événements de bruit de fond provenant de la conversion de photons.

Type de particule	Nombre d'événements (fraction)
e^-	$241,0 \pm 4,6$ (73,9%)
μ^-	$31,4 \pm 1,6$ (9,6%)
e^+	$24,2 \pm 1,5$ (7,4%)
π^\pm	$20,5 \pm 1,4$ (6,3%)
μ^+	$1,5 \pm 0,3$ (0,5%)
Autre	$7,5 \pm 0,9$ (2,3%)

Table 6.8: Composition de l'échantillon en fonction du type de particule.

Type d'interaction	Nombre d'événements (fraction globale)
CCQE	$38,6 \pm 1,8$ (11,8%)
CC 1π	$64,0 \pm 2,2$ (19,6%)
CC muti- π	$33,1 \pm 1,6$ (10,2%)
CC DIS.	$59,3 \pm 2,1$ (18,2%)
NC	$57,0 \pm 2,0$ (17,5%)
Anti- ν	$6,4 \pm 0,7$ (1,9%)
hors-FGD	$67,7 \pm 2,3$ (20,8%)

Table 6.9: Composition de l'échantillon en fonction du type d'interaction.

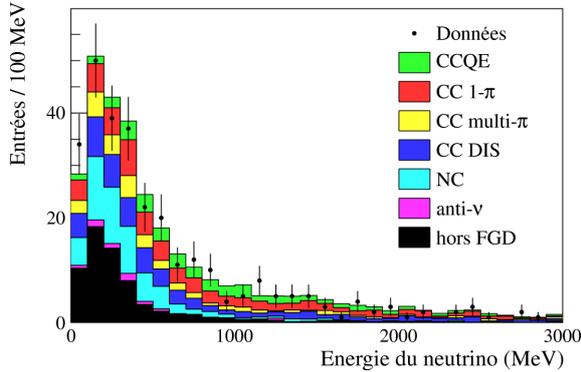


Figure 6.28: Spectre des événements sélectionnés décomposé en fonction du mode d'interaction.

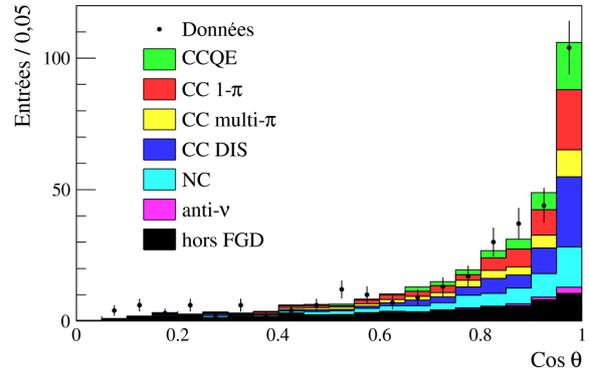


Figure 6.29: Distribution en $\cos \theta$ en fonction du mode d'interaction.

6.4 Ajustement de la composante ν_e

A partir de la sélection d'événements décrite à la section 6.3, nous estimons le nombre d'interactions ν_e CC dans l'échantillon de données. Les distributions en impulsion du candidat électron ou en énergie reconstruite du neutrino, bien que dominées par le bruit de fond, sont en très bon accord avec la simulation. Le comptage de la composante ν_e CC provenant de la simulation Monte Carlo nous donne une estimation de $91,8 \pm 2,9_{stat}$ interactions. Afin de déterminer la composante d'interactions ν_e CC à partir des spectres mesurés, nous allons effectuer un ajustement, par maximum de vraisemblance, des contributions du signal et du bruit de fond estimées par Monte Carlo. Durant cette procédure d'ajustement, les proportions des composantes de signal et de bruit de fond sont autorisées à varier.

La figure 6.30 représente le spectre des candidats sélectionnés dans la section 6.3 en fonction de leur impulsion reconstruite dans les TPC uniquement. En effet, nous allons procéder à l'ajustement sur cette variable qui possède une meilleure résolution que l'impulsion de la trace globale et, à fortiori, que l'énergie reconstruite du neutrino. Le spectre est discrétisé de manière non uniforme de façon à obtenir un nombre d'événements du même ordre de grandeur dans chaque intervalle en impulsion. Ainsi le spectre est discrétisé par pas de 10 MeV/c entre 0 et 100 MeV/c, par pas de 50 MeV/c entre 100 et 500 MeV/c, par pas de 100 MeV/c entre 500 et 1000 MeV/c, par pas de 200 MeV/c entre 1000 et 2000 MeV/c, puis par deux pas de 500 MeV/c entre 2000 et 3000 MeV/c, un pas de 2000 MeV/c entre 3000 et 5000 MeV/c et enfin un dernier pas de 5000 MeV/c entre 5000 et 10000 MeV/c. Le nombre d'événements observés par intervalle en impulsion est ainsi compris entre 0 et 30 événements. Les différents intervalles fournissent alors des informations de poids statistiques comparables lors de l'ajustement.

6.4.1 Estimation de la composante de muons identifiés comme électrons

Avant d'effectuer l'ajustement des composantes de signal et de bruit de fond, il est important de considérer la fraction de muons, identifiés comme électrons, qui entre dans l'échantillon. Pour cette analyse, nous estimons la probabilité de mauvaise identification des muons en fonction de leur impulsion à partir du Monte Carlo. Pour cela, nous sélectionnons premièrement un échantillon pur de muons. Les traces composant cet échantillon doivent traverser les 3 TPC, être de charge négative, démarrer en aval du trajectographe et être compatible avec un muon dans la TPC1 tel que $|\delta_\mu| < 2,5$ et $|\delta_e| > 2$. Les muons constituant cet échantillon de contrôle sont principalement des muons provenant de la roche autour du ND280, et entrant dans le détecteur parallèlement à l'axe du faisceau. La figure 6.31 représente la dis-

6. ANALYSE DE LA COMPOSANTE ν_e AVEC LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE

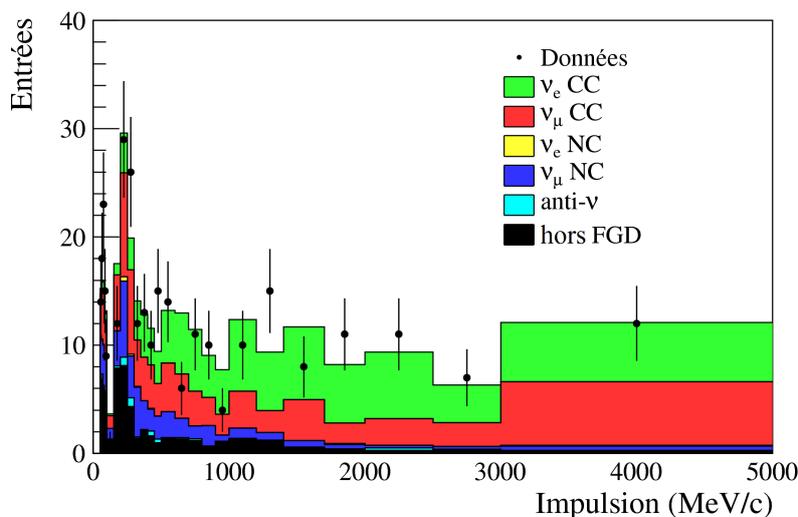


Figure 6.30: Spectre en impulsion des candidats sélectionnés en fonction de leur origine.

tribution des *pulls* de type électron, mesurés dans les TPC2 et TPC3, et la distribution de la variable TrShVal, en fonction de l'impulsion du muon. Comme on peut le voir sur ces figures, certains muons satisfont les critères de sélection des candidats électrons (section 6.3.4). La probabilité d'identifier un muon comme un électron est alors donnée par le nombre de muons passant le critère de sélection sur l'identification de la particule dans chaque intervalle en impulsion. Le nombre total de muons mal-identifiés dans l'analyse peut être obtenu comme le produit de la probabilité de mauvaise identification avec le spectre obtenu pour une sélection de muons reconstruits dans les TPC. L'accord entre les données et le Monte-Carlo étant satisfaisant (voir figure 6.32 issue de la note interne [120]), la contribution des muons mal-identifiés dans la sélection ν_e sera fixée par le nombre donné dans la simulation, à savoir $31,8 \pm 1,7$ candidats. Le spectre en impulsion des muons mal-identifiés composant l'échantillon que nous avons sélectionné est représenté à la figure 6.33. La présence de muons est surtout importante à basse impulsion où les courbes de dE/dx de muons et électrons se croisent, mais n'est pas négligeable sur le reste du spectre.

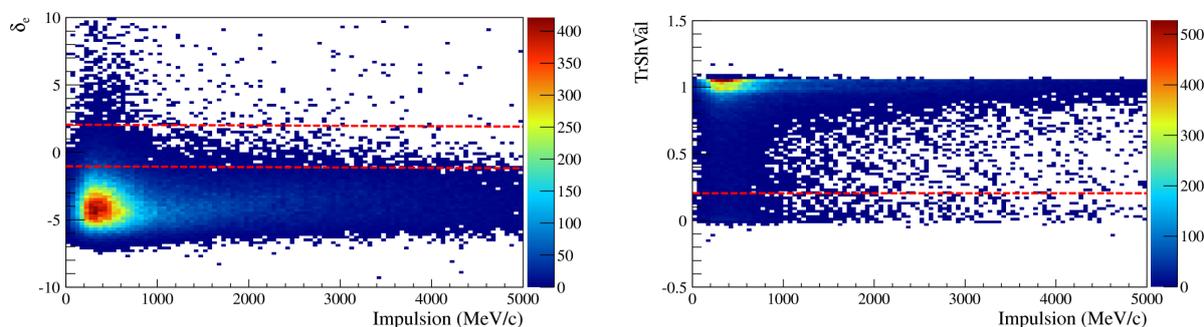


Figure 6.31: A gauche, distribution du *pull* dans l'hypothèse électron en fonction de l'impulsion pour l'échantillon de muons. A droite, distribution de la variable TrShVal en fonction de l'impulsion pour l'échantillon de muons. Les lignes pointillées délimitent les zones compatibles avec des électrons.

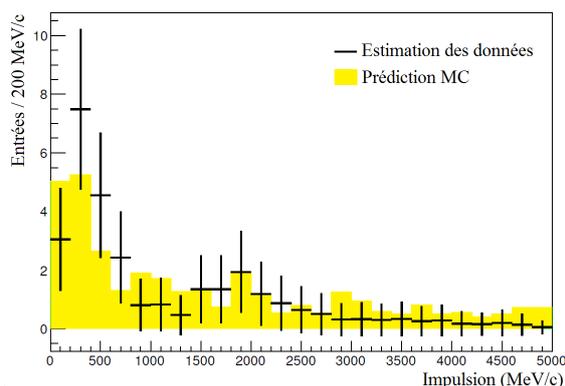


Figure 6.32: Comparaison du spectre en impulsion des muons mal-identifiés prédit par Monte Carlo puis estimé avec des données de muons de la roche.

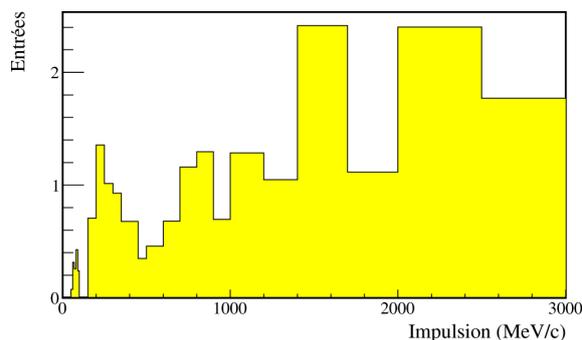


Figure 6.33: Spectre en impulsion des muons mal-identifiés entre 0 et 3 GeV/c.

6.4.2 Contrainte par l'analyse "positive"

Dans le but d'ajouter une contrainte supplémentaire lors de l'ajustement des différentes composantes Monte Carlo de notre sélection d'événements, nous utilisons les informations données par un échantillon de contrôle reproduisant le comportement du bruit de fond provenant de conversions de photons. Cet échantillon de contrôle est obtenu par une sélection similaire à la sélection de ν_e , mais en sélectionnant des leptons de charge positive. L'objectif de cette analyse, dite "positive", est de sélectionner les positrons provenant de la conversion de γ , de la même manière que les électrons issus de conversions de γ passent les critères de sélection pour la recherche des interactions ν_e . En effet, on peut négliger le nombre d'interactions $\bar{\nu}_e$ pouvant produire des positrons par courant chargé et considérer avec une excellente approximation que l'ensemble des positrons ainsi sélectionnés constituent une mesure du bruit de fond associé aux conversions de photons. Nous obtenons ainsi un échantillon au comportement symétrique à l'échantillon des électrons candidats provenant de γ . Cette analyse "positive" fournit une contrainte supplémentaire sur la forme du bruit de fond.

La figure 6.34 représente le spectre en impulsion des traces sélectionnées par l'analyse "positive". On constate qu'un grand nombre de protons est sélectionné, en particulier aux impulsions proches de 1 GeV/c où les courbes de dE/dx des électrons et des protons se croisent. Les protons n'ont pas d'équivalent dans l'analyse "négative" et ne doivent donc pas être pris en compte pour contraindre le bruit de fond présent dans la sélection de candidats ν_e CC. On se limite ainsi à utiliser le spectre des traces de charge positive pour des impulsions inférieures à 500 MeV/c, où la contamination des protons est largement réduite (voir tableau 6.10), et où les distributions d'impulsion provenant des analyses "négative" et "positive" peuvent être confrontées.

La comparaison des spectres, pour les impulsions inférieures à 500 MeV/c, est montrée à la figure 6.35. On observe que les distributions des deux analyses sont en très bon accord, à la fois pour le Monte Carlo et pour les données, à l'exception de l'intervalle en impulsion entre 250 MeV/c et 300 MeV/c où peu d'événements avec traces de charge positive sont sélectionnés. Le nombre d'événements sélectionnés par l'analyse "négative" est toutefois globalement supérieur à celui donné par l'analyse "positive". Cet excès provient principalement des interactions ν_e CC présentes presque exclusivement dans l'analyse "négative".

6. ANALYSE DE LA COMPOSANTE ν_e AVEC LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE

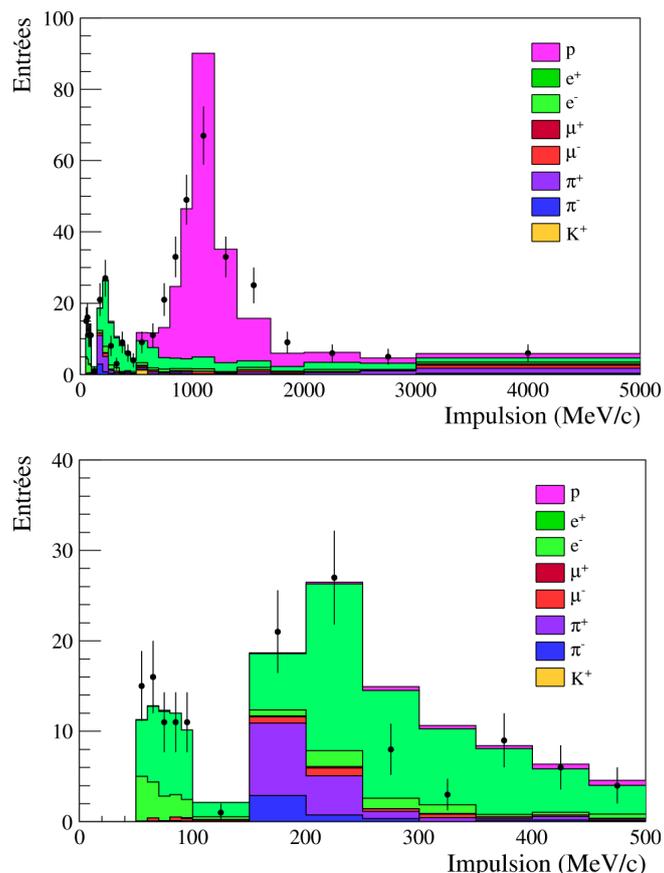


Figure 6.34: Spectre en impulsion des traces sélectionnées par l'analyse "positive" en fonction du type de particule, pour tout le spectre (en haut) et pour les impulsions inférieures à 500 MeV/c (en bas).

	$\forall p$	$p < 500 \text{ MeV/c}$
p	$218,5 \pm 4,4$	$2,7 \pm 0,5$
e^+	$135,8 \pm 3,4$	$100,0 \pm 2,9$
e^-	$27,5 \pm 1,5$	$21,1 \pm 1,3$
μ^+	$1,7 \pm 0,4$	$0,5 \pm 0,2$
μ^-	$10,1 \pm 0,9$	$3,5 \pm 0,6$
π^\pm	$27,1 \pm 1,5$	$19,0 \pm 1,2$
Autre	$2,0 \pm 0,4$	$0,3 \pm 0,1$

Table 6.10: Composition de l'échantillon de l'analyse "positive" pour tout le spectre et pour $p < 500 \text{ MeV/c}$.

6.4.3 Méthode d'ajustement

Pour l'ajustement du Monte Carlo aux données, nous utilisons les spectres de l'échantillon obtenu par l'analyse "négative" (figure 6.30), et de l'échantillon de contrôle obtenu par l'analyse "positive" (figure 6.34). L'échantillon avec traces de charge négative obtenu par Monte Carlo est divisé en quatre composantes : une composante de signal $\nu_e \text{CC}$, une composante de muons mal identifiés, une composante de

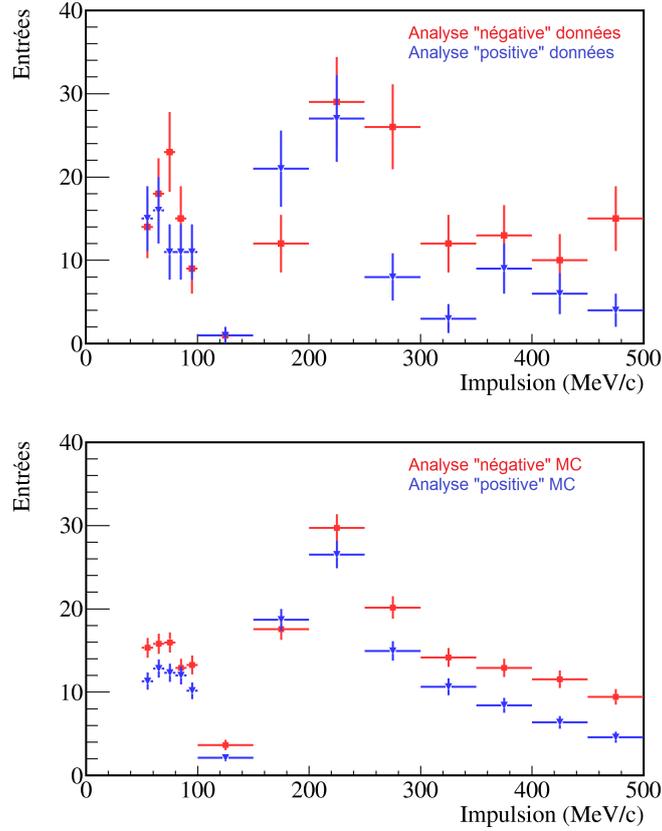


Figure 6.35: Comparaison des spectres obtenus avec les analyses "négative" et "positive", pour les données (en haut) et pour la simulation (en bas).

bruit de fond provenant de conversions de γ et une dernière pour les autres types de bruit de fond (pions, protons). Ces composantes sont visibles à la figure 6.36. Comme vu précédemment, le bruit de fond représente plus de 71% de l'échantillon final et est situé principalement à basse impulsion. L'échantillon "positif" obtenu par Monte Carlo est divisé en une composante de bruit γ , de bruit non- γ (et autres que muons) et une composante de muons mal identifiés, représentées à la figure 6.37. Cet échantillon contient très peu d'événements de signal ν_e CC et seule la partie du spectre d'impulsion inférieure à 500 MeV/c est utilisée dans l'ajustement.

On décompose ainsi les spectres "négatifs" et "positifs" simulés en fonction des différentes composantes pour chaque intervalle en impulsion. Le nombre d'événements dans chaque intervalle i du spectre de l'échantillon "négatif" est ainsi égal à

$$N_i^-, \text{MC} = f_{\nu_e} \cdot n_{\nu_e}^-(i) + f_{\gamma} \cdot n_{\gamma}^-(i) + f_{n-\gamma} \cdot n_{n-\gamma}^-(i) + f_{\mu} \cdot n_{\mu}^-(i), \quad (6.6)$$

et, dans le cas de l'échantillon "positif", égal à

$$N_i^+, \text{MC} = f_{\gamma} \cdot n_{\gamma}^+(i) + f_{n-\gamma} \cdot n_{n-\gamma}^+(i) + f_{\mu} \cdot n_{\mu}^+(i). \quad (6.7)$$

Les $n_{\nu_e}^{\pm}(i)$, $n_{\gamma}^{\pm}(i)$, $n_{n-\gamma}^{\pm}(i)$ et $n_{\mu}^{\pm}(i)$ sont respectivement identifiés aux nombres d'événements des composantes signal, bruit de fond de conversion de γ , bruit non- γ et muons mal-identifiés, dans chaque intervalle en impulsion. Les termes f_{α} sont des facteurs de pondération que l'on fait varier dans l'ajustement pour améliorer l'accord entre les données et le Monte Carlo. Comme on s'attend à un comportement

6. ANALYSE DE LA COMPOSANTE ν_e AVEC LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE

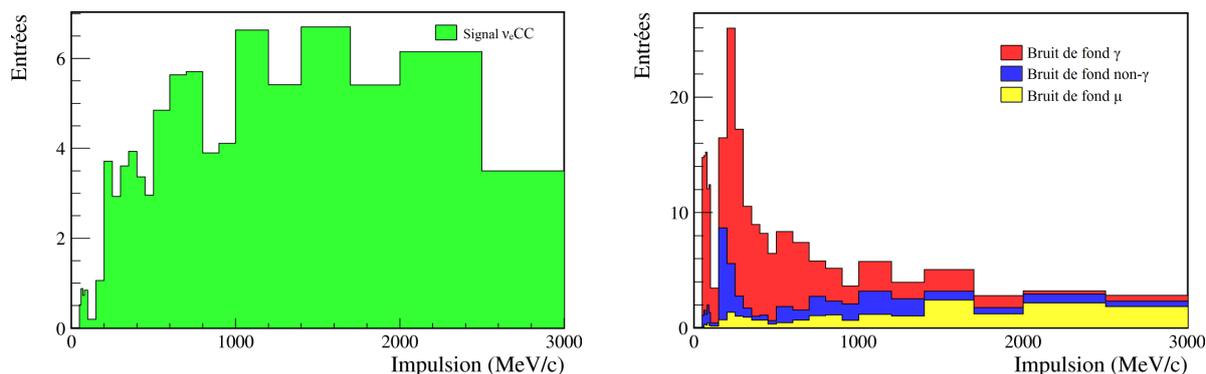


Figure 6.36: Spectre en impulsion des composantes signal (à gauche) et bruit de fond (à droite) entre 0 et 3 GeV/c pour la sélection "négative".

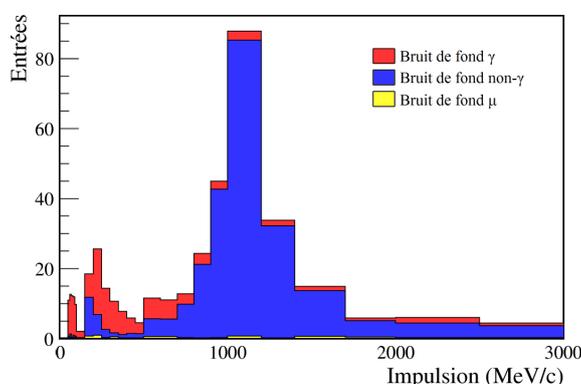


Figure 6.37: Spectre en impulsion des composantes de bruit de fond entre 0 et 3 GeV/c pour la sélection "positive".

similaire du bruit de fond γ entre les deux échantillons, le facteur f_γ est identique pour les composantes "négative" et "positive". Les composantes de muons mal-identifiés et de bruit non- γ sont données par l'estimation provenant du Monte-Carlo. Les facteurs de pondération f_μ et $f_{n-\gamma}$ sont donc fixés à 1.

L'ajustement des composantes consiste à minimiser la fonction

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^- + \mathcal{L}^+ \quad (6.8)$$

où \mathcal{L}^- et \mathcal{L}^+ sont les fonctions de vraisemblance, pour les échantillons "négatif" et "positif" respectivement, définies par

$$\mathcal{L}^- = -2 \sum_{i=1}^{32} \left[N_i^{-,obs} \ln \left(\frac{N_i^{-,obs}}{N_i^{-,MC}} \right) - N_i^{-,obs} + N_i^{-,MC} \right] \quad (6.9)$$

et

$$\mathcal{L}^+ = -2 \sum_{i=1}^{13} \left[N_i^{+,obs} \ln \left(\frac{N_i^{+,obs}}{N_i^{+,MC}} \right) - N_i^{+,obs} + N_i^{+,MC} \right] \quad (6.10)$$

où $N_i^{\pm,obs}$ est le nombre d'événements sélectionnés dans l'intervalle i contenu dans le spectre obtenu à partir des données. Ces fonctions sont équivalentes à un simple χ^2 lorsque le nombre d'événements est

important. L'ajustement est effectué sur l'ensemble des 32 intervalles en impulsion pour l'échantillon "négatif", couvrant le spectre de 0 à 10 GeV/c, tandis que l'ajustement sur l'échantillon "positif" n'inclut que les 13 premiers intervalles, jusqu'à 500 MeV/c. Nous utilisons un algorithme d'ajustement basé sur la routine de minimisation Minuit [121]. Le résultat de la procédure d'ajustement est indiqué au tableau 6.11, pour la valeur des facteurs f_α et du nombre d'événements obtenus pour chaque composante. La fraction de signal est très légèrement augmentée d'environ 2% par rapport à l'estimation du MC, $f_{\nu_e} = 1,018 \pm 0,173$. La fraction de bruit de fond est quant à elle diminuée de 3%. L'accord entre données et MC étant excellent avant l'ajustement, les facteurs de pondération ne diffèrent pas beaucoup de 1. Les erreurs associées à ces nombres proviennent de la matrice d'erreur retournée par la routine MINUIT. Vu le faible nombre d'événements de signal, l'incertitude statistique sur les paramètres d'ajustement est de l'ordre de 20%. Les figures 6.38, 6.39 et 6.40 montrent respectivement les spectres d'impulsion avant et après ajustement pour l'échantillon "négatif", pour l'échantillon "négatif" pour les impulsions inférieures à 500 MeV/c et pour l'échantillon "positif".

	f_α	$N_\alpha = \sum_i f_\alpha \cdot n_i^\alpha$
Signal ν_e	$1,018 \pm 0,173$	$93,4 \pm 15,8$
Bruit de fond γ	$0,972 \pm 0,074$	$161,5 \pm 12,3$
Bruit de fond non- γ (fixé)	1,0	36,4
Muons (fixé)	1,0	31,8

Table 6.11: Valeur ajustée du nombre d'événements de signal et de bruit de fond. Le résultat est donné sous la forme du rapport données/MC, et du nombre total d'événements.

6.4.4 Stabilité de l'ajustement

Nous pouvons tester la fiabilité de la détermination du nombre d'événements de signal ν_e CC obtenu après ajustement en observant le comportement du résultat sous diverses conditions, afin de vérifier que la procédure ne souffre pas de biais. On testera en particulier l'effet des fluctuations statistiques ainsi que celui des coupures que nous avons effectuées lors de la sélection des événements.

Effet statistique

Nous testons la stabilité de l'ajustement face aux effets statistiques en construisant des expériences TOY¹. Dans ces expériences, les spectres des composantes de signal et de bruit sont considérés comme des fonctions de densité de probabilité. A partir de la forme de ces fonctions, nous tirons un nombre aléatoire d'événements suivant une loi de Poisson autour d'un nombre moyen d'événements défini. Nous observons ensuite avec quelle précision l'ajustement retrouve les nombres d'événements introduits dans chaque composante. Le nombre de muons mal identifiés est maintenu fixe. La figure 6.41 représente la distribution des N_{ν_e} et N_γ obtenus par ajustement pour 1000 expériences TOY construites avec les valeurs moyennes $N_{\nu_e} = 93$ et $N_\gamma = 161$ (valeurs obtenues par l'ajustement sur les données). Chacune de ces deux distributions est ajustée par une gaussienne dont la moyenne et l'écart type sont mesurés et inscrits au tableau 6.12. La moyenne du nombre N_{ν_e} est de $92,9 \pm 0,5$, valeur proche des 93 événements moyens introduits. L'écart type de la distribution est également en accord avec l'incertitude estimée par l'algorithme d'ajustement sur les données. Ceci confirme que notre procédure d'ajustement ne présente

¹Expériences simples de simulation, appelées "jouets".

6. ANALYSE DE LA COMPOSANTE ν_e AVEC LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE

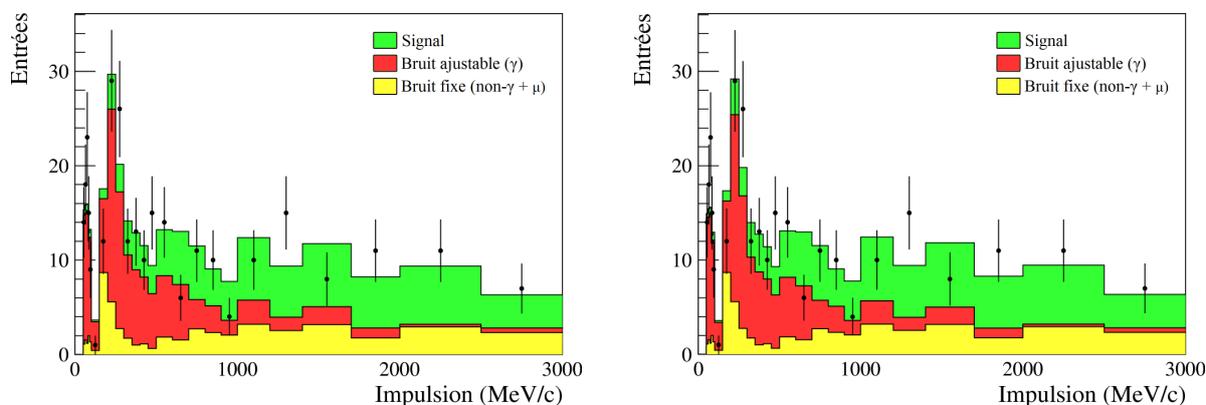


Figure 6.38: Comparaison données-MC avant (à gauche) et après (à droite) ajustement pour l'échantillon "négatif".

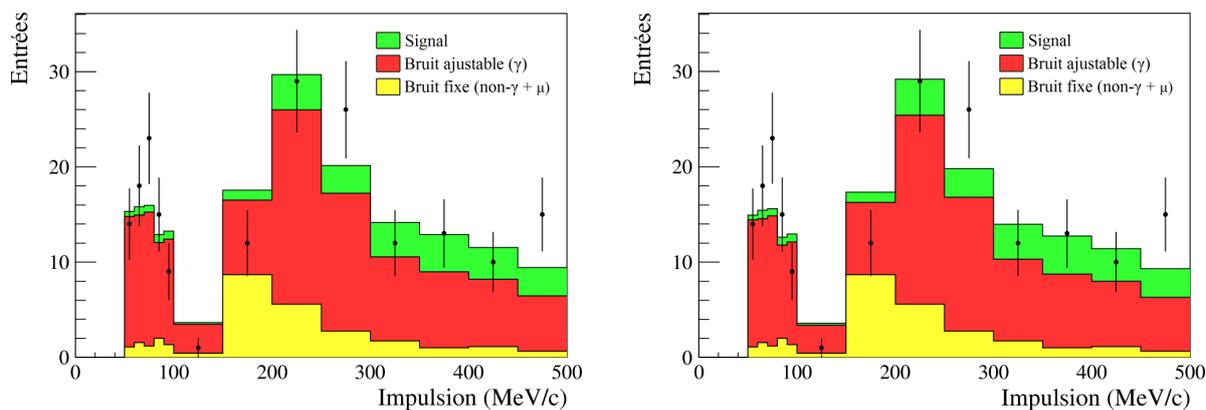


Figure 6.39: Comparaison données-MC avant (à gauche) et après (à droite) ajustement pour l'échantillon "négatif" pour les impulsions inférieures à 500 MeV/c.

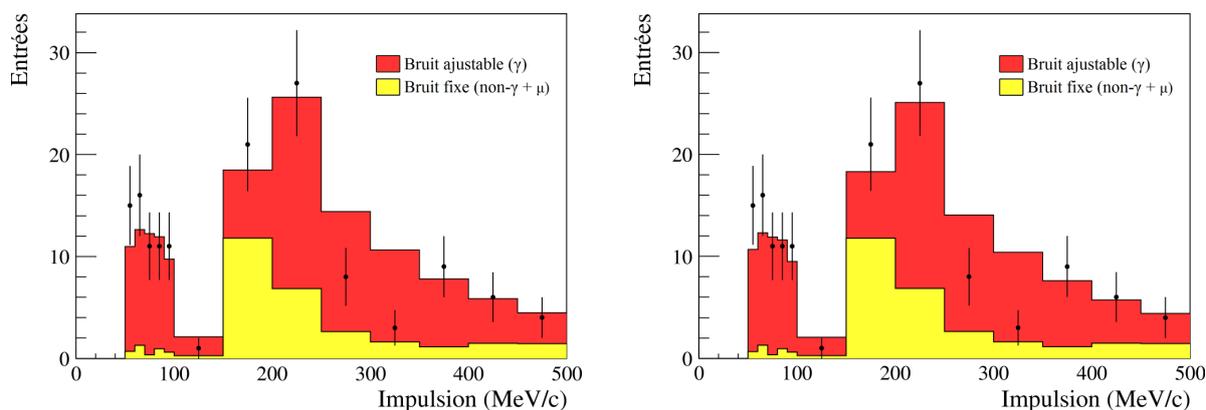


Figure 6.40: Comparaison données-MC avant (à gauche) et après (à droite) ajustement pour l'échantillon "positif" pour les impulsions inférieures à 500 MeV/c.

pas de biais et que la valeur de l'incertitude sur la mesure est correctement évaluée. Cela se vérifie à la figure 6.42 où on peut observer la distribution des *pulls* de ces deux mesures sur les expériences TOY. Ces deux distributions sont bien centrées en 0 avec un écart type environ égal à 1.

De plus, d'autres expériences TOY ont été construites avec différents nombres de N_{ν_e} et N_γ . Le résultat de ces expériences est indiqué sur la table 6.12. A chaque fois, l'ajustement retrouve le nombre moyen d'événements défini dans chaque composante.

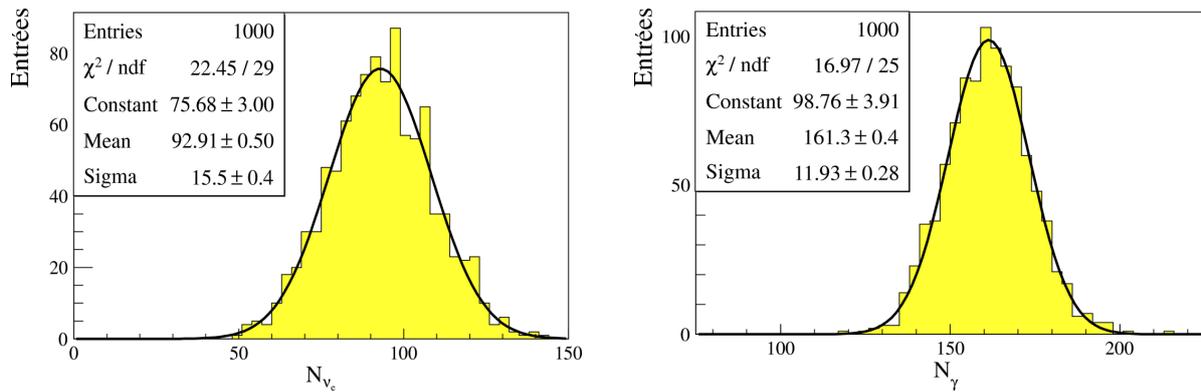


Figure 6.41: Dispersion des résultats d'ajustement pour 1000 expériences TOY construits autour de $N_{\nu_e} = 93$ et $N_\gamma = 161$.

N_{ν_e}	Signal		N_γ	Bruit de fond γ	
	Moyenne	Ecart-type		Moyenne	Ecart-type
93	92,9±0,5	15,5±0,4	161	161,3±0,4	11,9±0,3
70	69,7±0,5	15,4±0,4	180	181,0±0,4	12,4±0,3
70	70,6±0,5	14,9±0,4	220	218,2±1,5	12,6±0,9
100	99,2±0,6	16,8±0,5	200	200,4±0,5	13,1±0,4
120	119,4±0,6	16,0±0,5	150	149,2±0,4	12,4±0,3
150	153,5±5,3	18,7±2,2	150	148,0±0,4	12,2±0,3

Table 6.12: Nombre moyen et dispersion du nombre d'événements obtenus par ajustement en fonction du nombre de N_{ν_e} et N_γ introduits.

Résultat sans contrainte par l'analyse "positive"

Nous testons aussi le résultat donné par notre ajustement en ne contraignant pas le bruit de fond de basse impulsion par l'échantillon "positif". La fonction à minimiser n'est donc plus la fonction 6.8 mais uniquement le terme \mathcal{L}^- (eq 6.9). Le résultat est résumé au tableau 6.13. On remarque que la proportion de signal ν_e CC est diminuée de l'ordre de 4% tandis que la proportion de bruit tend à augmenter dans la même proportion. La variation est faible car l'accord entre données et Monte Carlo est très bon pour les spectres "négatifs" et "positifs". L'utilisation de l'analyse "positive" ne modifie ainsi pas le résultat mais permet d'obtenir une mesure mieux contrainte avec une incertitude de mesure plus faible.

6. ANALYSE DE LA COMPOSANTE ν_e AVEC LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE

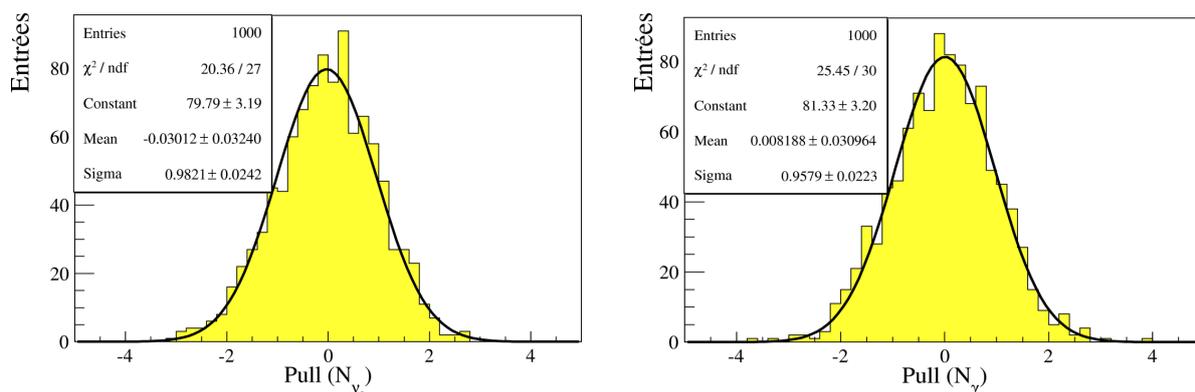


Figure 6.42: Distribution des *pulls* pour 1000 expériences TOY de la figure 6.41, construites autour de $N_{\nu_e} = 93$ et $N_{\gamma} = 161$.

	f_{α}	$N_{\alpha} = \sum_i f_{\alpha} \cdot n_i^{\alpha}$	$\delta N_{\alpha}/N_{\alpha}$ [%]
Signal ν_e	$0,977 \pm 0,178$	$89,6 \pm 16,3$	-4,1
Bruit de fond γ (fixé)	$1,014 \pm 0,106$	$168,4 \pm 17,4$	+4,3
Bruit de fond non- γ (fixé)	1,0	$36,4 \pm 1,8$	—
Muons (fixé)	1,0	$31,8 \pm 1,8$	—

Table 6.13: Valeur ajustée du nombre d'événements de signal et de bruit dans notre sélection sans contrainte par l'échantillon "positif". La dernière colonne indique la différence par rapport à la valeur de référence du tableau 6.11.

Résultats sans critère d'acceptance vers l'avant et réjection de paires

On estime également les variations du résultat introduites par les critères d'acceptance vers l'avant et de réjection de paires. Ces deux derniers critères sont utilisés dans le but d'augmenter notre rapport signal/bruit en rejetant les événements provenant de conversions de photons. Les résultats de l'ajustement sur l'échantillon sélectionné sans avoir requis le critère d'acceptance, puis sans la combinaison de coupures d'acceptance et de réjection de paires sont indiqués au tableau 6.14 pour les facteurs de pondération f_{ν_e} et f_{γ} . On observe que l'effet sur le signal est faible lorsque l'on ne procède pas à ces coupures. Ceci constitue une garantie sur stabilité du résultat face aux critères de sélection appliqués pour réduire le bruit de fond.

	f_{ν_e}	f_{γ}
Toutes les coupures	$1,018 \pm 0,173$	$0,972 \pm 0,074$
Sans coupure acceptance	$1,023 \pm 0,165$	$0,949 \pm 0,054$
Sans acceptance ni réjection e^+/e^-	$1,022 \pm 0,168$	$0,958 \pm 0,049$

Table 6.14: Effet sur les mesures des coupures d'acceptance et de réjection de paires.

Variation de l'impulsion minimale demandée

Nous avons testé la stabilité du résultat en fonction de la valeur de l'impulsion minimale. En augmentant la valeur de l'impulsion minimale requise, nous diminuons le nombre d'intervalles où le bruit est dominant, ainsi que le nombre d'intervalles utilisables avec l'échantillon "positif". De par ces deux effets, la composante du bruit lié aux conversions de photons est moins contrainte qu'avec la sélection de référence. Les résultats pour différentes valeurs d'impulsion minimale sont montrés au tableaux 6.15 et 6.16, obtenus respectivement avec et sans contrainte par l'échantillon "positif". Les résultats sont également visibles à la figure 6.43, représentant la valeur de f_{ν_e} et de f_γ en fonction de la valeur de la coupure appliquée. On observe que la fraction de signal augmente de 15% lorsque la valeur de la coupure passe de 50 MeV/c à 300 MeV/c. La fraction de bruit de fond diminue quand à elle progressivement au fur et à mesure que la coupure augmente, avec une corrélation de plus en plus importante avec le signal. La fraction de bruit de fond est ainsi diminuée de plus de 20% entre la sélection de référence et celle faite avec la coupure à 300 MeV/c. L'erreur statistique associée à ces variations, donnée par la différence quadratique des erreurs entre 300 MeV/c et 50 MeV/c, est de $\sqrt{0,197^2 - 0,173^2} = 0,099$, de l'ordre de la variation du signal. Bien que les résultats restent à l'intérieur des incertitudes statistiques, ils témoignent d'une possible dépendance de la mesure sur la prise en compte du spectre à basse impulsion, où le bruit de fond est particulièrement important.

	f_{ν_e}	f_γ	Corrélation
p > 50 MeV/c (référence)	1,018±0,173	0,972±0,074	-0,376
p > 70 MeV/c	1,056±0,177	0,932±0,077	-0,403
p > 100 MeV/c	1,107±0,178	0,882±0,081	-0,451
p > 150 MeV/c	1,089±0,178	0,896±0,082	-0,455
p > 200 MeV/c	1,128±0,183	0,861±0,094	-0,493
p > 250 MeV/c	1,156±0,192	0,790±0,116	-0,553
p > 300 MeV/c	1,157±0,197	0,782±0,139	-0,593

Table 6.15: Effet sur les mesures en fonction de l'impulsion minimale avec contrainte par l'échantillon "positif".

	f_{ν_e}	f_γ	Corrélation
p > 50 MeV/c (référence)	0,977±0,178	1,014±0,106	-0,516
p > 70 MeV/c	0,978±0,178	1,012±0,107	-0,552
p > 100 MeV/c	1,064±0,200	0,918±0,130	-0,628
p > 150 MeV/c	1,074±0,200	0,953±0,132	-0,630
p > 200 MeV/c	1,061±0,204	0,955±0,153	-0,659
p > 250 MeV/c	1,094±0,217	0,946±0,193	-0,709
p > 300 MeV/c	1,116±0,246	0,920±0,239	-0,775

Table 6.16: Effet sur les mesures en fonction de l'impulsion minimale sans contrainte par l'échantillon "positif".

6. ANALYSE DE LA COMPOSANTE ν_e AVEC LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE

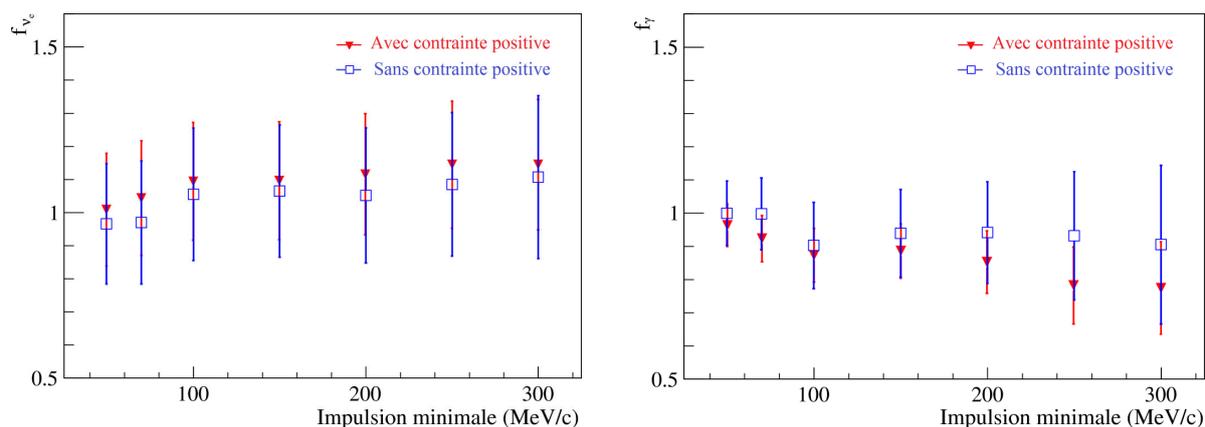


Figure 6.43: Valeur des facteurs f_{ν_e} (à gauche) et f_{γ} (à droite) en fonction de l'impulsion minimale considérée dans l'ajustement.

Ajustement sur le spectre en énergie reconstruite des neutrinos

Le spectre en énergie reconstruite des événements sélectionnés est représenté à la figure 6.26. L'accord entre les données et le Monte Carlo sur la forme du spectre est satisfaisant. Le résultat de l'ajustement des composantes de ce spectre est indiqué au tableau 6.17. L'ajustement donne une fraction de signal qui est environ 10% inférieure à la mesure de référence. Soulignons toutefois que l'énergie reconstruite du neutrino n'est pas une variable obtenue avec une bonne résolution car la majorité des candidats ne proviennent pas d'interactions CCQE.

	f_{ν_e}	f_{γ}
Ajustement sur E_{ν}	$0,908 \pm 0,169$	$0,993 \pm 0,077$

Table 6.17: Effet sur les mesures des coupures d'acceptance et de rejection de paires.

Après ces différents tests, nous pouvons conclure que le résultat de l'ajustement n'est pas biaisé au-delà de la précision statistique de mesure et possède un comportement globalement stable. Le résultat se montre également stable par rapport aux critères de rejection du bruit de fond effectués lors de la sélection des événements ν_e . Cependant, compte tenu du nombre important d'événements de bruit à basse impulsion, l'ajustement semble affecté par les modifications du spectre à basse impulsion. Avec une statistique ultérieure plus élevée, les résultats seront plus sensibles à l'apparition d'éventuelles différences entre les données et le Monte Carlo dans la région des faibles impulsions, essentiellement peuplée par des événements de bruit de fond.

6.4.5 Comparaison avec l'analyse faite par le groupe ν_e

L'analyse présentée dans ce chapitre sur la mesure de la composante ν_e du faisceau a été développée parallèlement à une analyse effectuée par un groupe de travail de la collaboration, dédié à l'étude des ν_e [120]. Nous comparons ici les résultats de ces deux analyses. Les principes de la sélection d'événements et de l'ajustement aux données sont semblables entre les deux analyses, cependant quelques différences existent qu'il convient de noter. Dans notre analyse, nous utilisons une production plus récente du lot Monte Carlo ainsi que d'une version améliorée du logiciel de reconstruction, dont la prin-

	f_α	f_α (avec contrainte ND280 ν_μ)
Signal ν_e	$0,805 \pm 0,143$	$0,845 \pm 0,146$
Bruit de fond γ	$1,005 \pm 0,057$	$1,031 \pm 0,059$
Bruit de fond non- γ (fixé)	1,0	1,0
Muons (fixé)	1,0	1,0

Table 6.18: Résultats de l'analyse du groupe ν_e , sans et avec les contraintes de flux et sections efficaces fournies par le procédé BANFF.

La principale amélioration concerne la reconstruction dans l'ECal. Une première différence dans la sélection des événements concerne la taille du volume fiduciel dans les FGD. Le volume fiduciel est plus important de 1,2% dans l'analyse du groupe ν_e où il est défini par $|x| < 88,0$ cm, $|y-55$ cm $< 88,0$ cm, et $13,7$ cm $< z$ (FGD1) $< 44,7$ ou $148,1$ cm $< z$ (FGD2) $< 181,0$ cm. De plus, lors de l'identification des traces, la sélection du groupe ν_e n'impose pas de critère sur la valeur du δ_e sur le deuxième segment des traces traversant 2 TPC. Enfin, l'analyse n'utilise pas la coupure d'acceptance que nous avons définie, et retient l'ensemble de l'échantillon sélectionné après le critère de réjection de paires. Concernant le procédé d'ajustement, l'analyse du groupe ν_e utilise les spectres en impulsion obtenus par une reconstruction corrigée, prenant en compte les informations des TPC ainsi que des pertes d'énergie dans le FGD. L'ajustement est effectué sur des spectres discrétisés de manière uniforme par intervalles de 100 MeV/c que l'on peut observer à la figure 6.44. Avec cette discrétisation, une grande proportion du bruit est regroupée dans le premier intervalle en impulsion, qui va fortement contraindre l'ajustement de cette composante.

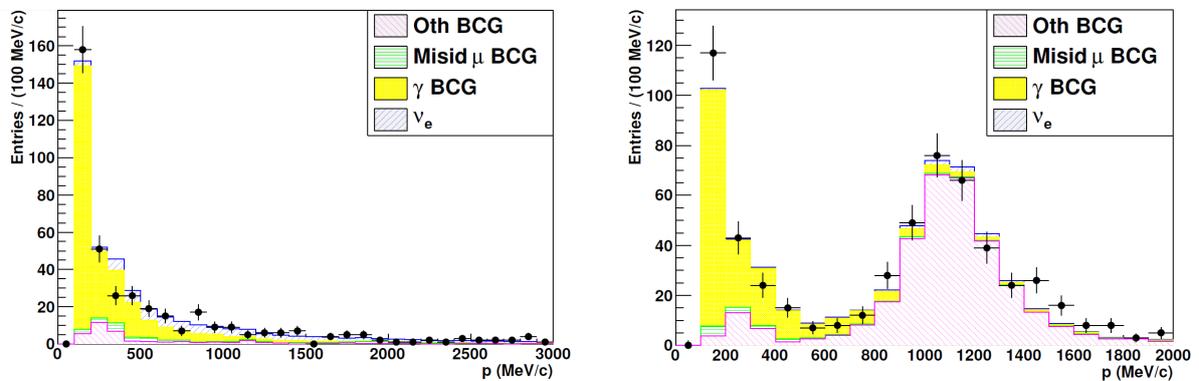


Figure 6.44: Spectre en impulsion des événements sélectionnés par l'analyse "négative" (à gauche) et l'analyse "positive" (à droite) pour l'ajustement effectué par le groupe ν_e .

Les résultats obtenus par l'analyse du groupe ν_e sont indiqués au tableau 6.18. Alors que le facteur de pondération f_γ diffère de quelques pourcents seulement de notre résultat, la valeur de f_{ν_e} obtenue est toutefois inférieure de 20% environ à celle présentée dans ce travail. Soulignons que même si les deux déterminations de f_{ν_e} sont basées sur le même principe de mesure, elles diffèrent sensiblement dans la sélection des événements et utilisent des versions différentes dans la production du Monte Carlo et la reconstruction des événements. En outre, l'échantillon final des événements ν_e sélectionnés étant largement dominé par des sources de bruit de fond, une différence de quelques pourcents dans l'évaluation de ce dernier induit, par effet de levier, une variation de près de 10% du signal ν_e . Compte tenu du rapport

6. ANALYSE DE LA COMPOSANTE ν_e AVEC LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE

signal sur bruit de fond relativement faible et de la forte corrélation entre les paramètres ajustés f_{ν_e} et f_γ , la détermination de f_{ν_e} est très sensible aux hypothèses faites dans l'évaluation du bruit de fond.

La table 6.18 indique également les résultats obtenus par le groupe ν_e après contrainte du flux et des sections efficaces par un ajustement de la simulation aux données ν_μ du ND280. Ce procédé, appelé BANFF (*Beam And ND280 Flux extrapolation task Force*) [122], est basé sur la comparaison données/MC d'une sélection d'interactions ν_μ dans le trajectographe. L'échantillon ν_μ étant bien plus important que celui de ν_e , il peut être divisé en deux catégories composés des interactions CCQE ou des interactions CC-nonQE. Un ajustement est fait pour ces deux échantillons sur les distributions en (p_μ, θ_μ) , en laissant varier plusieurs paramètres de flux et de section efficace, de manière à diminuer les incertitudes associées à ces paramètres par rapport à celles de la simulation uniquement. L'effet sur le taux d'événements en fonction de l'énergie, pour les ν_μ et les ν_e , est indiqué à la figure 6.45, avec les incertitudes associées. La valeur de f_{ν_e} est ainsi modifiée de +5% mais reste compatible avec l'analyse précédente.

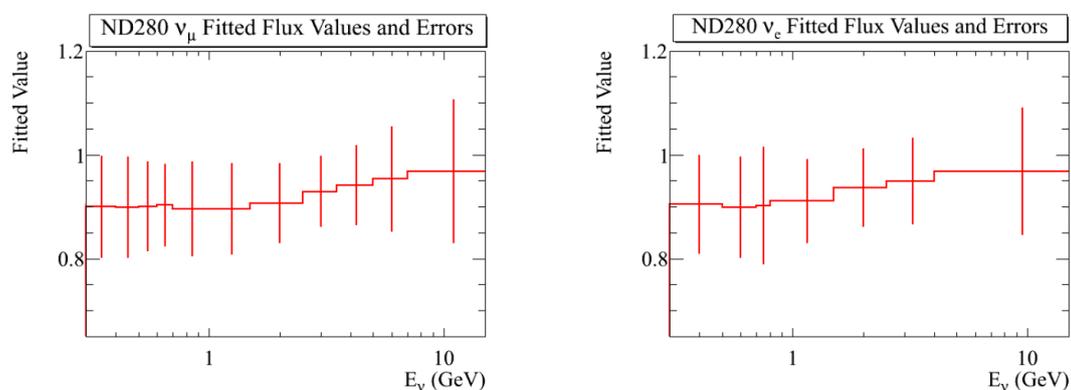


Figure 6.45: Valeur ajustée du taux d'événement en fonction de l'énergie estimée avec l'ajustement BANFF pour les ν_μ (à gauche) et les ν_e (à droite).

6.4.6 Incertitudes systématiques

Une liste d'effets systématiques considérés pour la détermination du paramètre f_{ν_e} par le groupe ν_e est donnée dans cette section. Le calcul de ces erreurs est décrit en détail dans la note interne [120]. L'effet de chaque incertitude sur le résultat de l'ajustement est mesuré indépendamment. Pour chaque source, 100 analyses sont effectuées avec des échantillons MC construits de manière à introduire les variations du nombre d'événements induites par les effets systématiques. Chacune de ces analyses retourne une valeur de f_{ν_e} et f_γ suivant une distribution normale. Le décalage entre la valeur moyenne du paramètre f_{ν_e} et la valeur de référence (donnée au tableau 6.11) représente le biais provenant de la source d'erreur systématique et la dispersion du paramètre est son erreur statistique associée. L'incertitude globale est calculée comme la somme en quadrature des valeurs du décalage et de la dispersion.

Effet des incertitude liées au détecteur

Efficacité des TPC

La première incertitude estimée provient de l'efficacité de reconstruction dans les TPC. L'efficacité de reconstruction est surestimée de 0,5% dans le Monte Carlo par rapport aux données. L'impact sur l'ajustement est calculé en générant des échantillons MC dans lesquels 0,5% des traces sont rejetées aléatoirement. L'incertitude sur f_{ν_e} qui en résulte est de 0,004.

Association des sous-détecteurs

L'incertitude provenant de l'association TPC-FGD est calculée en regardant la fraction de traces TPC, identifiées comme électrons, provenant d'un des FGD et ayant un signal FGD associé dans la reconstruction globale. La différence entre données et Monte Carlo est de 2,1%. Les 100 analyses utilisées pour la mesure de l'effet de cette incertitude sont effectuées sur des échantillons MC dans lesquels 2,1% des traces sont rejetées. La valeur de l'incertitude sur f_{ν_e} est de 0,019.

La même mesure est effectuée pour l'association TPC-ECal. La différence données/MC est de 6,4%. L'incertitude sur f_{ν_e} est de 0,010.

Identification dans les TPC

L'incertitude la plus importante est liée à l'identification des électrons dans les TPC. Pour estimer cette systématique, la différence de mesure de dE/dx entre les données et le MC est calculée. Un échantillon enrichi en électrons provenant de γ ainsi qu'un échantillon d'électrons provenant de cosmiques sont créés. La largeur de la distribution du *pull* dans l'hypothèse électron est plus large dans les données que dans le MC, et la moyenne est décalée de 0,3. Pour observer l'effet sur l'ajustement, un décalage et un étalement gaussien, d'une valeur de $S = \sqrt{\sigma_{\text{data}}^2 - \sigma_{\text{MC}}^2} = \sqrt{1,29^2 - 1,13^2} = 0,62$, sont appliqués sur la distribution du *pull* dans l'échantillon MC. L'effet observé sur f_{ν_e} est de 0,038.

Identification dans l'ECal

L'évaluation de la systématique provenant de l'identification dans l'ECal a été effectuée en utilisant les données d'un faisceau test du DsECal au CERN, obtenues pour des impulsions entre 300 MeV/c et 4 GeV/c. L'efficacité de sélection des électrons du faisceau est estimée en évaluant le rapport du nombre de traces possédant une variable $\text{TrShVal} < 0,2$ (électron) sur le nombre total de traces. L'efficacité mesurée avec les données est de 95,5% tandis que l'efficacité obtenue par une simulation du faisceau est de 97,5%. La différence de 2% est introduite comme incertitude systématique dans l'échantillon MC utilisé pour l'ajustement en rejetant aléatoirement 2% des traces passant le critère d'identification $\text{TrShVal} < 0,2$. L'effet sur la détermination de f_{ν_e} est de 0,014.

Mauvaise identification de la charge

L'incertitude sur la mesure de la charge est estimée à partir de la probabilité de mesure erronée en fonction de l'impulsion montrée à la figure 6.12. L'effet sur le résultat de l'ajustement est calculé en changeant le signe des traces de l'échantillon MC selon la probabilité de mauvaise mesure. L'impact systématique sur f_{ν_e} est de 0,030.

Composante des muons mal identifiés

L'incertitude provenant du spectre de la composante des muons mal identifiés (voir figure 6.33) est estimée avec une série d'expériences TOY. Pour chaque expérience, un spectre de muons est construit selon la même procédure que dans la section 6.4.4. L'incertitude associée à f_{ν_e} par ces expériences TOY est de 0,020.

Qualité de la trace

Dans la sélection des événements, les traces possédant moins de 36 amas sur les modules MicroMegas sont rejetées. La probabilité de mal calculer le nombre d'amas appartenant à une trace est estimée. Il est plus important de 0,1% dans les données que dans le lot Monte Carlo. Pour estimer la systématique associée, cette fraction de traces est rejetée dans l'échantillon MC. L'effet sur le facteur f_{ν_e} est négligeable.

Distorsions de champ

Des distorsions du champ magnétique, non comprises dans la simulation, influent sur la mesure de l'impulsion dans les TPC. Les distorsions sont mesurées en utilisant le système laser des TPC. Le biais

6. ANALYSE DE LA COMPOSANTE ν_e AVEC LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE

sur la mesure de l'impulsion provoqué par ces distorsions est de l'ordre de -0,4% dans la TPC2 et -4,8% dans la TPC3 à 1 GeV/c. Cet effet est linéaire avec l'impulsion. L'impact des distorsions est plus important dans la TPC3, qui est située plus proche du bouchon de l'aimant. L'incertitude liée à ce biais est estimée en appliquant, événement par événement, une correction à l'impulsion mesurée. Un ajustement est effectué avec les nouveaux spectres et donne une incertitude systématique sur f_{ν_e} de 0,012.

Contamination accidentelle

Les interactions du faisceau dans la roche ne sont pas simulées dans l'échantillon MC considéré pour l'analyse. Cependant, un lot équivalent à $5,6 \cdot 10^{19}$ POT dédié à l'étude de ces interactions a été créé [123]. Pour un nombre de POT normalisé aux données, le nombre d'événements provenant de ces interactions dans la roche entrant dans la sélection de ν_e CC est de 8 ± 4 dans l'échantillon "négatif" et 2 ± 2 dans l'échantillon "positif". Ces événements proviennent de conversions de γ . L'incertitude associée à cette contamination est calculée en faisant l'ajustement avec les spectres de bruit contenant ces événements (de 4 à 12 événements supplémentaires dans l'échantillon "négatif", et de 0 à 4 événements dans l'échantillon "positif"). La systématique associée à f_{ν_e} est de 0,026.

Statistique du Monte Carlo

Bien que la statistique du Monte Carlo soit plus de dix fois supérieure à la statistique des données, une incertitude demeure sur la forme des spectres obtenus par simulation. Comme pour la mesure de l'incertitude des muons mal identifiés, des expériences TOY sont construites avec des spectres de signal et de bruit contenant un nombre aléatoire d'événements suivant une distribution poissonnienne centrée autour du nombre d'événements dans l'échantillon MC de référence. Un ajustement aux données est effectué pour chacune de ces expériences TOY. La dispersion des résultats obtenus donne une incertitude sur f_{ν_e} de 0,025.

Flux et sections efficaces

Il est possible d'estimer les incertitudes liées au flux et aux sections efficaces en utilisant les valeurs contraintes données par la procédure BANFF, décrite dans la section 6.4.5. Les expériences TOY sont ainsi construites en introduisant des variations dans les paramètres de flux et de section efficace, provenant de la matrice de covariance retournée par l'ajustement BANFF. La dispersion du résultat sur f_{ν_e} obtenue par l'analyse des expériences TOY est de 0,060. Cette incertitude, provenant de l'ajustement combiné du flux et des sections efficaces, est inférieure à celle que l'on obtiendrait en estimant les variations obtenues par les incertitudes du flux et des sections efficaces séparément. Cette dernière a été évaluée à $\sqrt{(0,055^2 + 0,082^2)} = 0,099$, valeur qui est significativement supérieure à celle de 0,060 obtenue avec l'ajustement BANFF.

Modèle d'interaction

Interactions dans l'état final

Une série d'incertitudes systématiques liées aux interactions dans l'état final ont été déterminées par le groupe de travail de la collaboration dédié à l'étude des interactions de neutrinos. Les interactions dans l'état final correspondent aux réactions cohérentes qui peuvent se produire avec l'ensemble du noyau après que l'interaction neutrino-nucléon a eu lieu. La prise en compte des incertitudes sur le nombre d'événements sélectionnés provenant des interactions dans l'état final entraîne une dispersion de f_{ν_e} de 0,046, ce qui est assimilé à l'incertitude systématique sur le résultat.

Repondération des états $CC\pi^0$ et $CC1\pi^+$

Les données de l'expérience MiniBooNE sur la production de pions neutres [124] et chargés [125] se sont pas en très bon accord avec les prédictions du générateur NEUT. Pour la production de π^0 , une différence dans la normalisation de 38% ainsi qu'une différence dans la forme du spectre ont été observées

[126]. Cette différence est à prendre en considération comme source d'incertitude dans l'analyse vue l'importante proportion de γ sélectionnés, provenant de π^0 . Une repondération de l'échantillon MC, pour corriger cette différence, introduit une erreur systématique sur f_{ν_e} de 0,010.

De manière analogue, une pondération du MC pour corriger la différence sur la production de $CC1\pi$ pour être compatible avec MiniBooNE induit une variation de 0,039 sur la valeur de f_{ν_e} .

Désintégration de Δ sans production de pion

Dans le générateur d'interaction NEUT, 20% des Δ produits ne se désintègrent pas en pions. Au premier ordre, cet effet augmente la fraction de CCQE et réduit de manière complémentaire la fraction de $CC1\pi$. Pour étudier cet effet, la fraction de Δ ne produisant pas de pions est fixée à 0% dans les expériences TOY construites. L'incertitude systématique qui en résulte est de 0,020.

Nous venons d'énumérer une liste non exhaustive d'incertitudes systématiques liées au détecteur, à la statistique du MC, à la connaissance du flux et des sections efficaces, ainsi qu'au modèle d'interaction utilisé. L'effet de ces sources sur le résultat de l'ajustement pour le facteur de pondération f_{ν_e} est indiqué au tableau 6.19. La somme en quadrature des erreurs systématiques indiquées ci-dessus donne une idée de l'incertitude systématique globale, estimée à 0,108. La contribution la plus importante provient des modèles physiques utilisés dans le générateur NEUT, et qui montrent un certain désaccord avec les données de l'expérience MiniBooNE. Les effets du flux et des sections efficaces, communes aux ν_e et aux ν_μ représentent la seconde incertitude la plus importante. Cette source peut à l'avenir être mieux contrainte avec l'acquisition de plus de données et un ajustement BANFF plus précis qui permettra de réduire les incertitudes. L'incertitude liée au détecteur peut être également réduite en améliorant en particulier la calibration du dE/dx dans les TPC. Notons que certaines incertitudes systématiques n'ont pas été considérées ici, comme celle liée à la proportion des événements hors-FGD.

Source	Incertitude associée δf_{ν_e}
Détecteur	0,057
Statistique du MC	0,025
Flux et section efficace	0,060
Modèles d'interaction	0,064
Total	0,108

Table 6.19: Récapitulation des incertitudes systématiques en fonction de leur origine.

6.5 Détermination du rapport $\nu_e CC/\nu_\mu CC$

L'analyse décrite à la section précédente a montré que la fraction f_{ν_e} d'événements $\nu_e CC$ observés dans les données par rapport au nombre attendu d'événements est voisine de 1, ce qui indique que la contamination de ν_e dans le faisceau de neutrinos est bien comprise et proche de celle estimée par l'expérience. Compte tenu de la statistique accumulée au cours des Runs 1 et 2¹, la précision sur la détermination de f_{ν_e} est dominée par l'incertitude statistique. Cette dernière est d'environ 20% alors que les incertitudes systématiques ont été estimées à environ 11%.

¹La statistique utilisée de $10,77 \cdot 10^{19}$ POT représente environ 2% de la statistique nominale de l'expérience T2K.

6. ANALYSE DE LA COMPOSANTE ν_e AVEC LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE

Il est intéressant de mesurer le rapport $R_{CC}(\nu_e/\nu_\mu)$ du nombre d'interactions ν_e par courant chargé à celui d'interactions ν_μ CC. En faisant une sélection d'événements ν_μ CC similaire à celle des ν_e CC, il est possible de s'affranchir de nombreux effets systématiques. En effet, plusieurs sources d'incertitudes systématiques sont communes aux deux échantillons et s'annulent par l'utilisation du rapport. Les incertitudes liées au détecteur s'annulent dans le cas de sélections effectuées avec des critères identiques et prenant en compte les mêmes volumes fiduciels. L'efficacité de détection des leptons, l'association des traces dans les différents sous-détecteurs, les distorsions du champ magnétique, ou encore la contamination accidentelle sont à peu de choses près communes aux deux sélections d'événements. On réduit également en partie les systématiques sur les sections efficaces, qui représentent la source d'incertitude la plus importante sur la mesure du facteur f_{ν_e} . Les sources additionnelles d'incertitudes systématiques qui subsistent dans le rapport $R_{CC}(\nu_e/\nu_\mu)$ sont celles provenant du flux de neutrinos et de l'identification des particules, différentes pour les ν_e et les ν_μ . Nous quantifierons ces incertitudes plus loin.

En utilisant les informations du Monte Carlo, on obtient un rapport $R_{CC}(\nu_e/\nu_\mu)$ de $(2,22 \pm 0,04_{stat})\%$ lorsque l'on considère l'ensemble du spectre en énergie des neutrinos jusqu'à 10 GeV. Cette valeur diffère significativement du rapport des flux attendus, présentés à la figure 6.2, principalement à cause des valeurs des sections efficaces d'interaction qui varient en fonction de l'énergie incidente des neutrinos. Dans la région en énergie considérée pour les mesures d'oscillation à Super-Kamiokande, à savoir $E_\nu < 1,25$ GeV, la valeur prédite du rapport R_{CC} est de $(0,96 \pm 0,03_{stat})\%$.

6.5.1 Sélection de l'échantillon ν_μ

Nous décrivons maintenant la sélection d'événements effectuée pour obtenir l'échantillon de ν_μ CC qui nous servira de facteur de normalisation pour déterminer le rapport R_{CC} . La sélection des muons suit les mêmes critères que celle réalisée pour les électrons, à l'exception du critère d'identification de particule et de la réjection des conversions de photons. Les critères appliqués sont :

- Recherche de candidat paquet par paquet.
- Choix de la trace la plus énergétique, de charge négative, et démarrante dans le volume fiduciel d'un FGD.
- Pas d'activité, en coïncidence avec le muon, dans le POD ou dans la TPC en amont du FGD où s'est produite l'interaction.
- Trace muon dans la TPC d'au moins 36 amas avec une impulsion reconstruite supérieure à 50 MeV/c.
- Identification de la trace comme muon.
- Critère d'acceptance vers l'avant.

Pour l'identification de particule, nous demandons que la trace possède un *pull* dans l'hypothèse muon $|\delta_\mu| < 2,5$ et, pour les traces ne traversant pas le calorimètre, $|\delta_e| > 2$, ou $\text{TrShVal} > 0,2$ pour les traces associées à un segment ECal. Pour les traces traversant deux TPC, ces mêmes critères de sélection sont appliqués aussi bien dans la première que dans la seconde TPC. Le tableau 6.20 indique la composition de l'échantillon obtenu après cette sélection. L'échantillon est alors composé d'une fraction de plus de 92% de muons. La principale contamination provient des pions dont la fraction s'élève à 7%. La proportion d'électrons identifiés comme muons est inférieure au pourcent.

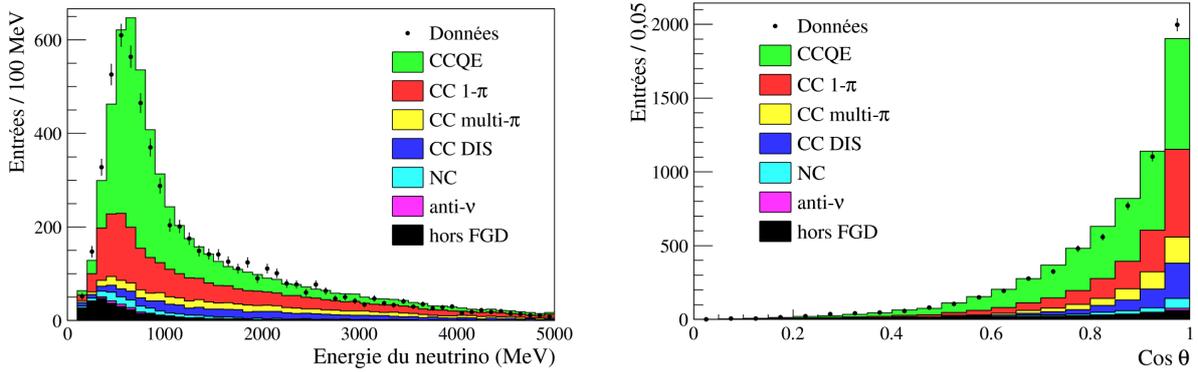


Figure 6.46: Distributions en énergie du neutrino (à gauche) et angulaire du muon (à droite) pour des candidats $\nu_\mu CC$.

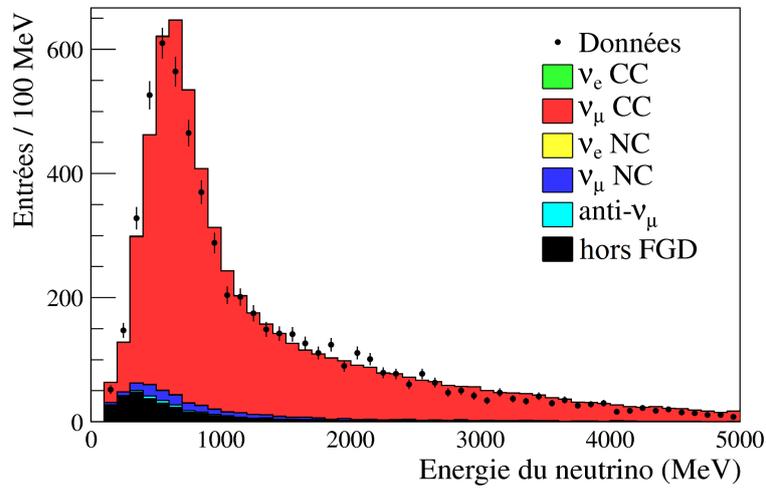


Figure 6.47: Distribution des candidats $\nu_\mu CC$ en fonction de l'énergie reconstruite du neutrino dans l'hypothèse CCQE.

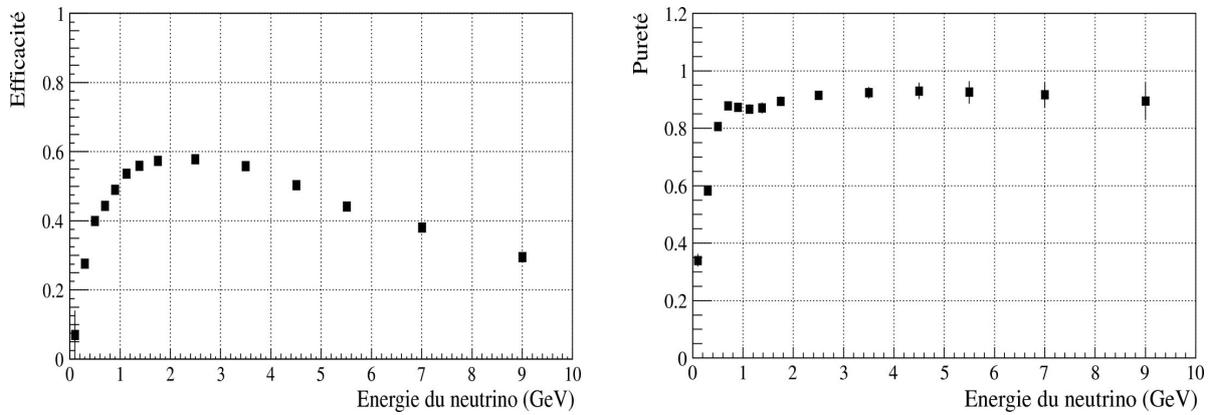


Figure 6.48: Efficacité (à gauche) et pureté (à droite) en fonction de l'énergie du neutrino pour des candidats $\nu_\mu CC$.

6. ANALYSE DE LA COMPOSANTE ν_e AVEC LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE

Particule	μ^-	μ^+	π^-	π^+	e^-
Fraction [%]	$92,0 \pm 0,3$	$0,2 \pm < 0,1$	$6,3 \pm < 0,1$	$0,9 \pm < 0,1$	$0,6 \pm < 0,1$

Table 6.20: Composition de l'échantillon ν_μ CC en fonction du type de particule pour la trace sélectionnée.

La figure 6.47 représente le spectre des événements sélectionnés en fonction de l'énergie reconstruite du neutrino dans l'hypothèse CCQE. La comparaison avec la simulation montre que la grande majorité des candidats sélectionnés proviennent bien d'interactions ν_μ CC. L'accord entre données et Monte Carlo est satisfaisant. On peut toutefois observer, entre les deux distributions, un léger décalage au niveau du pic du spectre, avec une légère surestimation de l'énergie dans le Monte Carlo. Cet écart illustre bien les difficultés associées à la connaissance des flux et des sections efficaces de neutrinos dans les prédictions des événements ν_μ CC. La figure 6.46 montre les distributions en énergie du neutrino et angulaire du muon pour les candidats ν_μ CC. Les contributions provenant des différents processus d'interaction du neutrino, estimées par Monte carlo, sont également présentées.

L'efficacité de sélection et la pureté des événements ν_μ CC en fonction de l'énergie vraie du neutrino sont indiquées à la figure 6.48. L'efficacité est supérieure à 50% pour les événements entre 1 GeV et 5 GeV, mais diminue vers 20% à très basse énergie. La pureté est de l'ordre de 90% sur l'ensemble du spectre, excepté aux énergies en dessous du GeV où les événements de courant neutre et hors-FGD sont les principales contributions du bruit de fond. En utilisant la fraction de bruit de fond donnée par le Monte Carlo, le nombre de bons candidats ν_μ CC dans les données est estimé à

$$N_{\nu_\mu} = 5687,2 \pm 75,4_{stat}, \quad (6.11)$$

avec une efficacité globale de sélection de $\epsilon(\nu_\mu CC) = (47,4 \pm 0,1_{stat})\%$. Nous utiliserons ces quantités dans la détermination du rapport R_{CC} .

6.5.2 Résultat

A partir des nombres d'événements ν_e CC et ν_μ CC estimés précédemment, nous pouvons déterminer le rapport R_{CC} . Pour cela, il faut corriger ces nombres par les efficacités de sélection présentées au tableau 6.21. La valeur de l'incertitude statistique sur N_{ν_e} reportée ici tient compte à la fois de l'incertitude donnée par l'ajustement et de l'incertitude statistique du lot Monte Carlo. Le rapport du nombre d'interactions ν_e CC et ν_μ CC, $R_{CC}(\nu_e/\nu_\mu)$, est alors donné par

$$R_{CC}(\nu_e/\nu_\mu) = \frac{N_{\nu_e}}{\epsilon(\nu_e CC)} \frac{\epsilon(\nu_\mu CC)}{N_{\nu_\mu}} = (2,40 \pm 0,42_{stat})\%. \quad (6.12)$$

Cette mesure est en bon accord avec la valeur de $2,22 \pm 0,04\%$ obtenue par simulation.

Estimation du rapport R_{CC} dans la région d'oscillation

Nous calculons à présent le rapport R_{CC} pour les neutrinos d'énergie inférieure à 1,25 GeV, région où les oscillations sont observées à SK. Pour calculer ce rapport, il est nécessaire de connaître la fraction des événements CC ayant lieu dans le volume fiduciel des FGD, dont l'énergie vraie du neutrino est comprise sous ce seuil. La figure 6.49 représente les distributions en énergie de tous les événements FGD FV en ν_e CC et ν_μ CC en dessous de 10 GeV. On observe que pour les ν_e , une grande proportion du spectre est située au delà du GeV, tandis que le spectre des ν_μ est bien piqué sous le GeV comme attendu avec la configuration hors-axe du faisceau. A partir de ces spectres, nous estimons la fraction d'événements

Terme	Valeur
N_{ν_e}	$93,4 \pm 16,0$
$\epsilon(\nu_e CC)$	$(32,5 \pm 0,8)\%$
N_{ν_μ}	$5687,2 \pm 72,4$
$\epsilon(\nu_\mu CC)$	$(47,4 \pm 0,1)\%$

Table 6.21: Nombres d'événements $\nu_e CC$ et $\nu_\mu CC$ sélectionnés et efficacités correspondantes. Les incertitudes indiquées sont de nature statistique uniquement.

$\nu_e CC$ dont l'énergie du neutrino est inférieure à 1,25 GeV à $g_{\nu_e} = (20,5 \pm 1,2_{stat})\%$, et la fraction de $\nu_\mu CC$ à $g_{\nu_\mu} = (49,8 \pm 0,2_{stat})\%$. L'efficacité moyenne associée à chacune de ces deux sélections d'événements dans cette gamme d'énergie spécifique est également recalculée. Les efficacités observées pour les $\nu_e CC$ et les $\nu_\mu CC$ sont respectivement $\epsilon(\nu_e CC) = (29,0 \pm 1,7_{stat})\%$ et $\epsilon(\nu_\mu CC) = (44,5 \pm 0,2_{stat})\%$. L'ensemble des paramètres utilisés pour le calcul du rapport R_{CC} est donné au tableau 6.22. L'équation 6.12 est alors modifiée pour ne considérer que la fraction d'événements d'énergie inférieure à 1,25 GeV et devient

$$R_{CC}(\nu_e/\nu_\mu) = \frac{N_{\nu_e}}{\epsilon(\nu_e CC)} \frac{\epsilon(\nu_\mu CC)}{N_{\nu_\mu}} \frac{g_{\nu_e}}{g_{\nu_\mu}} = (1,04 \pm 0,20_{stat})\% \quad (E_\nu < 1,25 \text{ GeV}), \quad (6.13)$$

à comparer à la valeur de $0,096 \pm 0,03\%$ obtenue par Monte Carlo.

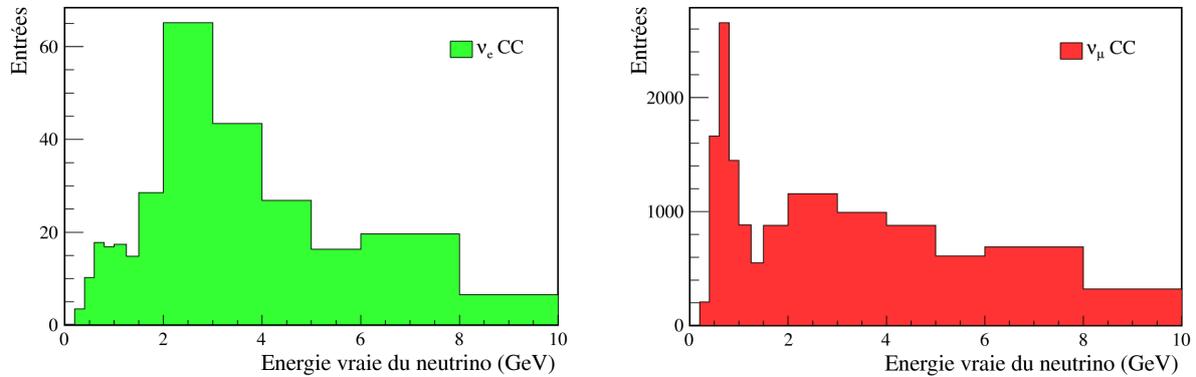


Figure 6.49: Spectre d'énergie vraie des neutrinos pour des interactions $\nu_e CC$ et $\nu_\mu CC$ ayant lieu dans le volume fiduciel des FGD.

6.5.3 Incertitudes systématiques

Nous analysons dans cette section les principales sources d'incertitudes systématiques qui peuvent affecter la détermination du rapport R_{CC} . Elles proviennent principalement des erreurs faites sur la prédiction du flux, sur l'identification du lepton ainsi que sur la connaissance des sections efficaces de neutrinos dans la région d'énergie étudiée.

L'effet systématique sur la connaissance des flux ν_e et ν_μ est évalué en faisant varier, dans 50 expériences TOY Monte Carlo, le flux relatif de ν_e par rapport à celui de ν_μ . Ces variations de flux de neutrinos

6. ANALYSE DE LA COMPOSANTE ν_e AVEC LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE

Terme	Valeur
N_{ν_e}	$93,4 \pm 16,0$
Fraction g_{ν_e} ($< 1,25$ GeV)	$(20,5 \pm 1,2)\%$
$\epsilon(\nu_e CC)$ ($< 1,25$ GeV)	$(29,0 \pm 1,7)\%$
N_{ν_μ}	$5687,2 \pm 72,4$
Fraction g_{ν_μ} ($< 1,25$ GeV)	$(49,8 \pm 0,2)\%$
$\epsilon(\nu_\mu CC)$ ($< 1,25$ GeV)	$(44,5 \pm 0,2)\%$

Table 6.22: Nombres d'événements $\nu_e CC$ et $\nu_\mu CC$, efficacités de sélection et fractions attendues d'événements pour des énergies de neutrinos inférieures à 1,25 GeV.

sont déterminées à partir des incertitudes sur les rapports ν_e/ν_μ calculés en fonction de l'énergie du neutrino, illustrées à la figure 6.50. On observe que la précision sur ces rapports est de l'ordre de 10% sur l'ensemble du spectre des neutrinos, excepté pour les énergies inférieures à 100 MeV où l'incertitude relative atteint près de 20%. Ces valeurs sont calculées en tenant compte des corrélations qui existent entre les prédictions des flux de ν_e et de ν_μ , du fait qu'ils proviennent pour partie des mêmes désintégrations (e.g. de pions) et qu'ils subissent une focalisation similaire. Ces corrélations sont données par la matrice de covariance présentée à la figure 6.51. Les 20 premiers intervalles sur chaque axe de la matrice représentent les intervalles du spectre en énergie vraie des ν_μ et les 20 suivants représentent ceux correspondant au spectre des ν_e . Les valeurs du rapport $R_{CC}(\nu_e/\nu_\mu)$ obtenues avec ces expériences TOY montrent une dispersion relative de 6,6% pour la mesure réalisée sur la partie du spectre inférieure à 1,25 GeV, et de 1,2% sur l'ensemble du spectre jusqu'à 10 GeV.

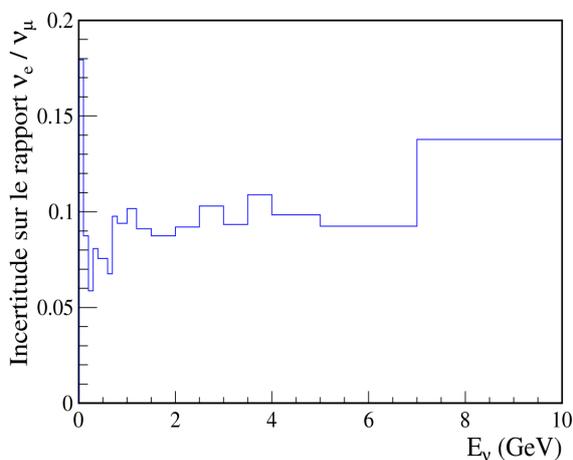


Figure 6.50: Incertitude relative sur le rapport ν_e/ν_μ en fonction de l'énergie des neutrinos.

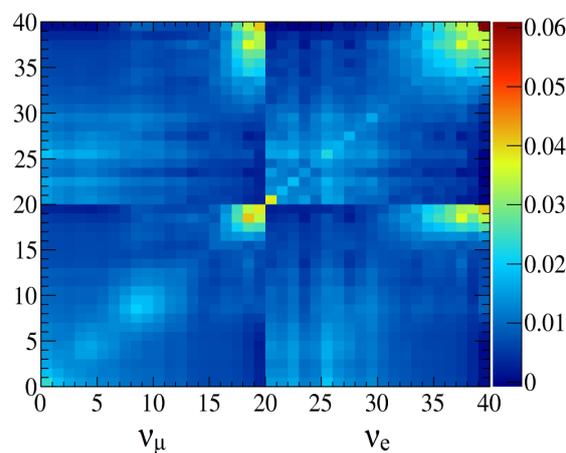


Figure 6.51: Matrice de covariance entre les spectres de ν_e et de ν_μ .

L'incertitude systématique associée à l'identification de la trace lepton est obtenue en faisant varier, dans la simulation Monte Carlo, la distribution des *pulls*, dans les hypothèses muon et électron, au moment de l'application du critère d'identification de particule. Dans ces deux hypothèses, la distribution initiale est ajustée par une gaussienne. Des expériences TOY sont construites dans lesquelles nous effectuons indépendamment un déplacement ou un étalement gaussien de la valeur des *pulls* de $\pm 1\sigma$ afin

de tenir compte de la précision sur la moyenne et la résolution des *pulls* observés. Les modifications du *pull* dans l'hypothèse électron entraînent une variation relative du rapport R_{CC} de $\pm 3,5\%$. Pour les modifications du *pull* dans l'hypothèse muon, dont l'ajustement gaussien est plus précis compte tenu du plus grand nombre de muons initialement présents dans l'échantillon, la variation relative observée est de $\pm 0,1\%$. Nous introduisons également une incertitude sur l'identification du lepton provenant de l'ECal. Cet effet est estimé en simulant une inefficacité par trace de l'ECal, fixée à 2% et compatible avec des mesures antérieures des performances de l'ECal effectuées avec un faisceau test. On observe dans ce cas une variation relative du rapport R_{CC} de 0,9%. La somme en quadrature de ces trois effets donne une incertitude relative globale provenant du PID de $\pm 3,6\%$.

Une source importante d'incertitudes systématiques provient de la connaissance limitée des sections efficaces de neutrinos qui influencent différemment la forme du spectre des événements observés pour les $\nu_e CC$ et $\nu_\mu CC$. La figure 6.52 présente les prédictions de la section efficace CC inclusive en fonction de l'énergie du neutrino pour les générateurs NEUT et GENIE ainsi que les mesures faites par plusieurs expériences. La dispersion des mesures et des prédictions illustre la difficulté de la détermination des sections efficaces de neutrinos dans la région autour du GeV. Sur la figure est également représenté le résultat préliminaire concernant la première mesure de section efficace CC inclusive réalisée par T2K avec le détecteur ND280 [127].

Une estimation précise de l'incertitude systématique sur R_{CC} associée à la connaissance des sections efficaces de neutrinos nécessiterait une étude détaillée de chacun des modes d'interaction impliqués (CCQE, CC avec production de pions, CC profondément inélastique, NC, etc...). On peut toutefois mesurer de manière simple la sensibilité de la mesure du rapport R_{CC} aux incertitudes sur les sections efficaces et notamment sur la contribution relative, par rapport aux interactions CCQE, des interactions par courant chargé non-quasiélastique (CCnQE) et de celles par courant neutre (NC).

Nous avons fait varier dans des expériences TOY la proportion de la contribution CCnQE par rapport à celle CCQE de $\pm 15\%$ et avons observé l'effet sur la mesure du rapport R_{CC} . Bien qu'approximatives, les variations introduites dans ces expériences TOY sont représentatives des incertitudes actuelles sur les différents processus d'interaction de neutrinos par courant chargé.

Les variations observées sur le paramètre R_{CC} sont de $\pm 7\%$ pour une mesure effectuée sur tout le spectre en énergie des neutrinos (< 10 GeV) et sont sensiblement supérieures ($\pm 8,5\%$) pour le domaine d'énergie limité à 1,25 GeV. Il apparaît donc clairement qu'en mode CC inclusif, même pour une mesure relative telle que $\nu_e CC/\nu_\mu CC$, une bonne connaissance des diverses contributions à la section efficace par courant chargé est indispensable pour réduire de manière significative les incertitudes expérimentales. Inversement, une mesure exclusive avec des interactions par courant chargé quasi-élastique (CCQE) devrait permettre de réduire significativement l'incertitude systématique de mesure, au prix toutefois, d'une perte de précision statistique.

Ainsi, à partir de l'évaluation de ces trois principales sources d'incertitude que sont la connaissance du flux, des sections efficaces et l'identification du lepton, nous estimons une incertitude systématique totale associée à la valeur du rapport $R_{CC}(\nu_e/\nu_\mu)$ de l'ordre 11%, comparable à celle estimée pour le facteur de pondération du signal f_{ν_e} , bien que cette dernière ait été évaluée en prenant en compte des contraintes supplémentaires sur le flux et les sections efficaces fournies par le procédé BANFF d'analyse des interactions $\nu_\mu CC$. Dans l'avenir et avec l'accumulation de la statistique récoltée, la détermination du rapport ν_e/ν_μ bénéficiera de mesures, par le détecteur proche, de sections efficaces exclusives qui permettront de réduire significativement son incertitude systématique.

6. ANALYSE DE LA COMPOSANTE ν_e AVEC LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE

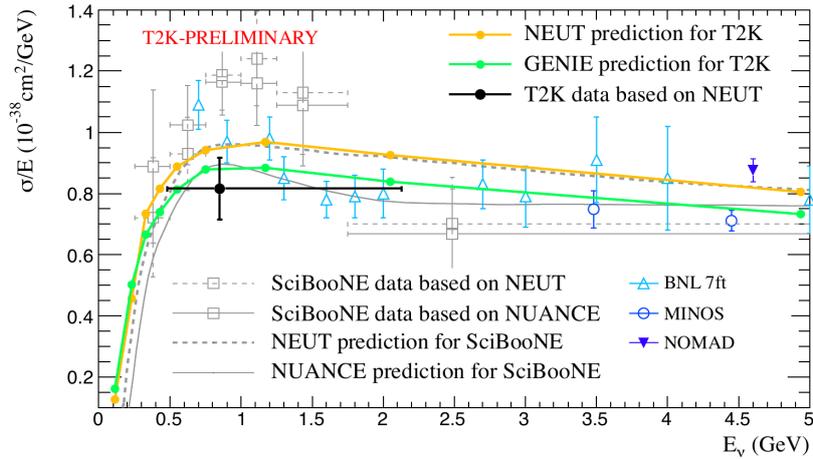


Figure 6.52: Mesures de la section efficace CC inclusive en fonction de l'énergie du neutrino. Les lignes pleines représentent la valeur des modèles dans les générateurs NEUT et GENIE. Le point noir représente la première mesure de section efficace réalisée avec le ND280.

6.5.4 Conclusion

Nous avons donc obtenu une mesure du rapport $R_{CC}(\nu_e/\nu_\mu)$ en accord avec la simulation Monte Carlo qui prédit une contamination du faisceau en ν_e inférieure à 1% dans la région d'énergie inférieure à 1250 MeV, région où les événements d'apparition ν_e sont recherchés à Super-Kamiokande. La valeur que nous avons mesurée est cependant sensible à plusieurs critères comme l'impulsion minimale choisie lors de la sélection des événements ν_e ou la résolution sur les paramètres *pulls* d'identification du lepton. La précision de cette mesure est pour l'instant limitée principalement par l'incertitude statistique, du fait de la faible proportion en neutrinos électroniques du faisceau. Cette incertitude statistique devrait atteindre un niveau proche de l'incertitude systématique avec un échantillon de données deux ou trois fois plus important. Les effets systématiques de mesure peuvent quant à eux être réduits en améliorant en particulier notre connaissance des flux et des sections efficaces, ce qui peut être rendu possible avec les futures analyses d'hadroproduction faites par N161/SHINE et avec l'analyse des données ν_μ avec le détecteur proche (procédé BANFF). Des améliorations doivent également être apportées à la sélection des événements ν_e qui donne actuellement un échantillon composé à plus de 70% de bruit de fond γ . Plus précisément, un effort doit être fait pour contrôler la partie hors-FGD dont la contamination est d'environ 20% pour l'échantillon d'événements ν_e sélectionnés. Avec plus de statistique, nous pouvons imaginer effectuer une sélection plus contraignante en se limitant aux événements CCQE. Une telle analyse exclusive permettrait de diminuer les incertitudes systématiques liées à la connaissance des sections efficaces, mais souffrirait davantage d'incertitudes statistiques. Enfin, un échantillon de contrôle, avec plus de statistique, contenant des conversions de γ reconstruites, permettrait de mieux contraindre le bruit de fond dominant.

Nous pouvons conclure que l'expérience T2K, grâce aux mesures effectuées avec le détecteur proche, possède un bon contrôle de la contamination en ν_e dans le faisceau, qui est de l'ordre du pourcent. Cette contamination est relativement faible pour les énergies inférieures à 1,25 GeV où les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ sont recherchées, du fait notamment de l'utilisation d'un faisceau dans une configuration hors-axe. L'angle θ_{13} étant relativement grand, avec une valeur de $\sin^2 2\theta_{13}$ proche de 0,1, la précision que nous obtenons sur la mesure de la contamination en ν_e ne représente d'ores et déjà pas une limitation à

la mesure d'apparition. En effet, l'incertitude de l'ordre de 25% que nous estimons, doit être reportée sur les 0,76 événement de bruit de fond provenant du faisceau (voir table 5.4) attendus en cas de non oscillation, à comparer aux 6 événements sélectionnés dans les données à SK. Notre mesure, en accord avec les prédictions obtenues par simulation, vient conforter l'observation faite par T2K de l'apparition de ν_e à partir d'un faisceau de ν_μ .

Conclusion

Ce manuscrit relate le travail que j'ai effectué au cours de mon doctorat au sein de la collaboration T2K et du groupe T2K du CEA-Saclay entre octobre 2009 et septembre 2012.

Mon travail de recherche a d'abord consisté en une étude de l'alignement des modules MicroMegas instrumentant les TPC du détecteur proche ND280. Nous avons montré qu'un mauvais alignement de ces modules peut dégrader la résolution et l'échelle en impulsion mesurée par les TPC, l'effet étant particulièrement important lorsqu'il existe des rotations relatives entre les modules. Pour cette étude, j'ai utilisé un lot de données cosmiques prises sans champ magnétique, afin de pouvoir faire l'extrapolation de traces non courbées. La méthode montre une précision meilleure que 0,5 mrad sur la mesure des défauts d'alignement en rotation des modules, ce qui garantit une mesure de l'échelle en impulsion inférieure à 2% à 1 GeV/c. Pour les mesures de position, notre méthode s'avère efficace pour l'alignement des modules selon l'axe vertical, mais souffre à l'heure actuelle pour la détermination de l'alignement horizontal des modules de la perte de résolution spatiale observée lorsque l'angle de la trace par rapport à l'horizontale augmente. Ce défaut pourra être corrigé à l'avenir par une meilleure reconstruction des traces à grand angle. Enfin notre méthode montre également l'intérêt de pouvoir surveiller l'évolution de l'alignement des modules dans le temps, sans intervenir sur le détecteur. Une mesure a notamment été effectuée après le tremblement de terre de mars 2011, et n'a pas montré de déplacement significatif des MicroMegas.

J'ai ensuite réalisé une étude des données récoltées par Super-Kamiokande lors des Runs 1 et 2. Cette étude reprend étape par étape la sélection de ν_e CCQE effectuée par T2K et visant à optimiser la recherche d'événements d'apparition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. A partir de cette sélection, nous trouvons 6 événements candidats satisfaisant l'ensemble des critères de sélection. Ce nombre de 6 événements est à comparer à 1,4 événement de bruit de fond attendu dans l'hypothèse de non oscillation. T2K a ainsi été la première expérience à longue ligne de base à donner l'indication d'un angle θ_{13} non nul à plus de $2,5\sigma$. L'étude des données de Super-Kamiokande nous a permis de constater que pour T2K, la contamination intrinsèque du faisceau en ν_e est à l'origine d'environ 50% du bruit de fond estimé.

L'analyse principale de cette thèse porte sur le contrôle de cette contamination du faisceau avec les données accumulées auprès du détecteur proche en 2010 et 2011. L'analyse repose sur une sélection des interactions ν_e CC dans le trajectographe du ND280, ce qui est rendu difficile par le faible nombre d'interactions attendu. Nous avons évalué une série de critères afin de sélectionner ces événements, et obtenu un échantillon de données de 322 événements et un échantillon Monte Carlo normalisé aux données de $326,1 \pm 5,5$ événements. Nous avons ensuite effectué un ajustement du MC aux données par maximum de vraisemblance afin de repondérer la fraction de signal et de bruit de manière à améliorer l'accord entre données et Monte Carlo sur la forme des spectres observés. Le résultat de l'ajustement nous indique une repondération du signal d'un facteur $1,018 \pm 0,173_{stat}$, compatible avec la simulation. Une sélection similaire a ensuite été utilisée pour extraire un échantillon d'interactions ν_μ CC, servant de facteur

CONCLUSION

de normalisation dans le calcul du rapport du nombre d'interactions par courant chargé $R_{CC}(\nu_e/\nu_\mu)$. En particulier, nous avons mesuré ce rapport pour la fraction de neutrinos d'énergie inférieure à 1,25 GeV, où la probabilité d'oscillation est la plus importante. La valeur de la mesure, $R_{CC}(\nu_e/\nu_\mu) = 1,04\%$, obtenue avec une précision statistique de 20% et une incertitude systématique de l'ordre de 11%, est en accord avec les estimations. Ce résultat indique la validité, dans les limites des incertitudes estimées, des prédictions sur la composition du faisceau ainsi que des modèles de sections efficaces utilisées par l'expérience. Et bien que cette mesure soit encore largement dominée par la statistique, la précision de la mesure s'avère d'ores et déjà suffisante pour conforter les résultats de T2K sur la détermination de l'angle θ_{13} .

Annexe A

Analyse d'appartition avec le Run 3

Cette annexe a pour but de présenter les résultats officiels d'apparition de ν_e de l'expérience T2K présentés au cours de l'été 2012 [128]. Ces nouveaux résultats ont été obtenus avec un lot de données supplémentaire par rapport aux résultats exposés dans le corps principal du manuscrit.

A.1 Prise de données

Suite à l'arrêt forcé de la prise de données le 11 mars 2011, causé par le tremblement de terre ayant frappé la côte est du Japon, l'expérience T2K a repris son fonctionnement en avril 2012, après à une période de réparation et de remise en fonctionnement de l'ensemble de ses composantes. La prise de données a duré jusqu'à la fin du mois de juin 2012 pour atteindre une statistique cumulée de $3,01 \cdot 10^{20}$ POT. Cette période d'accumulation de données supplémentaires, appelée Run 3, a permis de doubler la statistique des Runs 1 et 2 ($1,43 \cdot 10^{20}$ POT) et porte ainsi la statistique accumulée à 4% de l'objectif nominal de T2K. L'accumulation de la statistique sur l'ensemble des Runs est représentée sur la figure A.1. Cette figure indique également la puissance de l'accélérateur, qui a atteint 200 kW. La figure A.2 montre le taux moyen d'interactions de neutrinos dans le détecteur INGRID au cours du temps, pour les Runs 1, 2 et 3. On observe que le taux moyen d'interactions pendant le Run 3 est globalement équivalent à celui mesuré pendant les précédents Runs, avec un taux d'environ 1,5 événement par 10^{14} POT. Notons qu'au début du Run 3, une partie de la prise de données a été effectuée avec un courant de 200 kA dans les cornes magnétiques, au lieu de 250 kA normalement, à cause d'un problème technique. Cette baisse de courant a entraîné une perte d'efficacité dans la focalisation du faisceau, ce qui explique le faible taux d'interactions mesuré pendant les premiers jours de prise de données.

A.2 Contraintes avec le détecteur proche

La partie la plus importante de l'analyse d'apparition est l'estimation des nombres d'événements de signal et de bruit de fond attendus au détecteur lointain SK, en prenant en compte les incertitudes systématiques sur le flux, les sections efficaces et l'efficacité des détecteurs. Les mesures du détecteur proche de l'état du faisceau avant oscillations permettent de contraindre les incertitudes sur le flux et les sections efficaces. Ainsi un échantillon correspondant à $1,08 \cdot 10^{20}$ POT de données du ND280 est analysé pour prédire le flux attendu à SK. Cette analyse utilise un échantillon d'interactions par courant chargé de ν_μ , signalées par une trace muonique de charge négative, provenant d'un FGD et traversant une TPC. Pour enrichir l'échantillon en interactions CCQE, une seule trace muonique doit être reconstruite dans

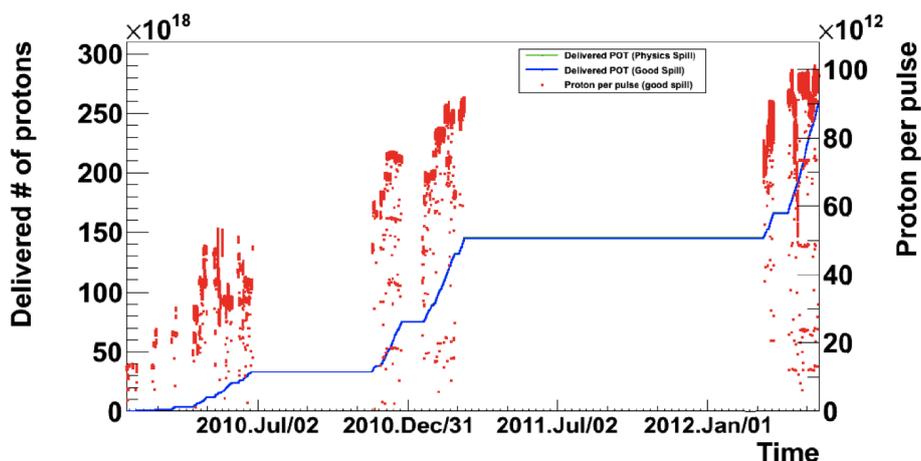


Figure A.1: Statistique accumulée par T2K avec les Runs 1, 2 et 3 en nombre de protons délivrés sur la cible (POT). Les marqueurs rouges représentent la puissance de l'accélérateur indiquée en nombre de protons par cycle.

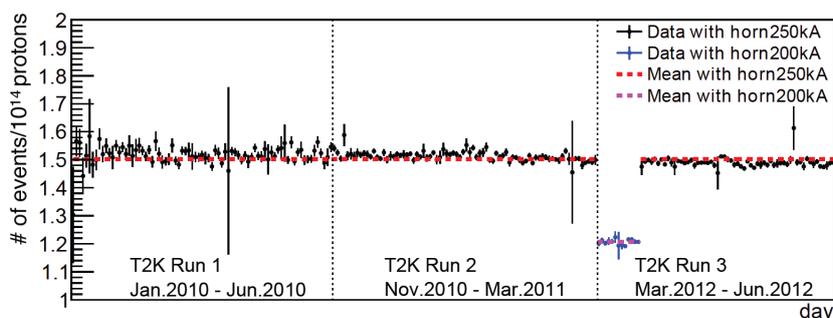


Figure A.2: Stabilité du nombre d'événements enregistrés par INGRID sur l'ensemble de la prise de données des Runs 1, 2 et 3.

l'événement. Cette sélection montre une efficacité de 40% et une pureté de 72%. La distribution du nombre d'événements en fonction de l'impulsion du muon ainsi qu'en fonction de l'angle entre la trace et la direction du faisceau est alors ajustée de manière à contraindre les paramètres de flux et de section efficace, ce qui donne une estimation plus précise du nombre d'événements attendus à SK. La figure A.3 montre les distributions du nombre d'événements de l'échantillon CCQE en fonction de l'impulsion du muon et de l'angle de la trace, comparé à la simulation avant et après l'ajustement. La prédiction du flux de neutrino à SK par rapport à la simulation nominale est ensuite indiquée sur la figure A.4 avec les incertitudes systématiques associées avant et après l'ajustement. On observe que les incertitudes sont réduites par l'analyse du ND280 et les valeurs centrales ajustées sont utilisées pour corriger les prédictions de flux.

A.3 Sélection des événements SK

Les critères de sélection des événements candidats ν_e CCQE à Super-Kamiokande sont identiques à ceux décrits dans la section 5.4, à savoir :

- Événement entièrement contenu dans le volume fiduciel (FCFV).

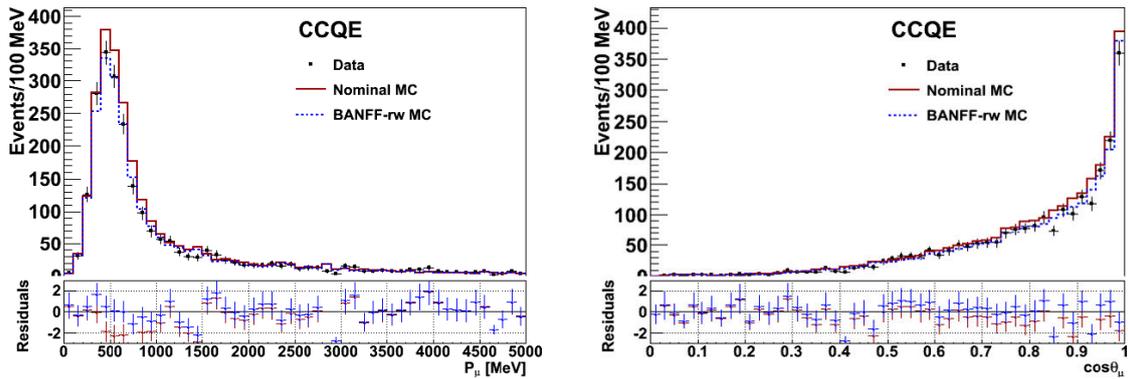


Figure A.3: Distribution de l'impulsion (gauche) et de l'angle par rapport à la direction du faisceau (droite) de l'échantillon de muons CCQE du ND280. Le spectre simulé par MC est indiqué avant (ligne pleine) et après (ligne pointillée labélisée "BANFF-rw") ajustement. La figure en bas montre le rapport données sur simulation.

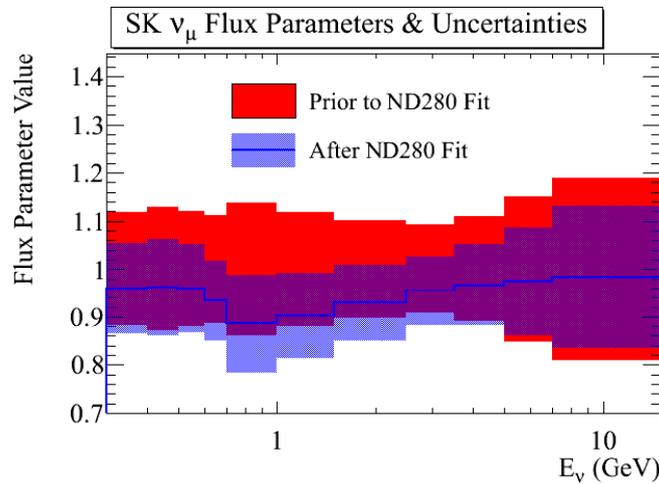


Figure A.4: Prédiction ajustée du flux de neutrinos à Super-Kamiokande par rapport à la prédiction nominale, avec les incertitudes relatives à $\pm 1\sigma$ avant et après l'ajustement aux données du ND280.

- Un seul anneau reconstruit dans l'événement.
- Identification de l'anneau comme d'origine électronique.
- Energie visible de l'événement supérieure à 100 MeV.
- Aucun anneau de désintégration associé.
- Masse invariante $M_{\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma}$ reconstruite inférieure à $105 \text{ MeV}/c^2$.
- Energie reconstruite du neutrino selon l'hypothèse CCQE inférieure à 1250 MeV.

La figure A.5 représente la distribution du paramètre d'identification permettant de discriminer entre les événements de type électronique (<0) des événements de type muonique (>0). On observe que 88 événements FCFV ont été enregistrés, dont 22 sont de type électronique. La figure A.6 représente quant à elle le spectre en énergie des neutrinos ayant satisfaits l'ensemble des critères. Au final, 11 événements

A. ANALYSE D'APPARTITION AVEC LE RUN 3

candidats sont sélectionnés dans l'ensemble des données des Runs 1, 2 et 3 afin d'effectuer l'analyse d'oscillation.

La répartition de la position des 11 événements dans le détecteur SK est indiquée sur la figure A.7, dans le plan X-Y ainsi que dans le plan R²-Z. On remarque que les événements sont désormais répartis un peu plus uniformément que sur la figure 5.24.

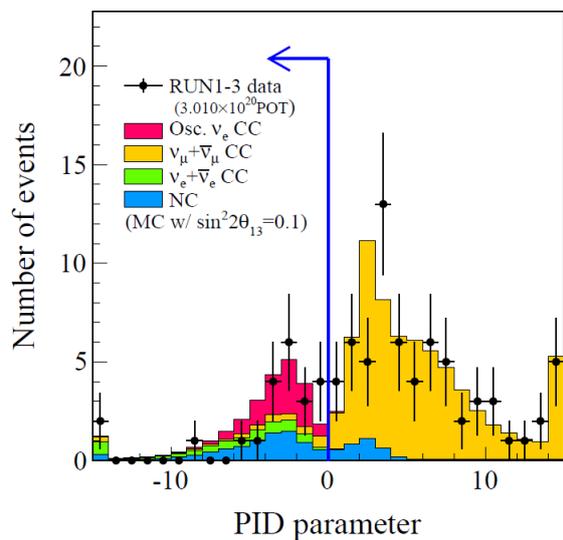


Figure A.5: Discrimination entre événements de type électronique (négatifs) et événements de type muonique (positifs).

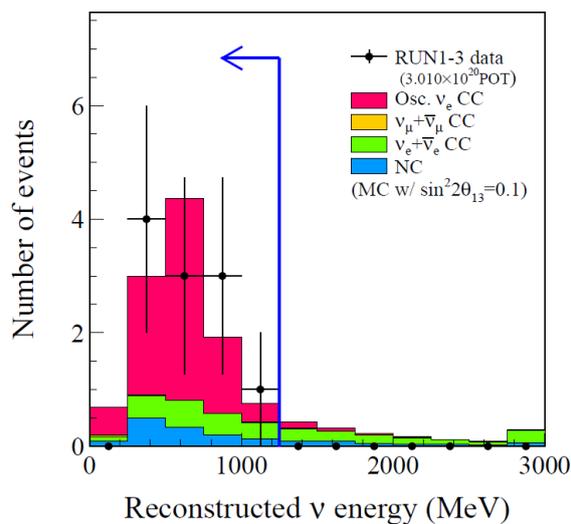


Figure A.6: Distribution de l'énergie reconstruite du neutrino selon l'hypothèse CCQE pour les données et le Monte Carlo..

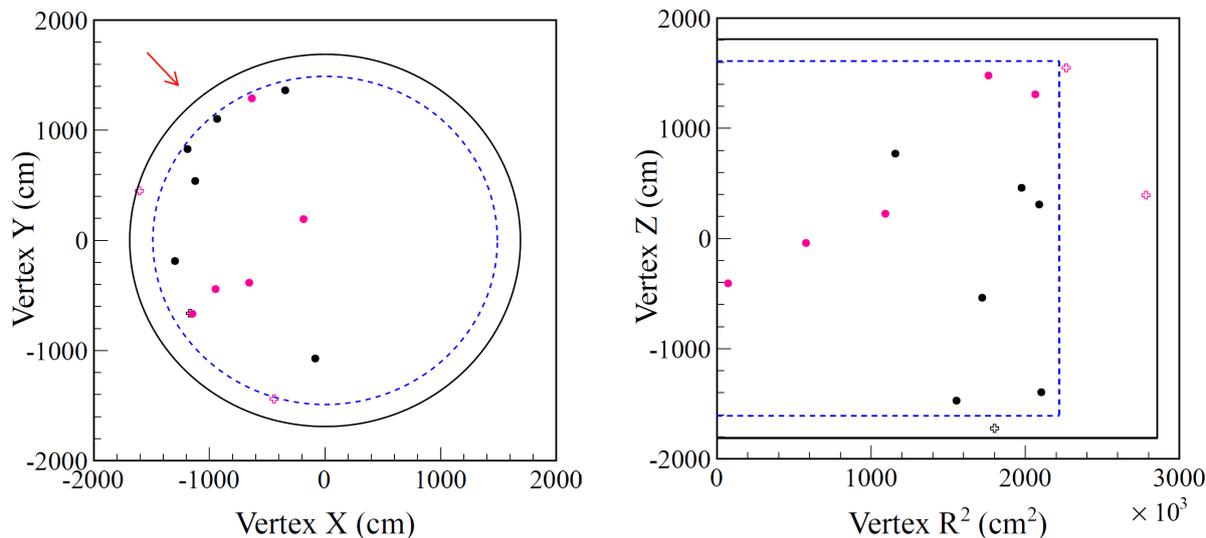


Figure A.7: Position des événements candidats ν_e dans les plans X-Y (gauche) et R²Z (droite). Les points noirs représentent les événements correspondant aux Runs 1 et 2 (voir figure 5.24) et les points roses représentent les événements du Run 3. Les croix représentent les événements satisfaisant tous les critères autres que celui du volume fiduciel.

A.4 Analyse d'oscillation et résultats

Pour l'analyse d'oscillation, le nombre de 11 événements candidats est comparé au nombre d'événements attendus à SK selon différentes hypothèses sur les paramètres d'oscillation. Les tableaux A.1 et A.2 indiquent le nombre d'événements attendus pour des valeurs de $\sin^2 2\theta_{13} = 0, 1$ et $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ respectivement, une valeur de $\delta_{CP} = 0$ et une hiérarchie de masse normale. Le tableau A.3 indique l'incertitude relative sur ces nombres d'événements attendus selon différentes sources. Les sources d'incertitudes sont la connaissance du flux et des sections efficaces provenant des données du ND280 (5,7%), les incertitudes sur les sections efficaces provenant d'autres expériences (7,5%), sur les interactions dans l'état final (2,4%) et enfin sur l'efficacité du détecteur (3,1%) On obtient une incertitude relative totale sur le nombre d'événements attendus pour $\sin^2 2\theta_{13} = 0, 1$ de 10,3%, ce qui est mieux que l'incertitude obtenue dans l'analyse présentée dans la section 5.5 (17,5%).

	Données	Signal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ CC	Bruit Total	$\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ CC	ν_e CC	NC
FCFV	174	12,35	165,47	117,33	7,67	40,48
1-anneau	88	10,39	82,78	66,41	4,82	11,55
Identification e	22	10,27	15,60	2,72	4,79	8,10
$E_{\text{vis}} > 100$ MeV	21	10,04	13,53	1,76	4,75	7,01
$N_{\mu \rightarrow e} = 0$	16	8,63	10,09	0,33	3,76	6,00
$M_{\text{inv}} < 105$ MeV/c ²	11	8,05	4,32	0,09	2,60	1,64
$E_\nu^{\text{CCQE}} < 1250$ MeV	11	7,81	2,92	0,06	1,61	1,25
Efficacité globale [%]	-	63,2	1,8	0,0	21,0	3,1

Table A.1: Nombre d'événements $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et bruit de fond attendu pour chaque critère de sélection obtenu par simulation et observé dans les données. Les valeurs obtenues par MC sont calculées avec $\sin^2 2\theta_{13} = 0,1$ et $\delta_{CP} = 0$.

	Données	Signal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ CC	Bruit Total	$\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ CC	ν_e CC	NC
FCFV	174	0,25	165,96	117,55	7,93	40,48
1-anneau	88	0,22	83,11	66,54	5,02	11,55
Identification e	22	0,22	15,80	2,72	4,99	8,10
$E_{\text{vis}} > 100$ MeV	21	0,21	13,73	1,77	4,95	7,01
$N_{\mu \rightarrow e} = 0$	16	0,19	10,26	0,33	3,93	6,00
$M_{\text{inv}} < 105$ MeV/c ²	11	0,18	4,47	0,09	2,75	1,64
$E_\nu^{\text{CCQE}} < 1250$ MeV	11	0,18	3,04	0,06	1,73	1,25
Efficacité globale [%]	-	72,0	1,8	0,0	21,8	3,1

Table A.2: Nombre d'événements $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et bruit de fond attendu pour chaque critère de sélection obtenu par simulation et observé dans les données. Les valeurs obtenues par MC sont calculées avec $\sin^2 2\theta_{13} = 0$ et $\delta_{CP} = 0$.

A. ANALYSE D'APPARTITION AVEC LE RUN 3

Source d'incertitude	$\sin^2 2\theta_{13} = 0$	$\sin^2 2\theta_{13} = 0,1$
Faisceau + interactions ν dans l'ajustement ND280	8,7 %	5,7 %
Interactions ν (autres expériences)	5,9 %	7,5 %
Interactions de l'état final	3,1 %	2,4 %
Détecteur lointain	7,1 %	3,1 %
Incertitude totale	13,4 %	10,3 %

Table A.3: Tableau des incertitudes systématiques sur le nombre d'événements attendu, en fonction de leur source. Les incertitudes sont calculées avec les paramètres d'oscillation $|\Delta m_{32}^2| = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{eV}^2$ et $\delta_{CP} = 0$.

La probabilité d'observer au moins 11 événements candidats pour nombre d'événements attendu sans oscillation de $3,22 \pm 0,43$ (0,18 de signal et 3,04 de bruit) est de 0,08% soit $3,2\sigma$. Ce résultat donne une preuve de l'apparition de ν_e dans le faisceau, et confirme le résultat précédent [105] d'une indication d'un $\theta_{13} \neq 0$.

Les paramètres θ_{13} et δ_{CP} sont alors déterminés par une fonction de maximum de vraisemblance ajustant la distribution en deux dimensions de l'impulsion des candidats électrons par rapport à leur angle d'émission ($p_e - \theta_e$), comme indiqué sur la figure A.8. L'ajustement sur cette distribution permet de mieux discriminer le signal du bruit de fond que seul l'ajustement sur le nombre d'événements utilisé dans la section 5.5. La meilleure valeur d'ajustement pour une phase $\delta_{CP} = 0$ est

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0,094^{+0,053}_{-0,040} \quad (0,128^{+0,070}_{-0,075}) \quad (\text{A.1})$$

pour une hiérarchie normale (inverse). Les contours correspondants dans l'espace $(\delta_{CP}, \sin^2 2\theta_{13})$ sont montrés sur la figure A.9. Les résultats sont compatibles et améliorent les précédents (figure 5.31). A noter que deux autres méthodes d'analyse ont été utilisées pour déterminer les paramètres d'oscillations. La première en ajustant le spectre en énergie des candidats et la seconde en utilisant seulement le nombre d'événements candidats mais en utilisant la technique de Feldman-Cousins pour construire les contours. Ces deux analyses alternatives sont en accord avec la méthode d'ajustement de la distribution $(p_e - \theta_e)$.

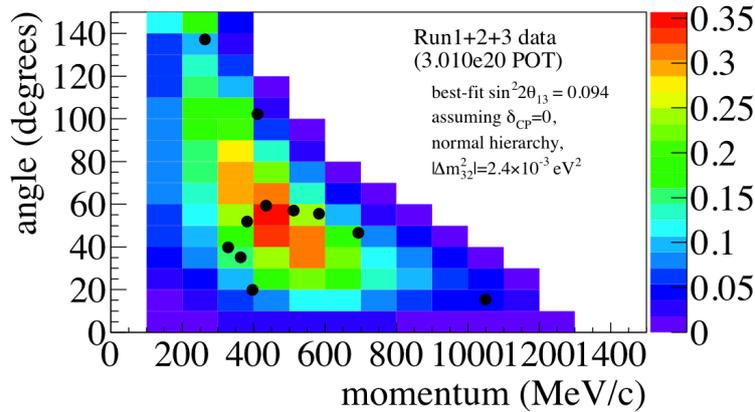


Figure A.8: Distribution de l'impulsion des candidats électrons par rapport à leur angle d'émission. Les points représentent les données et l'histogramme la distribution attendue (signal + bruit) pour une valeur de $\sin^2 2\theta_{13} = 0,104$

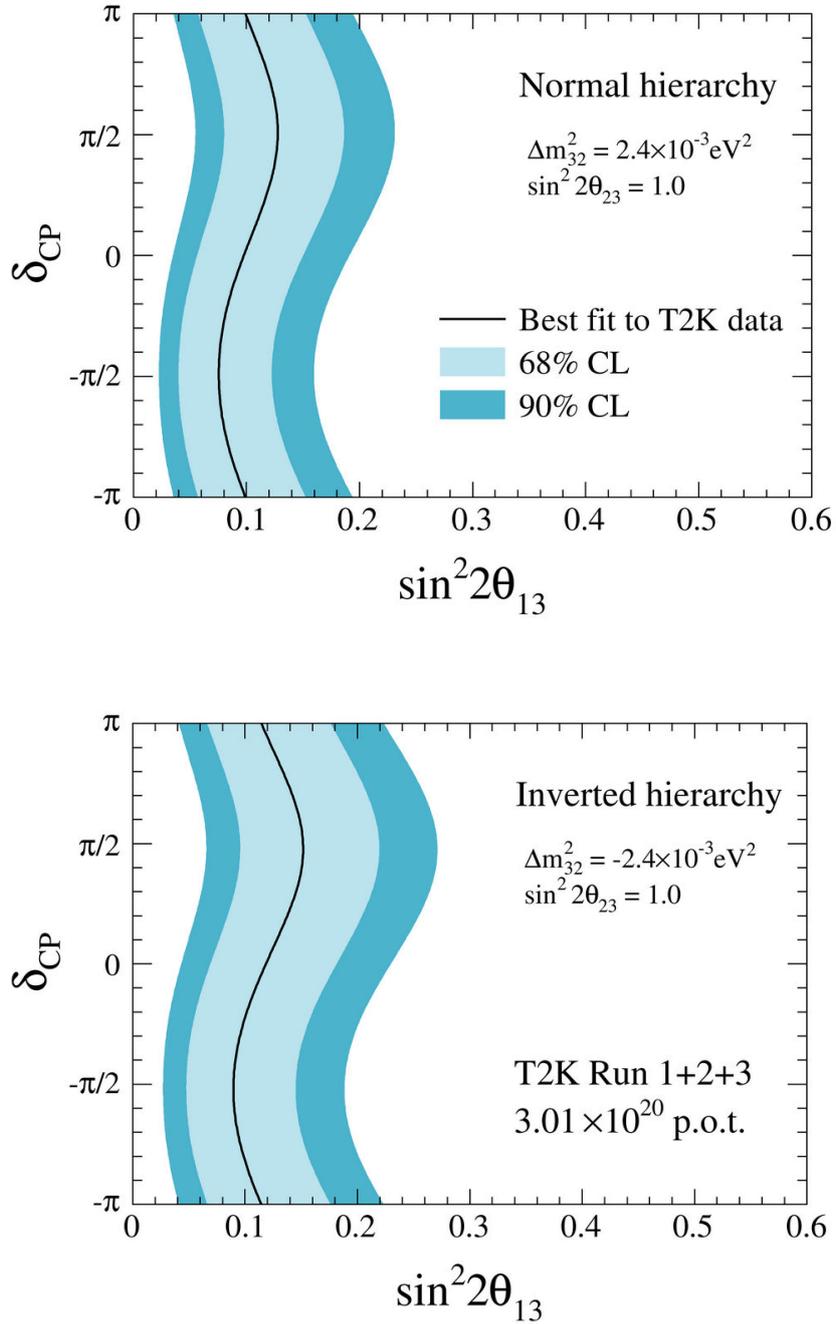


Figure A.9: Intervalles à 68% et 90% de niveau de confiance sur $\sin^2 2\theta_{13}$ en fonction de δ_{CP} pour une hiérarchie normale (en haut) et une hiérarchie inverse (en bas). La ligne noire représente la valeur du meilleur ajustement.

Références

- [1] W. Pauli. *Physics Today*, 31(27), 1978. 9
- [2] J. Chadwick. *Proc. R. Soc. London (A)*, 136(692), 1932. 9
- [3] E. Fermi. *Z. Phys.*, 88(161), 1934. 9
- [4] C. L. Cowan et al. *Science*, 124(103), 1956. 9
- [5] G. Danby et al. *Phys. Rev. Lett.*, 9(36), 1962. 10
- [6] K. Kodama et al. [Collaboration DONUT]. *Phys. Lett. B*, 504(218), 2001. 10
- [7] D. Decampo et al. [ALEPH-DELPHI-L3-OPAL]. *Phys. Lett. B*, 276(247), 1991. 10
- [8] S.L. Glashow. *Nucl. Phys.*, 22(579), 1961. 11
- [9] S. Weinberg. *Phys. Rev. Lett.*, 19(1264), 1967. 11
- [10] A. Salam. *Elementary Particle Theory, Proc. 8th Nobel Symp.*, 367, 1968. 11
- [11] C. S. Wu et al. *Phys. Rev. Lett.*, 105, 1413-1415, 1957. 12
- [12] M. Goldhaber et al. *Phys. Rev. Lett.*, 109, 1015-1017, 1958. 12
- [13] K. Zuber. *Neutrino Physics, IOP Publishing Ltd*, 2004. 12, 14, 15
- [14] E. Majorana. *Nuovo Cim. 14:171-184*, 1937. 13
- [15] W. H. Furry et al. *Phys. Rev. Lett.*, 56(1184-1193), 1939. 13
- [16] R. Arnold et al. *Nucl.Phys. A*, 765:483–494, 2006. 13
- [17] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al. *Eur. Phys. J.*, A12:147–154, 2001. 13
- [18] C. Arnaboldi et al. [Collaboration CUORICINO]. *Phys. Rev. C*, 78(035502), 2008. 13
- [19] I. Abt et al. *arXiv:hep-ex/0404039v1*, 2004. 13
- [20] V. Guiseppe. *Nuclear Physics B (Proceedings Supplements)*, 217, 2011. 13
- [21] R. Arnold et al. (Collaboration SuperNEMO). *arXiv:1005.1241v2 [hep-ex]*, 2010. 13
- [22] P. Minkowski. *Phys. Lett. B*, 67:421–428, 1977. 14
- [23] M. Gell-Mann P. Ramond et R. Slansky. *Supergravity, North Holland*, 1979. 14

RÉFÉRENCES

- [24] R.N. Mohapatra et G. Senjanovic. *Phys. Rev. Lett.*, 44(912), 1980. 14
- [25] Collaboration KATRIN. *LOI*, *arXiv:hep-ex/0109033v1*, 2001. 15, 16
- [26] Ch. Weinheimer et al. *Phys. Lett. B*, 460:219–226, 1999. 15
- [27] V.M. Lobashev et al. *Phys. Lett. B*, 460:227–235, 1999. 15
- [28] Ch. Kraus et al. *Phys. Lett. B*, 40:447–468, 2005. 15
- [29] E. Komatsu et al. *ApJS*, 192, 2011. 16
- [30] B. Pontecorvo. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 34(247), 1958. 16
- [31] Z. Maki N. Nakagawa et S. Sakata. *Prog. Theor. Phys.*, 28(870), 1962. 16
- [32] C. Giunti et C. W. Kim. *Fundamentals of neutrino physics and astrophysics*, Oxford University Press, 2007. 18
- [33] J. Gava. *Thèse de doctorat, Université Paris 11*, 2009. 19
- [34] L. Wolfenstein. *Phys. Rev. D*, 17(2369), 1978. 20
- [35] S. P. Mykheyev et A. Yu. Smirnov. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 42(913), 1985. 20
- [36] M. Fukugita et T. Yanagida. *Phys. Lett. B*, 174:45–47, 1986. 22
- [37] S. Davidson E. Nardi et Y. Nir. *Phys. Rep.*, 466(105), 2008. 22
- [38] M. Mezzetto et T. Schwetz. *arXiv:hep-ph/1003.5800*, 2010. 22, 34
- [39] C. Athanassopoulos et al. [Collaboration LSND]. *Phys.Rev.Lett.*, 75:2650–2653, 1995. 23
- [40] A. Aguilar-Arevalo et al. [Collaboration MiniBooNE]. *arXiv:1207.4809v2 [hep-ex]*, 2012. 23
- [41] Th. A. Mueller et al. *Phys. Rev. C*, 83:054615, May 2011. 23
- [42] G. Mention et al. *Phys. Rev. D*, 83:073006, 2011. 23
- [43] D.A. Dwyer et al. *arXiv:1109.6036v1 [hep-ex]*, 2011. 23
- [44] E. G. Adelberger. *arXiv 1004.2318*, 2010. 25
- [45] R.J. Davis et al. *Phys. Rev. Lett.*, 20(1205), 1968. 27
- [46] J.N. Abdurashitov et al. *Astropart. Phys.*, 25:349–354, 2006. 27
- [47] W. Hampel et al. [Collaboration GALLEX]. *Phys. Lett. B*, 420:114–126, 1998. 27
- [48] K.S. Hirata et al. [Collaboration KAMIOKANDE-II]. *Phys. Rev. Lett.*, 63(16), 1989. 28
- [49] S. Fukuda et al. [Collaboration Super-Kamiokande]. *Phys. Rev. Lett.*, 86(5651), 2001. 28, 48, 52
- [50] K. Eguchi et al. [Collaboration KamLAND]. *Phys. Rev. Lett.*, 90(021802), 2003. 29
- [51] A. Gando et al. *Phys. Rev.*, D83, (052002), 2011. 30

- [52] G. Alimonti et al. *arXiv 0806.2400*, 2008. 30
- [53] Y. Ashie et al. *Phys. Rev., D71*, (112005), 2005. 30
- [54] M. Guler et al. [Collaboration OPERA]. (CERN-SPSC-2000-028. LNGS-2000-25. SPSC-P-318), 2000. 31
- [55] N. Agafonova et al. [Collaboration OPERA]. *Phys. Lett. B*, 691:138–145, 2010. 31
- [56] Communiqué de presse de l’INFN. 06-06-2012. 31
- [57] E. Aliu et al. [Collaboration K2K]. *Phys. Rev. Lett.*, 94(081802), 2005. 31, 35, 48
- [58] P. Adamson et al. [Collaboration MINOS]. *Phys. Rev. Lett.*, 97(191801), 2006. 31
- [59] P. Adamson et al. [Collaboration MINOS]. *Phys. Rev. Lett.*, 106(181801), 2011. 32, 127, 128
- [60] P. Adamson et al. [Collaboration MINOS]. *Phys. Rev. Lett.*, 108(191801), 2012. 32
- [61] M. Apollonio et al. [Collaboration CHOOZ]. *The European Physical journal C - Particles and Fields*, 27:331–374, 2003. 33, 105
- [62] F. Ardellier et al. [Collaboration Double Chooz]. *arXiv:hep-ex/0606025*, 2006. 33
- [63] Y. Abe et al. [Collaboration Double Chooz]. 2012. 34, 123
- [64] V. Durand. *Thèse de doctorat, Université Paris 7*, 2012. 34
- [65] X. Guo et al. [Collaboration Daya Bay]. *hep-ex/0701029*, 2007. 34
- [66] F.P. An et al. [Collaboration Daya Bay]. *Phys. Rev. Lett.*, 108(171803), 2012. 35, 123
- [67] J.K. Ahn et al. [Collaboration RENO]. *arXiv:hep-ex/1003.1391*, 2010. 35
- [68] J.K. Ahn et al. [Collaboration RENO]. *Phys. Rev. Lett.*, 108(191802), 2012. 35, 123
- [69] P. Adamson et al. [Collaboration MINOS]. *arXiv:hep-ex/1108.0015v1*, 2011. 35, 130
- [70] I. Ambats et al. [Collaboration NuA]. *Proposal, hep-ex/0503053*, 2004. 36
- [71] La collaboration LBNE. *The LBNE project*, <http://lbne.fnal.gov/papers.shtml>. 37
- [72] K. Abe et al. *arXiv:1109.3262 [hep-ex]*, 2011. 37
- [73] La collaboration LAGUNA. *The Laguna project*, <http://www.laguna-science.eu/>. 37
- [74] C. Rogers et G. Prior. *CERN-ATS-Note-2011-003 TECH ; EUROnu-WP3-02*, 2011. 38
- [75] P. Zucchelli. *Phys. Lett. B*, 532, 2002. 39
- [76] La collaboration T2K. *Letter of intent*, <http://neutrino.kek.jp/jhfnu/loi/loi.v2.030528.pdf>, 2003. 41
- [77] La collaboration T2K. *arXiv:1106.1238v2 [physics.ins-det]*, 2011. 41
- [78] K.T. McDonald. *arXiv:hep-ex/0111033*, 2001. 41

RÉFÉRENCES

- [79] KEK-Report 2002-13 and JAERI-Tech 2003-044. *J-PARC Technical Design Report*, <http://hadron.kek.jp/~accelerator/TDA/tdr2003/index2.html>, 2003. 44
- [80] K. Matsuoka et al. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 623:385–387, 2010. 46
- [81] K. Matsuoka et al. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 624:591–600, 2010. 46
- [82] <http://www.fluka.org/fluka.php>, 2008. 48
- [83] Computing Application software group and Geneva Networks Division, CERN. *GEANT3, a detector description and simulation tool*, 1993. 48
- [84] N. Abgrall et al. *Technical Report CERN-SPSC-2010-025*, SPSC-SR-066, 2010. 48
- [85] N. Abgrall et al. DOI: 10.1103/PhysRevC.84.034604, 2011. 48, 49, 131
- [86] N. Abgrall et al. *arXiv:1112.0150v1 [hep-ex]*, 2011. 48, 131
- [87] N. Abgrall et al. *arXiv:1207.2114 [hep-ex]*, 2012. 48
- [88] P. A. Cherenkov. *Physical Review*, 52:378–379, 1937. 49
- [89] I. M. Frank et I. E. Tamm. *Doklady Akad. Nauk SSSR*, 14:109, 1937. 49
- [90] M. Fechner. *Thèse de doctorat, Université Paris VI - CEA-Saclay/DAPNIA*, 2006. 51, 111
- [91] S. Yamamoto. *Thèse de doctorat, Université de Kyoto*, 2006. 51
- [92] M. Yokoyama. 622:567–573, 2010. 54
- [93] S. Aoki et al. 2012. *arXiv:hep-ex/1206.3553*. 57
- [94] L. Bellantoni et P. Rubinov. *D0 Note*, 4845, 2005. 58
- [95] S. Ritt P. Amaudruz et K. Olchanski. *MIDAS (Maximum Integration Data Acquisition System)*, 2001. <http://midas.psi.ch>. 59
- [96] N. Abgrall et al. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 637:25–46, 2011. 59
- [97] C. Giganti. *Thèse de doctorat*, 2010. 61, 134, 141
- [98] S. Anvar et al. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 602:415–420, 2009. 61
- [99] D. Karlen P. Poffenberger et G. Rosenbaum. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 555:80, 2005. 69
- [100] R.L. Gluckstern. *Nucl. Instrum. Meth.*, 24:381, 1963. 73
- [101] C. Bojenchko et al. *T2K Note Interne T2K-TN-071*, 2012. 75
- [102] S. Agostinelli et al. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 506:250–303, 2003. 84
- [103] R. Brun et F. Rademakers. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 389:81–86, 1997. 84
- [104] D. Karlen. *T2K Note Interne T2K-TN-011*, 2009. 87
- [105] K. Abe et al. [Collaboration T2K]. *Phys. Rev. Lett.*, 107:041801, 2011. 95, 121, 186

- [106] B. Richter. *SLAC-PUB-8587 (hep-ph/0008222)*, 2000. 99
- [107] C. Giganti F. Blaszczyk A. Longhin et M. Zito. *T2K Note Interne T2K-TN-015*, 2010. 101
- [108] Y. Hayato. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 112(171), 2002. NuInt01. 104, 131
- [109] A. Himmel et al. *T2K Note Interne T2K-TN-120*, 2012. 108
- [110] S. Mine et al. *T2K Note Interne T2K-TN-005*, 2009. 111
- [111] G. J. Feldman et R. D. Cousins. *Phys. Rev. D* 57, 3873, 2005. 123
- [112] K. Abe et al. [Collaboration T2K]. *Phys.Rev. Lett.*, D85:031103, 2012. 123
- [113] K. Abe [Collaboration Super-Kamiokande]. *hep-ex/1109.1621*, 2011. 127, 128
- [114] B. Berliner et J. Polk. *Concurrent Versions System (CVS)* <http://www.cvshome.org>, 2001. 131
- [115] C. Andreopoulos et al. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 614:87–104, 2010. 131
- [116] MySQL. *Gestionnaire de base de données*, <http://www.mysql.com>. 132
- [117] A. Cervera-Villanueva J.J. Gomez-Cadenas et J.A. Hernando. *Nuclear Science Symposium Conference Record*, 3, 2003. 132
- [118] Particle Data Group. 2008. 133
- [119] A. Carver. *Thèse de doctorat*, 2010. 135
- [120] J. Caravaca et al. *T2K Note Interne T2K-TN-094*, 2012. 154, 164, 166
- [121] F. James. *MINUIT - Manuel de référence* : <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>. 159
- [122] M. Hartz et al. *T2K Note Interne T2K-TN-106*, 2012. 166
- [123] K. Kowalik et J. Lagoda. *T2K Note Interne T2K-TN-077*, 2011. 168
- [124] A. A. Aguilar-Arevalo et al. *Phys. Rev. D*, 83:052009, 2011. 168
- [125] A. A. Aguilar-Arevalo et al. *Phys. Rev. D*, 83:052007, 2011. 168
- [126] M. Wasco et al. *T2K Note Interne T2K-TN-108*, 2012. 169
- [127] M. Ravonel Salzgeber. *Thèse de doctorat*, 2012. 175
- [128] T. Nakaya. *Présentation à la conférence ICHEP*, 2012. 181

Remerciements

Ceux qui me connaissent bien ou qui m'ont suivi au cours de la rédaction de ce manuscrit savent à quel point je ne suis pas doué pour écrire et coucher mes idées sur le papier. Cependant c'est quand même avec un grand plaisir que je me plie à l'exercice de la rédaction de cette page de remerciements car je sais ce que je dois à toutes les personnes qui m'ont accompagné jusqu'ici (et je m'excuse par avance auprès des personnes que je pourrais oublier).

Je tiens tout d'abord à remercier Philippe Chomaz, le directeur de l'IRFU au CEA-Saclay, ainsi qu'Ursula Bassler et Didier Vilanova, tous les deux chefs du SPP pendant un moment durant ma thèse, pour m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire et m'avoir offert un aussi bon environnement de travail au quotidien. Je remercie également Bernard Ille, le directeur de l'IPNL, grâce à qui j'ai pu avoir un laboratoire de rattachement au CNRS.

J'aimerais remercier mes rapporteurs, François Mauger et Alain Blondel, qui ont pris de leur temps pour relire mon manuscrit et m'ont autorisé à soutenir cette thèse, ainsi que les autres membres de mon jury, Stéphane Lavignac et Jacques Chauveau, pour leur présence à ma soutenance. Je remercie Dario Autiero, également membre de mon jury, et qui a surtout accepté d'associer son nom au mien pour me permettre d'obtenir le financement pour effectuer ce doctorat. J'aurais aimé en faire plus pour lui témoigner ma sincère gratitude.

Un immense merci revient à Edoardo Mazzucato, mon directeur de thèse, pour sa bienveillance, sa patience, et son implication dans mon travail. Je sais à quel point la fin de thèse fut intense, et pour cela je ne pourrai jamais assez le remercier. J'ai énormément appris à son contact, pas seulement en physique mais également dans plein d'autres domaines qui me seront utiles pour le reste de ma carrière. Je remercie également Marco Zito qui m'a accepté au sein de son groupe. J'ai beaucoup de respect pour son travail de chef de groupe et je tenterai de m'en inspirer dans le futur. Je dis aussi merci à tous les membres permanents du groupe T2K que j'ai côtoyé et qui m'ont toujours ouvert leur porte, François Pierre que je n'oublie pas, Georges Vasseur, Sandrine Emery et Olivier Besida. Je remercie également les plus jeunes de ce groupe, ceux qui sont passés avant moi comme Andrea Longhin et Claudio Giganti, ou qui passent après comme Chiraz Ferchichi et Vyacheslav Galymov, et avec qui j'ai souvent pu échanger mes questions contre des réponses au cours de ces trois ans. J'ai également une pensée pour Saurabh Vij qui, bien qu'il soit reparti rapidement, fut d'excellente compagnie.

Sur le plan plus personnel maintenant, un merci très spécial à Vincent Durand et Fabien Déchery. Quoi dire à part que je vous aime (si si et j'assume) et que j'ai adoré toutes nos soirées de samedi soir ensemble. Je repenserai toujours avec fierté à ces moments au cours desquels nous avons repoussé les limites du physique, que ce soit autour de ce lac dont nous n'avons jamais fait le tour ou bien lors de ces entraînements intensifs qui ont construit notre réputation de sportifs ! Ces trois ans de thèse n'auraient clairement pas été les mêmes sans vous. Je remercie également les autres membres de la team NPAC du CEA, Corinne Louchart, Nayanka Bolnet et Léa Gauthier. Nous avons réussi à rester côte à côte tout au

REMERCIEMENTS

long de ces trois ans et je compte bien garder le contact encore longtemps, où que vous soyez et quoi que vous fassiez !

Un grand gracias à mes deux sud-américaines préférées, Flor de María Blaszczyk et Joany Manjarrés, pour avoir souvent été des rayons de soleil lors de mes journées grises. Et je profite de cette parenthèse hispanophone pour également remercier Alexandra Martín Sánchez qui m'a, au deuxième ordre, aidé à tenir le coup aussi. Je remercie Aion Viana pour m'avoir tenu compagnie dans ce bureau dont on attend toujours qu'il soit refait (normalement c'est le prochain, hein). Et merci aux doctorants et jeunes docteurs du labo, Cécile Deterre, Nicolas Ruiz, Homero Martínez, Timothée Delubac, ainsi que tous les autres avec lesquels j'ai pu prendre des pauses, toujours méritées bien sûr. Merci aussi à Céline Tanguy pour sa gentillesse et sa compagnie qui m'ont toujours fait sourire. Et je tiens également à remercier Anne-Isabelle Etienvre et Frédéric Déliot, qui se sont continuellement souciés de mon bien être au sein du labo.

Je voudrais remercier tous mes amis qui sont à mes côtés depuis bien avant que mon doctorat ne commence, Al, Sulli, Elo, Sisi, Emilie etc... On ne s'est peut être pas assez vu à mon goût durant ces 3 dernières années, mais à chaque fois qu'on se retrouve c'est comme revenir plusieurs années en arrière. Ces quelques moments sont toujours aussi agréables malgré le temps qui passe. Merci également à tous ceux que j'ai croisé sur le chemin de ma scolarité, camarades et professeurs, depuis Aubergenville en passant par Cergy-Pontoise-Neuville puis Paris pour enfin finir à Orsay, et qui m'ont fait de plus en plus aimer la physique. Finalement, un grand merci et bravo à tous mes anciens camarades de promo NPAC 2009 qui sont maintenant docteurs, avec une pensée particulière pour Hélène, Francie et Timothée.

Enfin je voudrais remercier celle qui sera sans aucun doute la plus émue de figurer dans cette page de remerciements, ma mère. Je t'aime et je te remercie de m'avoir toujours donné tout ce dont j'avais besoin pour grandir et pour m'avoir soutenu depuis le début. C'est grâce à toi que j'en suis arrivé là. Bon par contre le Nobel... c'est encore autre chose.

Résumé :

T2K est une expérience d'oscillation de neutrinos à longue ligne de base se déroulant au Japon et dont l'objectif est la mesure de l'angle de mélange θ_{13} . L'expérience utilise pour cela un faisceau intense de neutrinos muoniques, ν_μ , et observe les oscillations en neutrinos électroniques, ν_e , dans le détecteur Super-Kamiokande situé à 295 km de la source des neutrinos. Cette thèse présente une mesure de la contamination intrinsèque du faisceau en ν_e , qui représente le bruit de fond principal à la recherche des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

Pour introduire l'analyse, le phénomène d'oscillation de neutrinos, le dispositif expérimental de l'expérience T2K, ainsi que les premiers résultats publiés de l'expérience, sont présentés. La mesure de la contamination est faite en utilisant les données récoltées en 2010 et 2011 par le détecteur proche de l'expérience, situé à 280 m de la source du faisceau. Une sélection d'interactions par courant chargé de ν_e , puis de ν_μ , est effectuée afin de mesurer le rapport du nombre d'interactions ν_e/ν_μ et estimer la contamination du faisceau. Le résultat obtenu avec les données est compatible avec la prédiction faite par simulation, avec une contamination de l'ordre de 1%.

Ce manuscrit présente également une étude de l'alignement des modules MicroMegs équipant les détecteurs TPC du détecteur proche. Il est montré que des défauts d'alignement des modules entraînent des biais dans la mesure de l'impulsion des particules chargées observées dans les TPC. Des données de rayons cosmiques traversant les TPC sont utilisées afin de mesurer l'alignement relatif des modules et de corriger ses effets lors de la reconstruction des événements.

Abstract :

Study of the $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations with the T2K experiment

T2K is a long baseline neutrino experiment currently running in Japan, which aims at measuring the mixing angle θ_{13} . The experiment uses a high intensity beam of muon neutrinos, ν_μ , and observes the oscillations into electron neutrinos, ν_e , at the Super-Kamiokande detector, 295 km away from the neutrino source. This thesis presents a measurement of the intrinsic beam contamination in ν_e , which is the dominant background when looking for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations.

As an introduction to the analysis, the T2K experimental setup is presented, as well as the first published T2K oscillation results. The beam contamination measurement is made from a data set taken in 2010 and 2011 by the near detector of the experiment, located at 280 m from the beam source. Selection criteria are defined to create two samples of charged current ν_e interactions and charged current ν_μ interactions, in order to calculate the ν_e/ν_μ ratio of interactions and estimate the beam contamination. The result is in agreement with the beam simulation and shows a contamination in ν_e of the order of 1%.

This thesis also contains a study of the alignment of the MicroMegs modules on the near detector TPCs. It is shown that misalignments between modules can introduce a bias in the momentum measurement of the charged particles crossing the TPCs. Cosmic ray data is used to determine the relative misalignments between modules and correct the related effects in the event reconstruction.

Mots clés : T2K, Neutrinos, Oscillation, Faisceau, Super-Kamiokande, Contamination, Détecteur proche, ND280, TPC, MicroMegs.