

UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE - PARIS VI

U.F.R de Physique fondamentale et appliquée

École Doctorale de Physique de la région parisienne

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI

Spécialité : Physique

présentée par

Maximilien FECHNER

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI

Détermination des performances attendues sur
la recherche de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ dans
l'expérience T2K depuis l'étude des données
recueillies dans l'expérience K2K

Thèse dirigée par Jacques BOUCHEZ

soutenue le 9 mai 2006

devant le jury suivant :

- M. Jacques BOUCHEZ, directeur de thèse
- M. Jacques CHAUVEAU, examinateur
- M. Pierre FAYET, examinateur
- M. André RUBBIA, rapporteur
- M. François VANNUCCI, rapporteur

À mes parents.

Remerciements

Je tiens à remercier Jean Zinn-Justin, directeur du DAPNIA, ainsi que Bruno Mansoulié, chef du SPP, de m'avoir accueilli dans leur laboratoire. Les voyages au Japon et aux USA financés par le DAPNIA/SPP ont été un succès et m'ont permis de mener à bien ce travail.

Je remercie mon directeur de thèse Jacques Bouchez, qui m'a conseillé tout au long de ce travail, et qui m'a permis de m'impliquer dans le groupe de travail du 2KM. Je suis très reconnaissant de ce qu'il m'a enseigné pendant ces trois ans.

Je suis très honoré que André Rubbia et François Vannucci aient accepté d'être les rapporteurs de cette thèse. Je les remercie pour leurs questions et leur relecture attentive. Je suis également très honoré d'avoir pu compter sur Jacques Chauveau, Pierre Fayet et Alain Blondel pour faire partie du jury.

Je tiens à remercier tous les membres du groupe Neutrinos du DAPNIA, physiciens et ingénieurs, notamment François Pierre avec lequel j'ai partagé un bureau pendant 3 ans, pour leurs conseils, pour les nombreuses discussions que nous avons pu avoir sur T2K et la physique des particules en général.

Mes remerciements vont également à tous les membres du groupe de travail T2K-2KM. En particulier, Chris Walter et Kate Scholberg m'ont apporté une aide indispensable sans laquelle ce travail n'aurait pas pu être mené à son terme. Je remercie aussi Edward Kearns pour son aide précieuse lors des séances de travail acharné pendant les meetings de collaboration à KEK. Mes remerciements vont également à T. Kajita dont les nombreuses questions m'ont permis de valider mon analyse, et qui m'a permis d'utiliser les 700 processeurs du centre de Kashiwa (ICRR - Université de Tokyo), sans lesquels ce travail n'aurait jamais été terminé à temps. Je remercie tout particulièrement S. Mine de m'avoir véritablement introduit au travail de K2K et T2K, en m'apprenant les techniques d'analyse et de séparation électron/ π^0 dans les Cherenkov à eau, et de m'avoir fait visiter la région de Los Angeles. D. Casper m'a également apporté son aide pour mon travail sur POLfit. Je remercie également H. Sobel pour son accueil pendant mon séjour à U.C. Irvine en mars 2004. L'aide de K. Okumura a été très précieuse pour résoudre les multiples problèmes de la reconstruction des événements, et je lui en suis très reconnaissant. Naho Tanimoto et Jennifer Raaf ont également beaucoup contribué à ce travail. Je les en remercie, ainsi que Jessica Dunmore, Michael Litos et Anselmo Meregaglia, pour leur travail et pour tous les bons moments passés aux USA et au Japon.

Enfin, je remercie mes parents, mes sœurs, ma famille, pour leur soutien pendant ces trois ans de travail, et depuis le début de mes études. Sans eux je ne serais pas arrivé là où j'en suis aujourd'hui.

Résumé : T2K est une expérience d'oscillations de neutrinos qui utilisera le faisceau hors-axe ($2,5^\circ$) intense de ν_μ produit à J-PARC (Japon). Le détecteur lointain est Super-Kamiokande, détecteur Cherenkov à eau de 50 kt situé à 295 km. On recherche l'apparition de ν_e , ce qui apportera de nouvelles informations sur θ_{13} . Le bruit de fond principal est dû aux événements ν_e du faisceau ($\sim 55\%$), et aux π^0 mal reconstruits ($\sim 45\%$); des détecteurs proches sont nécessaires pour mesurer ces bruits de fond avant oscillation. Un complexe (2KM) de détecteurs comprenant un détecteur Cherenkov à eau et situé à $\approx 1,8$ km de la source est activement étudié. Cette distance est avantageuse car la différence entre les spectres de neutrinos à 2 km et SK n'est que de quelques pourcents, ce qui réduit la systématique sur l'extrapolation. Afin d'obtenir des performances similaires à celles de SK, le détecteur Cherenkov a été conçu avec ~ 5600 tubes photomultiplicateurs, après une étude reposant sur une simulation complète réglée sur les données de K2K. Les programmes de reconstruction des Cherenkov à eau, en particulier l'identification de particules et la séparation e/π^0 , ont été étudiés et améliorés à 2 km. Ce travail montre qu'en utilisant une simple loi d'échelle pour l'extrapolation, le 2 km prédit un fond de $23,0 \pm 8,0\%$ (stat + syst) événements à SK pour $5 \cdot 10^{21}$ p.o.t., en excellent accord avec les 23,8 événements obtenus à SK par une simulation indépendante. Le 2 km permet de soustraire le fond à mieux que 10% près ce qui est suffisant pour T2K phase I. Des études détaillées incluant les principales erreurs systématiques, montrent que le détecteur 2KM améliore la sensibilité sur $\sin^2 2\theta_{13}$ à $\approx 1,4 \cdot 10^{-2}$ pour 90% CL.

Title : Study of the expected performance of the T2K experiment on $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillation using data from the K2K experiment.

Abstract : T2K is a neutrino oscillation experiment that will use the intense 2.5° off-axis ν_μ beam produced at J-PARC (Japan). The far detector is Super-Kamiokande (SK), the 50 kt water Cherenkov detector located 295 km from J-PARC. The goal is to search for ν_e appearance, which will bring new information on θ_{13} . The main background for ν_e appearance comes from intrinsic beam ν_e events ($\sim 55\%$), and from mis-identified neutral current π^0 events ($\sim 45\%$); near detectors are needed to measure these background components before oscillation. A detector complex (2KM) including a water Cherenkov detector, located ≈ 1.8 km away from the source is under active study. This distance is advantageous because the neutrino spectrum is only a few percent different from that of SK, thereby reducing extrapolation systematics. In order to match SK performance, the water Cherenkov detector was designed with ~ 5600 8-inch photomultiplier tubes, after studies based on full simulation tuned to K2K data. The water Cherenkov reconstruction algorithms, mainly particle identification and e/π^0 separation, were also studied at 2KM. Studies of ν_e appearance in the water Cherenkov detector show that using simple scaling extrapolation we conservatively predict $23.0 \pm 8.0\%$ (stat + syst) background events at SK for $5 \cdot 10^{21}$ p.o.t., in excellent agreement with the 23.8 background events obtained from an independant simulation of SK. The 2KM detector can achieve background subtraction to better than 10% accuracy, sufficient for T2K phase I. Detailed sensitivity studies, including all the relevant sources of systematics, show that the 2KM detector improves the sensitivity to $\sin^2 2\theta_{13}$ down to $\approx 1.4 \cdot 10^{-2}$ at 90% CL.

Mots-Clefs : neutrino, oscillation, angle de mélange, détecteur Cherenkov à eau, simulation de Monte-Carlo, T2K.

Keywords : neutrino, oscillation, mixing angle, water Cherenkov detector, Monte-Carlo simulation, T2K.

Laboratoire : CEA Saclay DAPNIA/SPP - Laboratoire de recherche sur les lois fondamentales de l'Univers / Service de physique des particules - F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France.

Table des matières

1	Oscillation de neutrinos : rappels théoriques et situation expérimentale	19
1.1	Oscillations des neutrinos	19
1.1.1	Approximation des ondes planes : Oscillations à deux familles . . .	19
1.1.2	Oscillations à trois familles	21
1.2	Oscillations dans la matière	23
1.2.1	Cas de la densité constante	23
1.2.2	Cas de la densité variable et effet MSW	24
1.3	Nature des neutrinos : Dirac ou Majorana ?	25
1.3.1	Introduction	25
1.3.2	Termes de masse	25
1.4	Situation expérimentale fin 2005 : que savons-nous ?	26
1.4.1	Paramètres libres	26
1.4.2	Oscillations de neutrinos	27
1.4.3	Expériences n'utilisant pas les oscillations de neutrinos	28
1.5	Projets de mesure de θ_{13}	29
1.5.1	Mesure auprès de réacteurs nucléaires : Double Chooz	29
1.5.2	Mesure avec des faisceaux de neutrinos : MINOS, T2K, NO ν A . . .	30
1.5.3	Futur : observation de la violation de CP dans le secteur des leptons ?	32
2	K2K : détection de ν à longue distance	33
2.1	Faisceau de neutrinos du KEK	33
2.2	Principe de la mesure de $(\Delta m_{23}^2, \theta_{23})$	34
2.3	Super Kamiokande	35
2.3.1	Description de Super-Kamiokande	35
2.3.2	Détecteur Cherenkov à eau : principe	36
2.3.3	Propagation des photons dans l'eau : processus physiques	39
2.3.4	Diffusion dite de Mie	40
2.3.5	Brève description de l'électronique	40
2.3.6	Étalonnage de Super-Kamiokande	41
2.3.7	Étalonnage en énergie	42
2.4	Détecteurs proches de K2K	42
2.4.1	Synchronisation avec le faisceau	44
2.5	Autres détecteurs	44
2.6	Résultats de K2K	45
3	L'expérience T2K	47
3.1	Le faisceau de neutrinos de l'expérience T2K	48
3.1.1	Remarques générales	48

3.1.2	Technique du faisceau hors-axe	48
3.1.3	J-PARC et T2K	50
3.2	Détecteurs proches à 280 mètres de la source	55
3.2.1	N-GRID : détecteur sur-axe	56
3.2.2	Le détecteur hors-axe à 280 m : ND280	56
3.3	Détecteurs intermédiaires à 2km de la source	58
3.4	Faisceau de neutrinos de T2K : étude des spectres et de la simulation	58
3.4.1	Calcul du Jacobien de la transformation de Lorentz	59
3.4.2	Désintégration à 3 corps des Kaons :	60
3.4.3	Désintégration à 3 corps des muons :	60
3.4.4	Considérations géométriques	60
3.4.5	Remarques finales :	62
3.4.6	Spectres et Flux aux divers détecteurs	62
3.4.7	Différentes saveurs	63
3.4.8	Effet de l'angle off-axis à 280 m	63
3.4.9	Comparaison à Super-Kamiokande	65
3.5	Stratégies pour l'extrapolation	65
3.5.1	Rapports Far/Near :	66
3.5.2	Matrice de corrélation Far/Near	67
3.6	Simulation de Monte-Carlo des interactions neutrino-eau	68
3.6.1	Effets nucléaires	69
3.6.2	Principaux modes d'interaction aux énergies de T2K	70
3.6.3	Modes quasi-élastique et élastiques	70
3.6.4	Production résonnante et cohérente de pions	71
3.6.5	Diffusion profondément inélastique	71
3.7	Simulation d'événements neutrino pour T2K	72
3.7.1	Interactions de ν : simulation à Super-Kamiokande	72
3.7.2	Interactions de ν : simulation des détecteurs proches.	73
4	Les détecteurs intermédiaires : T2K 2KM	76
4.1	Pourquoi construire ce complexe ?	76
4.1.1	Détecteur Cherenkov à eau	77
4.1.2	Détecteur à Argon Liquide	77
4.1.3	Muon Range Detector	78
4.2	Simulation de Monte-Carlo	80
4.2.1	Principe	80
4.2.2	Simulation du Cherenkov à eau	80
4.2.3	Simulation de l'effet Cherenkov	81
4.2.4	Numérisation	82
4.2.5	Réglage fin à l'aide des données cosmiques 1KT de K2K	83
4.2.6	Comparaison aux données faisceau de K2K	88
4.3	Choix de la pixelisation du détecteur à 2 km	95
5	Algorithmes de reconstruction et de séparation électron/π^0	97
5.1	Reconstruction dans les détecteurs Cherenkov à eau	97
5.1.1	Reconstruction du vertex : A-fit	98
5.1.2	Comptage d'anneaux Cherenkov	100
5.1.3	Identification de particules	103

5.1.4	Fitter supplémentaire pour les événements à un anneau : MS-fit . . .	106
5.1.5	Détermination des impulsions	108
5.1.6	Recherche des électrons de désintégration	110
5.2	Pattern Of Light FIT (POLfit)	110
5.2.1	Calcul des charges attendues : expq et expq++	112
5.2.2	Principe du fitter de π^0	114
5.2.3	Améliorations : POLfit5	118
5.2.4	Autre possibilité : fit avec contrainte de masse	122
5.3	Portage des algorithmes au détecteur T2K-2KM	125
5.3.1	Modifications générales	125
5.3.2	Modification de l'algorithme de PID	126
5.3.3	Conclusion sur les algorithmes de reconstruction à 2 km	129
6	Sensibilité de T2K à θ_{13}	131
6.1	Apparition de ν_e dans les détecteurs Cherenkov à eau	131
6.1.1	Échantillon de données simulées	131
6.1.2	Coupures	132
6.1.3	Résultats	136
6.1.4	Spectres à 2 km et Super-Kamiokande	138
6.2	Extrapolation depuis le détecteur à 2 km	140
6.2.1	Méthode utilisée à K2K	140
6.2.2	Méthode retenue pour le détecteur à 2 km	141
6.2.3	Estimation des erreurs systématiques	141
6.3	Sensibilité pour l'apparition de ν_e	144
6.3.1	Considérations statistiques	145
6.3.2	Complications supplémentaires	147
6.4	Calcul simple : expérience de comptage sans détecteurs proches	148
6.4.1	Fluctuations statistiques	148
6.5	Choix d'un meilleur estimateur : prise en compte de la forme du spectre . .	150
6.6	Estimateur complet en présence d'erreurs systématiques	153
6.6.1	Première méthode : utilisation d'un minimiseur	155
6.6.2	Seconde méthode : linéarisation et inversion de matrice	157
6.6.3	Calcul de la matrice F_j^i	158
6.6.4	Équivalence entre la méthode matricielle et la méthode par mini- misation pour deux erreurs systématiques	159
6.6.5	Liste des erreurs systématiques retenues	159
6.6.6	Contour de sensibilité avec systématiques	163

Table des figures

1.1	Diagrammes de Feynman (à l'ordre des arbres) nécessaires au calcul du potentiel affectant le passage des neutrinos dans la matière. Il y a une contribution supplémentaire due aux courants chargés pour les ν_e	23
2.1	Efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde des photons incidents pour les tubes de 20 pouces.	37
2.2	Distribution du nombre de photo-électrons observés avec un PMT de 20 pouces éclairé par une source de photons uniques. C'est la <i>densité de probabilité à 1 p.e.</i> utilisée au chapitre 4.	37
2.3	Schéma de principe de l'effet Cherenkov. La flèche horizontale représente la trajectoire d'une particule chargée. Les cercles représentent le rayonnement électromagnétique émis dans le milieu dû au passage de la particule pour quelques points. Ils s'accumulent sur le front d'onde de choc conique (en rouge). Les trajectoires des photons (en bleu) sont orthogonales au front d'onde et forment le cône Cherenkov d'angle au sommet θ détecté dans Super-Kamiokande.	38
2.4	Schéma du détecteur 1KT, avec direction du faisceau de K2K. Extrait de [42].	43
2.5	en haut : énergie reconstruite pour les événements $1R\mu$ à Super-Kamiokande, avec spectre attendu en l'absence d'oscillation (en pointillés) et au meilleur ajustement avec oscillation (en rouge). en bas : régions acceptées des paramètres $(\Delta m_{23}^2, \theta_{23})$ à 68,4%, 90% et 99% C.L. Extrait de [1].	46
3.1	Carte du Japon. KEK, J-PARC (Tokai), et Super-Kamiokande y sont indiquées.	47
3.2	À Gauche : Énergie des neutrinos en fonction de l'énergie des pions parents, et à droite : spectres hors-axe et sur-axe. L'effet sur la largeur du spectre et la position du pic est évident.	49
3.3	Disposition du complexe d'accélérateurs J-PARC.	51
3.4	Profil de montée en puissance de J-PARC pour diverses options de l'accélérateur.	51
3.5	À gauche : carte de la région de Mozumi avec direction du faisceau de T2K et positions de Super-Kamiokande et de l'hypothétique Hyper-Kamiokande. À droite : Vue en projection des détecteurs et courbes <i>iso-angle</i> , avec choix autorisé par le tunnel.	54
3.6	Schéma du détecteur N-GRID. Extrait de [2].	56

3.7	Vue en coupe du détecteur 280 m tel qu'il est décrit dans la simulation de Monte-Carlo (fin 2005). La partie gauche du détecteur est le POD (détecteur de π^0), la partie droite alterne TPC (volumes transparents) et détecteurs à grain fin. On peut voir la moitié de l'aimant d'UA1 entourant le détecteur.	57
3.8	Système de coordonnées de JNUBEAM avec les principaux angles. À gauche : projection sur le plan (X,Z). À droite : projection sur le plan (Y,Z). Les lignes en pointillés rouges sont des projections sur ces plans car le détecteur est hors axe.	61
3.9	Vue en projection dans le plan vertical Z=280 m des positions et tailles des détecteurs proches simulés. La direction de Super-Kamiokande est indiquée par une croix. ND5 est la position du détecteur à 280 m retenue. ND3 et ND4 servent à simuler le détecteur à 280 m en croix sur axe servant à monitorer la direction et la symétrie du faisceau. ND2 est un détecteur sur-axe «classique». Le détecteur à 2km (ND1) est (pour la simulation seulement) dans la direction de Super-Kamiokande et n'est pas indiqué. . .	63
3.10	Composantes du flux de neutrinos aux trois positions : SK (en haut), ND280 (à gauche), 2KM (à droite). Le flux de ν_μ est en noir, le flux de ν_e en rouge, le flux de $\bar{\nu}_\mu$ est en vert et le flux de $\bar{\nu}_e$ est en bleu.	64
3.11	(À Gauche) Flux de ν_μ à 280 m au détecteur hors-axe (bleu) et sur-axe (rouge). (À droite) Flux de ν_e à 280 m au détecteur hors-axe et sur-axe (mêmes couleurs).	64
3.12	(À Gauche) Spectres de ν_μ à Super-Kamiokande (noir), 2km (rouge) et 280 m off-axis (bleu) .(À droite) Flux de ν_e aux trois détecteurs (mêmes couleurs). Les distributions sont normalisées à 1.	66
3.13	Rapport Near/Far entre ND280 et Super-Kamiokande pour les ν_μ (gauche) et les ν_e (droite).	66
3.14	Rapport Near/Far entre le détecteur à 2 km et Super-Kamiokande pour les ν_μ (gauche) et les ν_e (droite).	66
3.15	Distribution des angles off-axis (entre les directions des pions parents et des neutrinos détectés). Super-Kamiokande est en noir, ND280 en bleu et le complexe 2KM en rouge.	67
3.16	Profil du faisceau : densité d'événements en fonction de X et Y (position des neutrinos interagissant dans le détecteur). Y est la direction verticale. .	74
3.17	Nombres d'événements attendus à SK (en haut) et à 2 km (en bas) dans les volumes fiduciels respectifs (de masses 22,5 kt et 100 t) pour 1 an (10^{21} pot). Les contributions individuelles de chaque type de particule mère sont indiquées en couleur. Pour les ν_μ dus aux π , le pic du à l'angle hors-axe est clairement visible. La contribution des kaons domine à haute énergie. Pour les ν_e , la pic à basse énergie provient des désintégrations des muons.	75
4.1	Vue de face du détecteur Cherenkov à eau à 2 km	78
4.2	Schémas du détecteur à argon liquide envisagé pour T2K	79
4.3	Vue de profil du détecteur MRD. La réduction de la taille des plaques d'acier n'a pas été portée sur ce schéma. Extrait de [3].	80

4.4	Évènements simulés : distribution des quantités $x_{reconstruit} - x_{vrai}$, $y_{reconstruit} - y_{vrai}$, $z_{reconstruit} - z_{vrai}$, et de l'angle entre la direction reconstruite et la direction vraie. Les histogrammes en vert comprennent tous les événements, les histogrammes en noir montrent l'effet des coupures géométriques (point de sortie à moins de 2,8 m des murs et vertex sous le trigger).	86
4.5	Profils de charge pour les données 1KT (en rouge) et le Monte-Carlo GEANT4 (en noir), et rapport des deux profils. Le MC reproduit la distribution angulaire à 10% près. Aux très grands angles la reproduction est moins bonne.	87
4.6	Comparaison entre données (points rouges) et Monte-Carlo (boîtes noires). L'accord est très bon pour toutes les observables : charge totale (en haut, à gauche), Q_{all} (en haut à droite), échelle de charge (en bas à gauche) avec fit gaussien, et longueur des traces reconstruites (en bas à droite) utilisée pour obtenir l'échelle de charge. Toutes les charges sont en photo-électrons.	88
4.7	Distributions de la charge en dehors des cônes de demi-angles 43° et 50° , et des rapports Q_{out43}/Q_{all} et Q_{out50}/Q_{all} après ajustement des longueurs de diffusion Rayleigh. Les charges sont exprimées en nombre de photo-électrons.	89
4.8	Charge maximale (en p.e.) enregistrée sur un PMT du sommet du détecteur. Le désaccord est très important et montre la difficulté de simuler correctement le point d'entrée d'une particule.	89
4.9	Temps d'impacts sur les PMT du fond, du sommet, du «mur », et sur l'ensemble des PMT. (voir texte).	90
4.10	Distribution de la variable $pomax20deg$ dans les données 2003-2004 et le Monte-Carlo GEANT4. Des différences sont visibles. La saturation des PMT n'est pas simulée dans le Monte-Carlo, seule la saturation de l'électronique (pic à 309.5 p.e.) est présente.	91
4.11	<u>En haut</u> :Résolution sur le vertex pour les événements contenus (FC) et non contenus (PC), à un anneau (1R) ou plus (multi-R). La partie hachurée correspond à 68% de l'intégrale. <u>En bas</u> :Angle entre la direction reconstruite et la direction vraie pour les événements à un anneau (FC et PC). Les valeurs sont compatibles avec les résultats de la simulation 1Kton officielle.	91
4.12	Nombre d'anneaux reconstruits en mode 1kton : comparaison avec les données 2003-2004, et le Monte-Carlo (après ajustement sur les cosmiques). Deux modèles hadroniques sont comparés (GEISHA et binary cascade). Tous les histogrammes ont été renormalisés aux nombres d'événements FC,FV, $E_{vis} > 100$ MeV observés dans les données 2003.	92
4.13	Pic de masse invariante des événements à 2 anneaux, e-like, FC,FV. Les données 2003-2004 sont en rouge et le Monte-Carlo GEANT4 en mode 1kton en noir (modèle hadronique : binary cascade).	93
4.14	Distribution des impulsions, angles, et q^2 des événements à 1 anneau, μ -like (après avoir ajusté la coupure). On obtient un bon accord avec les données.	94
4.15	Comparaison des efficacités de sélection d'événements ν_μ (faisceau T2K) dans le volume fiduciel. La quantité représentée est le rapport de l'efficacité à 2 km et de l'efficacité à SK (PMT de 8 pouces : en rouge, PMT de 20 pouces en vert). Extrait de [3].	96

4.16	Comparaison des estimateurs de PID pour des événements ν_μ (faisceau T2K) dans le volume fiduciel. La quantité représentée est le rapport de l'efficacité à 2 km et de l'efficacité à SK (PMT de 8 pouces : en rouge, PMT de 20 pouces en vert). Extrait de [3].	96
5.1	A-fit(TDC-fit) : résolution angulaire et résolution sur la position du vertex. L'aire hachurée correspond à 68% des événements.	101
5.2	π^0 de 250 MeV dans le détecteur à 2 km. Coin supérieur gauche : histogramme des directions des PMT touchés en coordonnées sphériques, pondérées par le nombre de photo-électrons. On distingue au moins un des anneaux Cherenkov. Coin supérieur droit : transformation de Hough de la figure précédente. Coin inférieur gauche : même chose que l'histogramme du coin sup. droit, en ayant soustrait la contribution du premier anneau (obtenue par une première séparation des charges). Coin inférieur droit : Transformation de Hough de la figure précédente. Les deux étoiles noires indiquent les directions vraies des deux γ . On ne peut que constater la grande efficacité de la méthode.	102
5.3	Fraction des événements neutrinos CCQE (spectre du faisceau de T2K) identifiés comme ayant un seul anneau Cherenkov, en fonction de l'impulsion du lepton, à 2 km (noir) et SK (pointillés rouges).	104
5.4	Distribution des estimateurs de comptage d'anneaux (hypothèse 1 anneau vs. plus de 1 anneau), pour les ν_μ (à gauche) et les ν_e (à droite). Les événements retenus comme n'ayant qu'un seul anneau ont une valeur négative de l'estimateur. La partie hachurée en bleu montre les événements non CCQE, qui sont majoritairement multi-anneaux. voir texte.	104
5.5	Vue « déroulée » du détecteur à 2 km : muon de 500 MeV (à gauche) et électron de 400 MeV (à droite).	105
5.6	Efficacité de la coupure PID pour les événements neutrinos (faisceau de T2K) CCQE à un seul anneau, en fonction de l'impulsion du lepton (MeV/c), à 2 km (noir) et SK (pointillés rouges). On constate une légère baisse de l'efficacité pour les ν_e à 2 km.	107
5.7	Estimateurs de PID à 2 km et SK, pour les événements CC et NC du faisceau de T2K. La séparation entre électrons et muons est excellente. Les distributions sont différentes selon les détecteurs en raison des différents motifs de charge attendue utilisés (cf plus bas). On a renormalisé les événements ν_e au nombre d'événements ν_μ pour pouvoir comparer facilement. En réalité les ν_e du faisceau ne représentent que 2% des interactions. Les courants neutres sont dans le rapport NC/CC donné par le Monte-Carlo NEUT.	107
5.8	Projection le long de la trace de la distance entre le vertex reconstruit et le vrai vertex. On a utilisé des événements ν_μ et ν_e à T2K. L'amélioration apportée par MS-fit est flagrante.	108
5.9	MS-fit : distance entre vertex vrai et reconstruit ; angle entre directions vraie et reconstruite. L'aire hachurée correspond à 68% des événements.	108
5.10	Valeur moyenne de l'estimateur RTOT pour des muons et des électrons monochromatiques dans le détecteur 2KM, distribués de manière isotrope dans le volume fiduciel (vertex reconstruit à plus de 2m des murs).	109

- 5.11 Résolution en impulsion σ_p/p pour le détecteur à 2 km. On a utilisé des électrons et des muons monochromatiques, distribués de manière isotrope dans le volume fiduciel. Les courbes en pointillés bleus donnent la résolution en impulsion à Super-Kamiokande [4]. 110
- 5.12 Vue « déroulée » du détecteur à 2 km : π^0 de 400 MeV. À gauche les deux anneaux sont bien visibles. À droite la désintégration est asymétrique, l'information Monte-Carlo sur les anneaux est indiquée. 111
- 5.13 Profils de charge (charge corrigée de l'atténuation et de l'incidence sur les PMT en fonction de l'angle d'ouverture du cône) pour des électrons de 500 MeV à Super-Kamiokande. L'accord entre expq++ et la simulation GEANT3 est excellent. On a utilisé les vrais vertex et directions pour calculer les profils. 114
- 5.14 Distributions des variables discriminantes de POLfit (masse invariante et rapport de vraisemblances, pour SK. Les électrons sont en vert, et les π^0 en rouge. 116
- 5.15 Distributions bidimensionnelles des variables discriminantes de POLfit (masse invariante et rapport de vraisemblances), pour SK. Les électrons sont à gauche (en rouge), et les pions à droite (en bleu). Les boîtes vertes indiquent la position des coupures utilisées pour sélectionner le signal d'électrons. . . 117
- 5.16 Distributions du cosinus de l'angle d'émission du γ principal dans le centre de masse. On a séparé les distributions obtenues pour les événements à 2 anneaux (fitter standard) et à un seul anneau (POLfit). Dans les deux cas l'information reconstruite est utilisée. Aucune coupure de sélection de π^0 sur les variables de POLfit n'a été appliquée. Seuls les événements à 1 et 2 anneaux ont été utilisés. 118
- 5.17 Distributions bidimensionnelles des variables discriminantes de POLfit (masse invariante et rapport de vraisemblances), pour des électrons et π^0 de 750 MeV/c à SK. Les électrons sont à gauche (en rouge), et les pions à droite (en bleu). Les boîtes vertes indiquent la position des coupures utilisées pour sélectionner le signal d'électrons. On a artificiellement décalé le vertex de -30 cm, 0 cm et +30 cm le long de la trace principale. On voit un déplacement des distributions, surtout pour les biais négatifs. 120
- 5.18 Distributions de $M_{\gamma\gamma}$ et ΔL pour POLfit5 avec contrainte de masse, appliqué sur des électrons et π^0 monochromatiques dans Super-Kamiokande (à gauche) et dans le détecteur 1KT de K2K. La masse invariante est fixée à 134,976 MeV/c². Les distributions sont normalisées à la même aire. . . . 123
- 5.19 Fraction de la charge totale retenue après coupure en temps, pour des événements neutrinos à un seul anneau de type e . L'histogramme rouge est obtenu à Super-Kamiokande, avec la largeur standard de 30 ns. Les histogrammes bleus sont obtenus à 2 km. Il est clair qu'une largeur de 10 ns (figure de droite) est mieux adaptée qu'une largeur de 30 ns (figure de gauche). 126
- 5.20 Électrons et Muons de 400 MeV/c simulés en mode 1kton. En utilisant les vertex et direction vrais, on a obtenus les estimateurs standards de PID. On constate que la distribution de l'estimateur PID-motif est centrée sur 0, on reproduit donc dans ce cas très simple les problèmes observés avec les neutrinos au chapitre précédent. 127

5.21	Électrons et Muons de 400 MeV/c simulés en mode 2 km. En utilisant les vertex et direction vrais, on a calculé les profils de charges obtenus dans le Monte-Carlo GEANT4 (en noir), ainsi que les profils provenant des calculs standards des distributions de lumière attendues (hypothèse μ en rouge, hypothèse e en vert), au meilleur fit. On constate des désaccords importants entre le Monte-Carlo GEANT4 et ces calculs.	128
5.22	Électrons et Muons de 400 MeV/c simulés en mode 2 km. En utilisant les vertex et direction vrais, on a calculé les profils de charges obtenus dans le Monte-Carlo GEANT4 (en noir), ainsi que les profils attendus (hypothèse μ en rouge, hypothèse e en vert), au meilleur fit, <i>en utilisant la nouvelle méthode</i> . L'accord est bon.	129
5.23	Électrons et Muons de 400 MeV/c simulés en mode 2 km, après reconstruction complète. On constate que la séparation à partir de l'estimateur complet est excellente. La séparation n'utilisant pas l'information sur l'angle est légèrement moins bonne pour les électrons.	130
5.24	Fraction des événements à un anneau mal identifiés par le programme de PID. Les événements sont des muons et des électrons monochromatiques dans le détecteur à 2 km (resp. en rouge et vert) et à Super-Kamiokande (en bleu). Les erreurs sont statistiques.	130
6.1	Distribution de la charge individuelle maximale enregistrée $pomax$, pour des muons de 500 MeV (à gauche) et de 1 GeV (à droite) dans le détecteur à 2 km. En utilisant l'information Monte-Carlo, on voit nettement la séparation entre les deux populations.	133
6.2	Distribution de la charge individuelle maximale enregistrée $pomax$, pour les événements ν_μ et ν_e du faisceau de T2K. Les coupures $E_{vis} > 100$ Mev et FV ont été appliquées.	134
6.3	Distribution du nombre d'anneaux Cherenkov reconstruits pour les événements ν_e faisceau et ν_μ , à SK (noir) et 2 km (rouge). La figure de droite est obtenue avec les événements FC, FV, $E_{vis} > 100$ MeV. Pour la figure de gauche on impose en plus $E_{vis} < 1$ GeV. L'accord est très bon pour les événements en dessous du GeV.	134
6.4	Variables discriminantes utilisées pour la séparation électron/ π^0 . Les résultats de SK figurent en bleu, ceux du 2 km en rouge. L'accord entre les distributions est bon (voir texte pour $M_{\gamma\gamma}$).	136
6.5	Évènements à 2 anneaux, de type e : distribution de l'angle entre la direction reconstruite du π^0 et la direction du faisceau. L'histogramme hachuré correspond à la production cohérente.	137
6.6	Efficacité de sélection pour les diverses catégories d'événements, à 2 km (carrés) et SK (triangles). Les ν_μ -CC mal identifiés sont en rouge, les événements NC sont en vert et les ν_e faisceau en vert. Le signal à SK pour la limite de Chooz figure en violet. L'oscillation atmosphérique <i>n'a pas</i> été appliquée à SK afin de comparer directement les réponses. On constate la grande similitude des deux réponses. Les plus grandes différences sont visibles pour les ν_μ CC. Les coupures sont numérotées dans l'ordre du texte.	139
6.7	Spectres des diverses composantes du fond à SK et 2 km. L'oscillation atmosphérique a été supprimée à SK pour pouvoir comparer les événements ν_μ CC.	140

6.8	Apparition de ν_e à Super-Kamiokande : distribution de l'énergie reconstruite des neutrinos de l'échantillon défini dans le texte.	140
6.9	Superposition du fond obtenu par simulation à SK, et de l'extrapolation simple du fond obtenu indépendamment à 2 km. Les barres d'erreurs incluent l'erreur systématique calculée (cf texte). L'accord est excellent. La fenêtre retenue pour cette analyse est indiquée en pointillés.	144
6.10	Contours de sensibilité (méthode II), considérant T2K comme simple expérience de comptage. La ligne bleue est obtenue en l'absence de systématiques, la ligne rouge correspond à 10% de systématiques sur la soustraction du fond.	149
6.11	Distributions de masse invariante pour les événements FC,FV, dans électron de désintégration, à 2 anneaux de type e-like : il s'agit du pic de masse des π^0 . SK est à gauche et 2 km à droite. La normalisation sert à contraindre le nombre d'événements à courant neutre, et la position du pic permet de contrôler l'erreur systématique sur la calibration en énergie.	151
6.12	Valeurs critiques à 90% de confiance de l'estimateur choisi, par la méthode de Feldman et Cousins, en l'absence de systématiques. À droite : SK seul. À gauche : SK et 2 km.	153
6.13	Contours de sensibilité à 90% en l'absence de systématique, obtenus avec le $\Delta\chi^2$ médian (méthode II) et les valeurs critiques précédentes. En l'absence de systématique les sensibilités avec et sans détecteur proche sont similaires aux erreurs d'arrondi près. en haut : contour médian pour SK seul (à gauche) et pour SK+2 km (à droite). En bas : contour pour SK seul sans avoir introduit de fluctuation statistique.	154
6.14	Potentiel de découverte à 99% CL : pour les valeurs à droite du contour, T2K <i>en l'absence de systématiques</i> pourrait exclure la non-oscillation à 99% CL. En rouge on a fait figurer SK seul, et en vert SK avec le 2 km. Les erreurs d'arrondis expliquent les légères différences.	155
6.15	Contour de sensibilité (méthode II), sans fluctuation, pour deux sources d'erreurs systématiques. Les résultats obtenus par la méthode avec minimiseur (noté Minuit sur le graphe), et par la méthode linéarisée (notée Inverse Matrix) sont identiques.	160
6.16	Contour de sensibilité avec 19 sources d'erreurs systématiques. En vert : T2K avec 2 km. En rouge : T2K sans détecteur proche.	165
6.17	Contour de sensibilité pour $\Delta m^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{eV}^2$, dans le plan (θ_{13}, δ) , calculé avec 19 sources d'erreurs systématiques, et en traitant Δm^2 comme un paramètre de nuisance avec 20% d'erreur.	165

Introduction

Il est intéressant de remonter aux découvertes qui ont conduit au développement de la physique des neutrinos. La radioactivité fut découverte par Becquerel en 1897. En 1914, Chadwick montra que le spectre des électrons produits dans la désintégration β était continu. Une explication simple consistait à dire qu'une autre particule était produite avec l'électron, mais d'autres hypothèses étaient privilégiées à l'époque. Pauli [5] postula en 1930 l'existence du neutrino, particule neutre et de spin $1/2$ pour «sauver le principe de conservation de l'énergie dans la désintégration β ». En 1932 Chadwick découvrit le neutron, et en 1934 Fermi [6] publia sa théorie des interactions faibles, utilisant la particule postulée par Pauli et l'appelant neutrino. Le neutrino ne fut mis en évidence expérimentalement par Reines et Cowan qu'en 1956, en détectant les antineutrinos produits par un réacteur nucléaire [7]. Il était rapidement devenu clair que la masse des neutrinos était très faible, notamment par des mesures du spectre de désintégration β . Elle a donc été considérée comme nulle dans la plupart des modèles théoriques, y compris dans le Modèle Standard.

En 1962, on a mis en évidence expérimentalement que les neutrinos produits avec les muons dans la désintégration des pions se comportaient différemment des neutrinos produits dans la désintégration β . Il y a donc un neutrino associé au muon, le ν_μ , et un neutrino associé à l'électron, le ν_e . De même, il y a un neutrino associé à la troisième génération, le ν_τ , mis en évidence expérimentalement en 2000 par l'expérience DONUT à Fermilab. Les mesures au LEP de la largeur de désintégration du boson Z [8] ont montré qu'il n'y a que trois familles, donc trois neutrinos, le ν_e , le ν_μ et le ν_τ .

Cependant les expériences observant les ν_e du soleil ont mis en évidence un «problème». La première de ces expériences, commencée il y a plus de 30 ans par R. Davis, a mesuré les ν_e ayant interagi avec des atomes de chlore. L'expérience était placée dans la mine de Homestake, aux USA. L'interaction des ν_e solaires sur les noyaux de chlore produit des noyaux d'argon radioactif qui sont ensuite comptés par des méthodes chimiques. Cette expérience est la première à avoir détecté un déficit dans le flux de ν_e solaire. Ceci révélait soit une propriété imprévue des neutrinos, soit des insuffisances dans la compréhension des réactions nucléaires dans le Soleil. Au cours des années suivantes, la description du soleil est devenue plus précise [9], et a été confirmée par d'autres mesures (héliosismologie). De plus d'autres expériences (GALLEX, etc.) ont observé un déficit semblable à celui de Homestake. Donc des modèles utilisant de nouvelles propriétés des neutrinos, notamment les *oscillations* de neutrinos *massifs*, ont été avancés. La fréquence et l'amplitude de ces oscillations font intervenir les différences des carrés des masses de neutrinos, ainsi que de nouveaux paramètres angulaires, appelés angles de mélange.

Un peu plus récemment (années 1980), les expériences Kamiokande et IMB, premiers grands détecteurs Cherenkov à eau, ont mis en évidence le «problème des neutrinos atmosphériques» : le rapport entre le nombre de muons ascendants et descendants est différent de sa valeur attendue. Cet autre effet peut être expliqué par des neutrinos os-

cillants. En 2002, le prix Nobel a été attribué à R. Davis (Homestake) et M. Koshiba (Kamiokande) pour les expériences pionnières de Homestake et Kamiokande. En 1998, Super-Kamiokande a donné la première preuve expérimentale des oscillations de neutrinos atmosphériques [10], et donc de la masse des neutrinos.

En 2000, l'expérience de SNO a observé que le flux de neutrinos solaires contenait non seulement des ν_e mais des neutrinos des autres saveurs, obtenant un flux total en accord avec les modèles solaires, et montrant là-aussi qu'un phénomène d'oscillations était à l'origine des observations.

Depuis ces dates, d'autres expériences ont confirmé ces résultats avec des neutrinos artificiels, soit produits par des réacteurs nucléaires (KAMLAND) soit par des accélérateurs. En particulier, l'expérience K2K, à laquelle j'ai participé et dont les données ont servi pour cette thèse, est la première expérience de détection d'un faisceau de neutrinos à longue distance. Elle a permis de confirmer les résultats de Super-Kamiokande sur les neutrinos atmosphériques.

Ces découvertes capitales montrent que les neutrinos ont des masses non nulles (bien qu'elles n'aient pas encore été mesurées). Elles montrent également que les neutrinos se *mélangent*, phénomène déjà connu pour les quarks, et à l'origine des oscillations de neutrinos. Deux régimes distincts d'oscillation ont été ainsi mis en évidence : le premier explique les observations atmosphériques ; et l'autre, tenant compte des effets de matière dans le soleil (effet MSW), permet d'expliquer les observations de SNO et KamLAND. Pour chaque régime, une différence des masses carrées et un angle de mélange est utilisé. On obtient ainsi un modèle à trois familles de neutrinos, qui, mis à part une seule expérience, explique bien les données actuelles.

Il reste donc un angle, conventionnellement appelé θ_{13} , mal connu, sur lequel seule une limite à été obtenue par une expérience précédente (Chooz). Le but d'un grand nombre d'expériences, notamment T2K, est de mesurer cet angle. En effet, dans un modèle à trois familles, il est possible d'observer une brisure de la symétrie matière-antimatière CP. Ceci a été observé dans le secteur des quarks depuis 1964. Dans le secteur des leptons, il serait possible d'observer un phénomène similaire, à condition que l'angle θ_{13} soit non nul. Il s'agit donc d'une première étape vers la recherche de la brisure de CP dans le secteur des leptons.

Deux grandes classes d'expériences s'attaquent à ce problème : les expériences détectant les $\bar{\nu}_e$ émis par des réacteurs nucléaires, et les expériences utilisant un faisceau intense de ν_μ . T2K appartient à cette seconde catégorie : il s'agira d'observer une apparition de ν_e dans un faisceau intense de ν_μ . Comme à K2K, le célèbre détecteur Super-Kamiokande sert de détecteur lointain.

Au cours de ce travail de thèse, j'ai participé à l'expérience K2K. J'ai étudié principalement Super-Kamiokande et un projet de détecteur Cherenkov à eau, placé en position proche, à environ 2 km de la source. J'ai développé une simulation en GEANT4 de ce détecteur, et j'ai utilisé les données du détecteur 1KT de K2K pour en ajuster les paramètres. J'ai également étudié en profondeur les programmes de reconstruction des détecteurs Cherenkov à eau 1KT et Super-Kamiokande, afin de les adapter au détecteur à 2KM dont la géométrie est différente. Je me suis intéressé tout particulièrement au programme de séparation électron/ π^0 , très important pour T2K. Enfin, j'ai étudié la sensibilité de T2K à θ_{13} , en mettant en oeuvre un programme d'analyse complet, prenant en compte les principales sources d'erreurs systématiques pouvant affecter la mesure.

Chapitre 1

Oscillation de neutrinos : rappels théoriques et situation expérimentale

Dans les paragraphes suivants, nous expliquerons le phénomène des oscillations de neutrinos. Nous introduirons le concept de neutrino de Dirac et de neutrino de Majorana, et nous détaillerons la situation expérimentale actuelle en physique des neutrinos.

1.1 Oscillations des neutrinos

L'idée des oscillations de neutrinos fut introduite pour la première fois par Pontecorvo [11] en 1957. L'argument principal consiste à supposer que les états propres de *saveur* $\nu_{\alpha,\beta,\dots}$ (autrement dit les états propres du point de vue de l'interaction faible) ne coïncident pas nécessairement avec les états propres de masse $\nu_{i=1,2,\dots}$ *. Ceci est appelé *mélange* et signifie que le neutrino se couplant au W et à un lepton chargé (e,μ,τ) n'est pas un état propre de masse.

1.1.1 Approximation des ondes planes : Oscillations à deux familles

Le calcul standard de la probabilité d'oscillation des neutrinos fait intervenir des ondes planes, et réduit ce calcul à un problème de mécanique quantique élémentaire. Avec deux familles le mélange s'écrit :

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

Supposons que l'état $|\nu_i\rangle$ est une onde plane qui se propage selon une seule direction. On peut écrire l'amplitude de probabilité entre l'état $|\nu_\alpha\rangle$ à la position $\vec{x} = \vec{0}$ et à l'instant $t = 0$, et l'état $|\nu_\beta\rangle$ à la position \vec{x} et l'instant t :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\alpha\beta} &= \langle \nu_\beta(0) | \nu_\alpha(\vec{x}, t) \rangle \\ &= \langle \nu_\beta(0) | e^{-i\hat{H}t + i\hat{P}\cdot\vec{x}} | \nu_\alpha(0) \rangle \end{aligned} \quad (1.2)$$

*Notons que Pontecorvo envisageait des oscillations $\nu \rightarrow \bar{\nu}$ (non observées) et non des oscillations de saveur.

où \vec{P} est l'opérateur impulsion et \hat{H} le hamiltonien du système ; $e^{-i\hat{H}t+i\vec{P}\cdot\vec{x}}$ est l'opérateur d'évolution du système. Le hamiltonien et l'opérateur impulsion sont diagonaux dans la base des états propres de masse, ce qui conduit à :

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_{\alpha\beta} &= \langle \nu_\beta(0) | \sum_j U_{\alpha j} e^{-i(E_j t - \vec{p}_j \cdot \vec{x})} | \nu_j(0) \rangle \\
&= \langle \nu_\beta(0) | \sum_{j,\gamma} U_{\alpha j} U_{j\gamma}^{-1} e^{-i(E_j t - \vec{p}_j \cdot \vec{x})} | \nu_\gamma(0) \rangle \\
&= \sum_j U_{\alpha j} U_{j\beta}^{-1} e^{-i(E_j t - \vec{p}_j \cdot \vec{x})} \\
&= -\cos\theta \sin\theta e^{-i(E_1 t - \vec{p}_1 \cdot \vec{x})} + \cos\theta \sin\theta e^{-i(E_2 t - \vec{p}_2 \cdot \vec{x})}
\end{aligned} \tag{1.3}$$

où l'on a noté U la matrice de mélange et en utilisant l'orthogonalité des bases. Notons que l'équation 1.3 est valable pour plus de deux familles. On aboutit à :

$$\begin{aligned}
P(\alpha \rightarrow \beta; \vec{x}, t) &= 4 \sin^2\theta \cos^2\theta \sin^2 \frac{(E_1 t - \vec{p}_1 \cdot \vec{x}) - (E_2 t - \vec{p}_2 \cdot \vec{x})}{2} \\
&= \sin^2(2\theta) \sin^2 \frac{\phi_1 - \phi_2}{2}
\end{aligned} \tag{1.4}$$

où l'on est passé de 3 à 1 dimension à la dernière ligne, avec $\phi_j = (E_j t - p_j x)$. On doit alors effectuer un développement de la différence des phases, au premier ordre en m^2/E . Diverses approches ont été utilisées ; toutes impliquent des subtilités quantiques et relativistes, et des discussions controversées entre spécialistes continuent aujourd'hui (il suffit de se rendre sur [hep-ph](#) pour le constater).

La phase ϕ_i dépend de la distance L entre la source et le détecteur, et dépend du temps de vol t . Suivant [12], on peut affirmer que L et t sont les mêmes pour tous les états de masse définie $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle \dots$. Comme expliqué dans [13], c'est lorsque l'on suppose que les deux états ci-dessus ont des temps de vols différents que des phases non standard apparaissent ; ces phases sont en désaccord avec les résultats plus complets obtenus en théorie quantique des champs. Nous faisons donc l'hypothèse des temps de propagation égaux.

Une seconde hypothèse simplificatrice est ensuite nécessaire pour achever le calcul. On fait souvent l'hypothèse des impulsions égales, mais elle a peu de sens physique puisque les oscillations seraient détruites par des mesures d'impulsion trop précises (voir plus loin). L'autre hypothèse supplémentaire souvent effectuée, est de supposer que les énergies sont égales : $E_1 = E_2 = E$. Cette hypothèse est recommandée entre autres par H. Lipkin [14], et L. Stodolsky [15], l'argument principal étant que seuls des états propres d'énergie égale peuvent interférer. Une démonstration, tirée de [12], consiste à dire qu'en pratique les sources de neutrinos sont constantes ; deux « composantes » d'énergies différentes E_1 et E_2 donnent un terme de phase en $e^{-i(E_1 - E_2)t}$ dans l'amplitude ; le temps n'étant pas observé on effectue une moyenne sur t qui a pour effet d'annuler ce facteur exponentiel, sauf si les deux composantes ont exactement la même énergie. On peut alors écrire :

$$\phi_i = E_i T - p_i L \tag{1.5}$$

$$\begin{aligned}
&= E_i T - E_i \left(1 - \frac{m_i^2}{2E_i^2} \right) \\
&= E_i (T - L) + \frac{m_i^2}{2E_i} \\
&= E (T - L) + \frac{m_i^2}{2E}.
\end{aligned} \tag{1.6}$$

Le phase $e^{iE(T-L)}$ étant commune elle n'intervient pas dans la probabilité qui s'écrit :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, L, T) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L, t) \rangle|^2 = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4\hbar E} \right) \quad (1.7)$$

où Δm^2 est la différence des masses carrées et E l'énergie.

L'utilisation d'ondes planes crée un certain nombre de problèmes. Le premier de ces problèmes est que les ondes planes utilisées ici ont une énergie-impulsion parfaitement connues et sont complètement délocalisées dans l'espace-temps, ce qui détruirait les oscillations [16]. Il est également nécessaire de dissiper les controverses soulevées sur le calcul de la phase.

De plus la formule précédente ne contient aucune condition d'observabilité de ces interférences quantiques. Si l'incertitude sur la position de la source de neutrinos ou du détecteur est de l'ordre de la longueur d'onde de l'oscillation celle-ci doit disparaître. De plus, si l'incertitude sur l'énergie impulsion est trop petite les différents états propres de masse cessent d'être cohérents car la conservation de l'énergie-impulsion « décide » de l'état-propre de masse produit, il n'y a donc plus de superposition cohérente. Enfin les oscillations ont une longueur de cohérence : les états propres de masse ayant des masses légèrement différentes, les vitesses de groupe des paquets d'ondes associés sont légèrement différentes. Au bout d'une certaine distance ils ne doivent plus se superposer et les interférences doivent être détruites.

De multiples approches par paquets d'ondes ont été envisagées pour pallier ces problèmes, cf. par exemple [17]. Le traitement complet doit être fait en théorie quantique des champs, et est expliqué de manière très détaillée par M. Beuthe dans [13], où l'on trouve également une liste très importante de références. Il s'agit de traiter la particule intermédiaire - le neutrino - par un propagateur, et les particules externes, à la source et à la détection, par des paquets d'onde. Le mélange des neutrinos apparaît dans le propagateur. Les calculs dans [13] sont détaillés en prenant des paquets d'ondes gaussiens pour les particules initiales et finales. L'effet principal de cette approche est de fournir les conditions d'existence des oscillations expliquées précédemment. La phase des oscillations est celle de l'équation 1.7. En résumé la conclusion de [13] (chapitre 9) pour les oscillations de neutrinos est que le traitement complet en théorie quantique des champs se réduit à la formule standard (*i.e.* à l'équation 1.3) si les conditions d'observabilité correspondant aux situations physiques mentionnées plus haut sont vérifiées.

En pratique il est particulièrement ardu d'estimer ces longueurs de cohérence, liées à la taille des paquets d'ondes. On se reportera par exemple à [17] pour de plus amples informations. En pratique, notamment pour les expériences T2K et K2K, la largeur naturelle de la source ainsi que la précision finie de la mesure de l'énergie des neutrinos à la détection provoque un délavement classique des oscillations bien avant tout effet quantique.

1.1.2 Oscillations à trois familles

Dans un scénario avec trois familles de neutrinos, les états propres de saveur ν_α ($\alpha = e, \mu, \tau$) sont liés aux états propres de masse ν_i ($i = 1, 2, 3$) par la matrice de mélange V :

$$\nu_\alpha = V_{\alpha i} \nu'_i$$

Cette matrice se décompose en :

$$V = UA$$

où

$$A = \begin{pmatrix} e^{i\alpha} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\beta} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

est la matrice des phases de Majorana qui ne sont pas détectées dans les expériences d'oscillations, et U est la matrice de *Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata* (matrice PMNS ou MNS) [18]. La matrice des phases de Majorana n'est non triviale que si les neutrinos sont de Majorana (cf plus bas). La matrice U peut être paramétrée de la manière suivante, d'après le Particle Data Group (PDG) [19] :

$$U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

avec $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ et $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$. En effet à partir de 3 familles cette matrice unitaire ne peut être paramétrée qu'à l'aide de 3 angles et d'une phase complexe δ [20]. Si cette dernière est non nulle elle est responsable de la brisure de la symétrie CP dans le secteur des leptons. Cette phase n'a d'effet que si θ_{13} est non nul. Ceci explique en partie les efforts importants qui sont entrepris pour mesurer θ_{13} . En effet il est bien connu que la symétrie CP est brisée dans le secteur des quarks. Cette brisure est bien décrite dans le Modèle Standard, cependant elle ne suffit pas pour expliquer la prépondérance de la matière sur l'antimatière dans l'univers [12]. La mise en évidence expérimentale de la brisure de CP dans le secteur des leptons pourrait permettre d'apporter quelques éléments de réponse à la question de l'asymétrie matière-antimatière dans l'univers. Cette mise en évidence passe par la mesure de θ_{13} .

La matrice MNS est l'analogie dans le secteur des leptons de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) dans le secteur des quarks, comme on peut le voir en écrivant la partie courant chargé (CC) du Lagrangien de la plus simple extension du Modèle Standard faisant intervenir cette matrice :

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{2\sqrt{2}} (W_{\mu}^{\dagger} J_{CC}^{\mu} + J_{\mu}^{CC} \dagger W^{\mu}), \text{ avec} \quad (1.9)$$

$$J_{CC}^{\mu} = (\bar{d}, \bar{s}, \bar{b}) V_{CKM}^{\dagger} \gamma^{\mu} (1 - \gamma^5) (u, c, t)^T + (\bar{e}, \bar{\mu}, \bar{\tau}) \gamma^{\mu} (1 - \gamma^5) V_{MNS} (\nu_1, \nu_2, \nu_3)^T$$

où W^{μ} est le champ bosonique faible.

On peut de même calculer la probabilité de transition entre $|\nu_{\alpha}\rangle$ and $|\nu_{\beta}\rangle$, en utilisant les ondes planes :

$$P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}; L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>k} \Re(J_{\alpha\beta jk}) \sin^2 \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E} + 4 \sum_{j>k} \Im(J_{\alpha\beta jk}) \sin \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E} \cos \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E} \quad (1.10)$$

où $J_{\alpha\beta jk} = U_{\beta j} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\alpha k}$ sont appelés *termes de Jarlskog* et sont en général des nombres complexes, et où $\Delta m_{ij}^2 = m_j^2 - m_i^2$. Les termes de Jarlskog doivent être remplacés par leurs complexes conjugués pour les antineutrinos; ceci conduit donc en général à des probabilités d'oscillation différentes pour les neutrinos et les antineutrinos dès que $\delta \neq 0$. La symétrie miroir CP est donc en général brisée dans le secteur des leptons. La symétrie CPT est en revanche conservée dans l'équation 1.10 : la probabilité est inchangée si l'on remplace les neutrinos par les antineutrinos associés et que l'on échange l'ordre des particules.

[†]Le signe de ces quantités et donc l'ordre des indices est important dans l'équation 1.10

1.2 Oscillations dans la matière

Dans ce paragraphe on se place pour simplifier dans le cadre des oscillations à deux familles.

1.2.1 Cas de la densité constante

Jusqu'à maintenant, nous avons fait l'hypothèse que les neutrinos se propageaient dans le vide. Cependant la matière est constituée de centre diffuseurs, aléatoirement répartis, et créant un potentiel moyen pour la propagation des neutrinos. Ce potentiel est différent selon les saveurs (voir diagrammes de Feynman de la figure 1.1). En effet, les courants neutres donnent une contribution commune à toutes les saveurs; mais seuls les ν_e sont sensibles à la contribution des courants chargés. Notons n_n et n_e la densité de neutrons et d'électrons dans la matière traversée supposée électriquement neutre, et G_F la constante de Fermi. On montre dans [21] que le potentiel dû aux courants neutres ajoute un terme $-1/2\sqrt{2}G_F n_n$ sur la diagonale du hamiltonien \mathcal{H} dans la base de saveurs[‡]; la contribution des courants chargés ajoute un terme $\sqrt{2}G_F n_e$ à l'élément de matrice $\langle \nu_e | \mathcal{H} | \nu_e \rangle$. Pour les antineutrinos $\bar{\nu}_e$, il faut ajouter un terme de signe opposé. Ces constatations ont été faites pour la première fois par Wolfenstein, puis par Mikheyev et Smirnov dans les années 1980 [22, 23].

La contribution des courants neutres étant proportionnelle à l'identité elle n'a pas

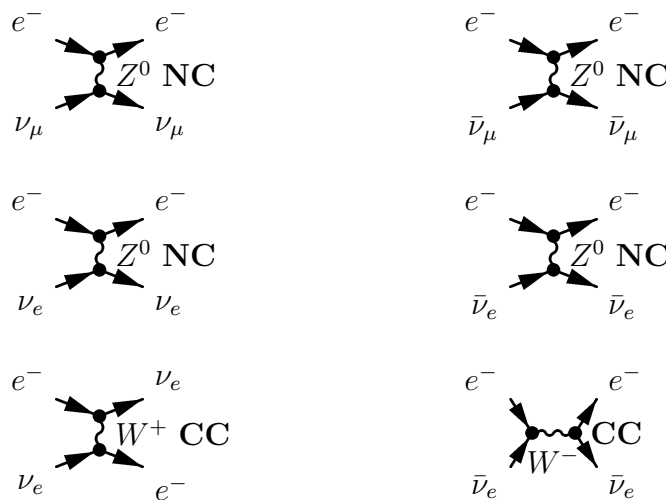


FIG. 1.1 – Diagrammes de Feynman (à l'ordre des arbres) nécessaires au calcul du potentiel affectant le passage des neutrinos dans la matière. Il y a une contribution supplémentaire due aux courants chargés pour les ν_e .

d'effet sur les probabilités d'oscillations. En revanche, le potentiel dû aux électrons sur les ν_e modifie sensiblement les résultats. Il est possible de calculer analytiquement les probabilités d'oscillations dans le cas de densités constantes, ou ayant des formes mathématiques particulières, mais dans la plupart des cas il faut utiliser une intégration numérique. Notons que si $n_e \rightarrow \infty$, les états de saveur ν_μ et ν_e sont états propres de propagation. Dans le cas de la densité constante à deux familles, on observe une situation d'anticroisement de niveaux, courante en mécanique quantique [17]. L'angle de mélange dans la matière

[‡]les contribution des protons et des électrons s'annulent

est un angle effectif θ_{eff} . Il est maximal pour une densité critique

$$n_R \sim \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2}G_F p},$$

où p est l'impulsion des neutrinos. Ainsi pour une densité donnée l'oscillation est résonnante pour des neutrinos d'énergie donnée en inversant l'équation précédente. L'angle θ_{eff} vaut alors $\pi/4$, c'est-à-dire l'amplitude de l'oscillation est maximale, et la longueur d'oscillation est aussi maximale. Dans l'équation précédente, la densité critique n'est positive que si $m_2 > m_1$: l'effet de résonance existe alors pour les neutrinos ; il n'existe pas pour les antineutrinos. Pour ces derniers, comme le signe de $\sqrt{2}G_F n_e$ est opposé dans le Hamiltonien, n_R est positif lorsque $m_1 > m_2$; dans ce cas la résonance a lieu seulement pour les antineutrinos.

Remarque :

Par convention, on a choisi $\theta < \pi/4$, c'est-à-dire $\cos 2\theta > 0$ dans les formules précédentes. Les mesures expérimentales doivent alors déterminer le signe de Δm^2 . Notons que les oscillations dans le vide (cf équation 1.7) ne permettent pas de séparer les deux possibilités.

1.2.2 Cas de la densité variable et effet MSW

On renvoie à [17] pour les calculs. Lorsque la densité ne varie pas trop vite, il peut se produire un phénomène de guidage adiabatique : un état propre du Hamiltonien restera état propre de propagation à tout instant ; il n'y aura pas de transition vers l'autre état propre. Ceci impose des variations suffisamment lentes de la densité électronique.

Considérons le cas d'un ν_e , produit dans un milieu comme le soleil, de densité $n_e \gg n_R$. Il est alors état propre de propagation. Supposons que la densité du milieu devienne nulle suffisamment lentement pour que l'approximation adiabatique soit valable, ce qui est le cas du soleil pour une certaine plage d'énergie du neutrino. Il est donc encore état propre de propagation à la fin de son parcours dans le soleil ; or quand $n_e = 0$, c'est-à-dire dans le vide, l'état propre de propagation est ν_2 (si $m_1 < m_2$ voir [17]). Le neutrino quitte donc le milieu dans l'état ν_2 et se propage alors dans le vide jusqu'au détecteur sans osciller. Ainsi, le contenu en saveur du flux de neutrinos solaires détecté sur Terre est simplement $|\langle \nu_e | \nu_2 \rangle|^2 = \sin^2 \theta$. Or ν_2 ne contient qu'une fraction relativement faible de ν_e . Donc la probabilité de détecter un ν_e en sortie du soleil est faible ; la majorité du flux de neutrinos solaires (dans une certaine gamme d'énergie) est détectée sous la forme de ν_μ . Les expériences de Homestake, puis GALLEX, etc. étant insensibles à cette composante, elles ont observé un déficit. En revanche l'expérience SNO, sensible à toutes les composantes, a permis de mesurer le contenu en saveur du flux solaire et donc la valeur de $|\langle \nu_e | \nu_2 \rangle|^2$. Cet effet de conversion adiabatique est appelé effet MSW, et est utilisé pour résoudre le problème des neutrinos solaires. Notons qu'il ne fait pas intervenir d'oscillations : il s'agit d'un guidage des états propres.

Soulignons que cet effet de guidage dépend du signe de $\Delta m_{solaire}^2$ (nous avons choisi $\theta < \pi/4$). L'effet MSW n'a lieu pour les neutrinos que si $m_2 > m_1$ c'est-à-dire $\Delta m^2 > 0$. Dans le cas contraire il aurait lieu pour les antineutrinos. Comme le soleil est une source de neutrinos et non d'antineutrinos, l'observation d'un effet MSW permet d'affirmer que le signe de $\Delta m_{solaire}^2$ est positif avec $\theta < \pi/4$ [§].

[§]Notons que ceci est une convention : nous aurions pu prendre $\theta > \pi/4$, mais alors les mesures auraient imposé $\Delta m_{solaire}^2 < 0$.

La généralisation du phénomène à trois familles a fait l'objet d'un grand nombre de publications (voir par exemple les références du chapitre 10 de [21]).

1.3 Nature des neutrinos : Dirac ou Majorana ?

1.3.1 Introduction

Suite aux résultats expérimentaux de ces dernières années, on a constaté que le Modèle Standard au sens strict devait être étendu. Certains paramètres de la matrice de mélange U ont déjà été mesurés. L'expérience T2K qui fait l'objet de cette thèse a pour but de mesurer l'angle θ_{13} , et de nombreuses autres expériences ou projets sont en cours pour continuer à mesurer les paramètres encore inaccessibles.

En parallèle, de multiples efforts en physique théorique ont été entrepris pour trouver un modèle qui explique les résultats expérimentaux observés. On se reportera à [24] pour plus de détails, mais il est important de souligner l'une des grandes questions restant ouverte : le neutrino est-il distinct de son antiparticule ? En effet, la nature des nombres quantiques conservés dans le secteur des neutrinos n'est pas claire, et dépend des modèles. On ne peut pas répondre à cette question aussi simplement que pour l'électron qui porte une charge électrique, ou le neutron qui porte un nombre baryonique, ce qui permet de les distinguer facilement de leur antiparticule.

Il est bien connu que tous les neutrinos détectés sont d'hélicité gauche, c'est-à-dire leurs spins pointent dans les directions opposées à leurs impulsions[¶]. Tous les antineutrinos observés sont d'hélicité droite. Pour des particules de masse nulle, l'hélicité et la chiralité sont confondues. Si les neutrinos sont massifs, ce n'est plus le cas. Il est possible (au moins par la pensée) de se placer dans un référentiel allant plus vite que le neutrino. Dans ce référentiel, le neutrino apparaît alors comme un neutrino d'hélicité droite pour l'observateur. Il y a alors deux possibilités :

- ce neutrino droit est une nouvelle particule, distincte de l'antineutrino droit déjà présent dans la théorie. Les neutrinos $\nu_L, \bar{\nu}_R, \nu_R, \bar{\nu}_L$, sont alors dits *neutrinos de Dirac*.
- on identifie ce nouvel état ν_R à l'état $\bar{\nu}_R$ déjà existant : le neutrino est alors confondu avec son antiparticule. Ce type de neutrino est dit *neutrino de Majorana*.

1.3.2 Termes de masse

On peut étudier de manière un peu plus formelle les termes de masses dans la théorie. On suivra ici la discussion de [20]. On notera ψ un champ quantique de spin 1/2 (bispineur). $\psi_R = \frac{1+\gamma_5}{2}\psi$ et $\psi_L = \frac{1-\gamma_5}{2}\psi$ sont ses composantes de chiralité droite et gauche (respectivement) : $\psi = \psi_R + \psi_L$. Dans la densité de Lagrangien (par exemple de QED), le terme de masse pour ψ est :

$$-m\bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L). \quad (1.11)$$

Si l'on a plusieurs champs droits et gauches, le terme de masse est de la forme :

$$-\bar{\Psi}_L M^D \Psi_R + h.c.$$

[¶]La discussion qui suit est adaptée de [24].

(h.c. désigne le conjugué hermitique). La matrice M^D est dite *matrice des masses de Dirac*. Les symétries de la théorie imposent que seuls certains couplages sont non nuls : la conservation de la charge électrique impose que les neutrinos soient couplés entre eux (et non avec des particules chargées) etc... Ces termes sont invariants sous des symétries $U(1)$ globales. Ceci permet la conservation du nombre baryonique, du nombre leptonique total, etc.

Introduisons à présent le champ conjugué de charge $\psi^C = C(\bar{\psi}^T)$, où C est la matrice de l'opérateur de conjugaison de la charge et T désigne la transposition. Si ψ est de chiralité gauche, ψ^C est de chiralité droite et inversement. On peut montrer que les termes du type $-1/2\bar{\psi}_L M^L(\psi_L)^C + h.c.$ et $-1/2\bar{\psi}_R M^R(\psi_R)^C + h.c.$ sont des scalaires de Lorentz. Ce sont des termes de masse parfaitement viables. Ces termes sont dits *termes de masse de Majorana*, et les matrices M^R et M^L sont appelées matrices de masse de Majorana. Ces termes de masse sont différents des termes de masse de Dirac car ils n'ont pas de symétrie $U(1)$ globale. Leur présence entraîne donc une violation de la conservation du nombre leptonique.

Le terme de masse le plus général est une somme de termes de masse de Dirac et de Majorana. Pour N générations de fermions (donc N neutrinos gauches), on introduit N neutrinos droits dans la théorie. La matrice des masses correspondante n'est pas diagonale. Pour obtenir les champs physiques il faut la diagonaliser. On peut alors montrer (cf [20]) que la diagonalisation de ce terme conduit à une collection de $2 \times N$ neutrinos physiques identiques à leurs antiparticules, donc à $2N$ neutrinos de Majorana. Pour incorporer ce type de terme de masse dans le Lagrangien du Modèle Standard il est nécessaire de compliquer le secteur du Higgs [20], ou d'utiliser d'autres modèles (symétrique droite-gauche, grande unification, supersymétrie...[21]).

Pour l'instant on ne sait pas si le neutrino est de Dirac ou de Majorana. Comme il est précisé dans [20], la mesure du nombre de générations obtenue au LEP ($N = 3$) n'empêche pas qu'il y ait des neutrinos droits lourds en plus des 3 neutrinos gauches légers existants.

1.4 Situation expérimentale fin 2005 : que savons-nous ?

1.4.1 Paramètres libres

Dans ce paragraphe on se place dans le modèle phénoménologique à trois familles du paragraphe 1.1.2. C'est en effet l'extension la plus simple du Modèle Standard qui puisse expliquer les données. Les expériences en cours ont pour but de tester ce modèle et d'en mesurer les paramètres libres, qui sont :

- trois masses m_1, m_2, m_3
- trois angles de mélange $\theta_{13}, \theta_{23}, \theta_{21}$
- une phase δ , responsable de la brisure de CP dans le secteur des leptons

De plus, on ne sait pas si les trois neutrinos sont de Dirac ou de Majorana. S'ils sont de Majorana, on a vu au paragraphe 1.1.2 que deux phases inconnues devront également être mesurées.

1.4.2 Oscillations de neutrinos

Dans cette thèse il est question d'expériences détectant les oscillations de neutrinos, et donc mesurant une probabilité d'oscillation. Comme on peut le voir sur les équations 1.7 et 1.10, ceci permet de mesurer les angles de mélange et la phase δ , mais pas directement les masses m_i , seulement les Δm^2 , différences des carrés des masses. De plus ni la nature Dirac/Majorana ni les phases de Majorana ne sont accessibles à ces expériences. On a donc mis les phases de Majorana à zéro dans tous les calculs de probabilité d'oscillation dans ce travail.

Presque toutes les mesures effectuées à ce jour sont compatibles avec le modèle simple à 3 familles, avec un spectre des masses des neutrinos formé de deux états très proches (auxquels nous donnons les numéros 1 et 2) ; et un troisième état plus éloigné. Nous avons choisi par convention $m_2 > m_1$. Le troisième, éloigné des deux premiers, est responsable du grand Δm^2 fixant la fréquence des oscillations « atmosphériques ». L'oscillation solaire est gouvernée par $\Delta m_{21}^2 > 0$ qui est plus faible. Remarquons qu'il y a deux possibilités :

- $m_3 \gg m_2, m_1$: on parle de « hiérarchie normale »
- $m_3 \ll m_2, m_1$: on parle de « hiérarchie inversée ».

Suivant [25], on considère que l'oscillation atmosphérique est gouvernée par

$$\Delta m^2 = m_3^2 - \frac{m_1^2 + m_2^2}{2}.$$

La distinction entre hiérarchie inversée et hiérarchie normale correspond à un changement de signe de $+\Delta m^2$ vers $-\Delta m^2$. On ne sait pas à l'heure actuelle quelle est la hiérarchie effectivement présente dans la nature.

Les expériences SNO et KamLAND (ainsi que les précédentes) ont mesuré les paramètres gouvernant l'oscillation solaire, Δm_{21}^2 et θ_{12} ; les mesures montrent de plus que $\theta_{12} < \pi/4$ (car $\Delta m_{21}^2 > 0$ dans notre convention, cf paragraphe 1.2.2). SNO observe les neutrinos solaires par effet Cherenkov ; mais le détecteur utilise de l'eau lourde et obtient donc une mesure complémentaire des interactions de neutrinos par courant neutre. Il est ainsi capable de mesurer la composante du flux de neutrinos solaires provenant des saveurs ν_μ et ν_τ : leur présence est le signe incontestable d'un phénomène de physique au-delà du Modèle Standard. L'interprétation la plus convaincante est celle des oscillations de neutrinos.

KamLAND mesure les interactions des antineutrinos produits par les réacteurs nucléaires situés au Japon. La distance est telle que le rapport L/E sonde la même fréquence d'oscillation que les neutrinos solaires. La méthode utilisée est celle de la réaction β inverse : les $\bar{\nu}_e$ se convertissent en positrons par courant chargé, produisant du même coup un neutron. Le détecteur est rempli de liquide scintillant. Le signal de scintillation prompt du positron est détecté par des photo-multiplicateurs. Le neutron se thermalise par collisions, puis est capturé par un noyau d'hydrogène qui réémet alors un γ de 2,2 MeV, détecté également par scintillation. Les corrélations spatiale et temporelle entre les deux signaux permettent d'identifier les $\bar{\nu}_e$. Notons que cette technique a été utilisée par Reines et Cowan pour la première détection du neutrino. Les $\bar{\nu}_e$ ne traversent que ~ 200 km de croûte terrestre : les effets de matière étant négligeables, KamLAND mesure $|\Delta m_{21}^2|$ et θ_{12} .

Le meilleur fit actuel utilisant toutes les données disponibles est [25] :

$$\begin{aligned} \sin^2 \theta_{12} &= 0,314_{-0,047}^{+0,057} \\ \Delta m_{21}^2 &= (7,92 \pm 0,71 \cdot 10^{-5}) \text{ eV}^2. \end{aligned}$$

L'angle de mélange est grand, on parle de solution LMA (large mixing angle) au problème des neutrinos solaires. Avec cette solution LMA, l'effet MSW de conversion adiabatique (et non l'oscillation) est responsable du déficit en ν_e solaires observé sur Terre (cf paragraphe 1.2.2). C'est la combinaison des résultats de SNO [26] et de KamLAND [27] qui permet de sélectionner la solution LMA.

Il est également clair d'après les mesures de Super-Kamiokande que l'oscillation de neutrinos responsable du « problème » des neutrinos atmosphériques a lieu à une fréquence différente, correspondant à un Δm^2 bien plus grand. Super-Kamiokande, puis K2K, ont fourni la meilleure mesure des paramètres Δm_{32}^2 (ou Δm_{31}^2) et θ_{23} . Le meilleur fit est [25] :

$$\begin{aligned}\sin^2 \theta_{23} &= 0,44_{-0,097}^{+0,18} \\ \Delta m^2 &= 2,4_{-0,6}^{+0,5} \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2,\end{aligned}$$

en indiquant les limites à 2σ .

Le but de T2K et d'un certain nombre de projets est de déterminer θ_{13} . Les expériences détectant le flux de $\bar{\nu}_e$ produits par des réacteurs nucléaires ont jusqu'à présent fourni la meilleure limite. L'expérience Chooz [28] donne

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0,1$$

à 90% de confiance. Cet angle donne une mesure du couplage entre les deux régimes d'oscillation. Il est possible qu'il soit nul, mais il n'y a pas de raison théorique forte pour cela. Le but de cette thèse est d'obtenir la sensibilité de T2K à θ_{13} . D'autres expériences sont en projet, avec ce même objectif (voir paragraphe 1.5).

Il faut mentionner la seule expérience ayant obtenu un signal d'oscillation correspondant à un Δm^2 de l'ordre de 1 eV², en observant l'apparition de $\bar{\nu}_e$ dans un faisceau de $\bar{\nu}_\mu$ obtenu par désintégration de pions à l'arrêt. Il s'agit de l'expérience LSND [29]. Si cette mesure est avérée, on doit introduire au moins un autre neutrino dans la théorie, et il doit être stérile d'après les résultats du LEP, car il n'affecte pas la largeur invisible du Z [8]. Le résultat de LSND est testé par une expérience plus puissante, MiniBOONE [30]. MiniBOONE utilise un faisceau de ν_μ obtenu à partir des protons du booster de Fermilab, et doit donner ses résultats dans le courant de l'année 2006.

1.4.3 Expériences n'utilisant pas les oscillations de neutrinos

Pour contraindre les masses m_i , on peut mesurer le spectre de désintégration β de certains éléments, par exemple le tritium. Si l'expérience ne peut pas séparer les états propres de masse la masse mesurée est une masse effective $m = (\sum_i |V_{e,i}|^2 m_i^2)^{1/2}$ [25]. Les deux expériences les plus récentes sont Mainz et Troitsk. La limite combinée de [25] est $m < 1,8 \text{ eV}$ à 2σ , en notant cependant que des anomalies non expliquées sont présentes dans le résultat de Troitsk.

Les ajustements sur les mesures de précision en cosmologie donnent des contraintes sur la somme des masses des neutrinos. On s'appuie ici sur le résumé de [31]. Si l'on combine les mesures du CMB de WMAP, les mesures de la structure à grande échelle de 2dFGRS (*2 degree Fields Galaxy Redshift Survey*), et de SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*) on obtient $m_1 + m_2 + m_3 < 1,7 \text{ eV}$ à 95 % CL. Si l'on ajoute la *Lyman α forest* (gaz intergalactique éclairé par des quasars) on obtient $m_1 + m_2 + m_3 < 0,42 \text{ eV}$ (95% CL pour les deux résultats), mais il semble que des études supplémentaires sur les erreurs systématiques de cette mesure doivent être entreprises [25]. Soulignons que ces résultats sont obtenus

en supposant un modèle à 3 neutrinos standards pour calculer la densité numérique des neutrinos dans l'univers. Si l'on veut utiliser des modèles plus généraux (avec neutrinos stériles ou non standards) ces expériences fournissent seulement une limite sur la *densité de masse* des neutrinos et non sur la masse elle-même.

Comme expliqué au paragraphe précédent, si les neutrinos sont de Majorana la matrice V_{MNS} se décompose en $V_{MNS} = UA$ où A est la matrice des phases de Majorana. Cependant dans une expérience d'oscillations, on mesure la probabilité d'oscillation entre deux saveurs, dans laquelle on montre que les phases de Majorana n'interviennent pas. Il n'est donc pas possible de déterminer la nature Dirac ou Majorana des neutrinos avec des expériences comme SK, K2K ou T2K. Seules les expériences cherchant à détecter la *double désintégration β sans neutrino* ($\beta\beta 0\nu$), peuvent répondre à cette question. Au cours de ce processus, un noyau (A, Z) se désintègre selon la réaction :

$$(A, Z) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e.$$

Ce processus ne conserve pas le nombre leptonique total (à la différence de la désintégration β standard) ; il n'est autorisé que si le neutrino est de Majorana, les termes de masse de Majorana ne respectant pas cette symétrie. De nombreuses expériences sont en cours pour observer ce phénomène. Elles utilisent principalement des isotopes rares de certains éléments, pour lesquels la transition β simple est interdite pour des raisons énergétiques, mais la transition β double est autorisée. Ces expériences observent donc les désintégrations

$$(A, Z) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e + 2\bar{\nu}_e.$$

et tentent d'identifier parmi ces dernières des désintégrations double β sans neutrino. Le temps de vie du processus $\beta\beta 0\nu$ est lié à la masse effective du neutrino $m = |\sum_i V_{MNS;e,i}^2 m_i|$, mais la relation dépend d'éléments de matrice «nucléaires» encore imprécis (difficiles à calculer théoriquement). Un signal positif de désintégration $\beta\beta 0\nu$ donnerait donc une borne inférieure sur les masses des neutrinos. L'expérience Heidelberg-Moscow [32] a publié l'observation d'un signal, en utilisant des bolomètres au ^{76}Ge mais ce résultat est controversé et n'est pas encore accepté par la communauté. Il faut attendre les résultats de la prochaine génération d'expériences.

1.5 Projets de mesure de θ_{13}

Dans ce paragraphe on s'intéresse aux expériences en cours et projets futurs ayant pour but de mesurer θ_{13} , et à plus long terme la phase δ .

1.5.1 Mesure auprès de réacteurs nucléaires : Double Chooz

Divers projets de mesure de θ_{13} à partir de la disparition d'antineutrinos sont à l'étude. Le projet Double Chooz [33] est en phase de développement auprès du réacteur nucléaire de Chooz en France. Il est approuvé en France, et devrait démarrer en 2008. La collaboration Double Chooz veut utiliser un détecteur proche et un détecteur lointain, remplis de liquide scintillant dopé au gadolinium. Le flux de $\bar{\nu}_e$ est mesuré par interactions β inverse, selon la même méthode que pour KamLAND, et pour les précédentes expériences auprès de réacteurs nucléaires (Reines et Cowan, Bugey, Chooz, Palo Verde...). Dans ce cas précis le liquide scintillant est dopé au gadolinium pour améliorer la capture des neutrons (γ de 8 MeV). Dans l'expérience Double Chooz l'utilisation de deux détecteurs identiques, l'un

proche des réacteurs, et l'autre lointain, permet de réduire les systématiques. On verra qu'une idée similaire est présente dans les expériences sur faisceau (K2K et T2K).

Comme toutes les expériences auprès de réacteurs nucléaires, Double Chooz est une expérience de **disparition de $\bar{\nu}_e$** : la probabilité mesurée est $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$. L'expérience est placée près du premier maximum de l'oscillation atmosphérique car les détecteurs lointains sont à ≈ 1 km de la source et les $\bar{\nu}_e$ ont une énergie < 10 MeV. $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ est indépendante de la phase δ de violation de CP. Double Chooz est une expérience à très haute statistique, limitée par les erreurs systématiques qui doivent être maintenues à un très faible niveau (0,5%) : la disparition des $\bar{\nu}_e$ sous l'effet de θ_{13} au premier maximum de l'oscillation atmosphérique est un effet très faible. Selon [33] le potentiel de découverte de Double Chooz est de $\sin^2 2\theta_{13} = 0,04$ à 3σ pour 3 ans de fonctionnement.

Le projet Daya Bay [34], avec les mêmes objectifs et la même technique expérimentale est approuvé en Chine. Il utiliserait plusieurs détecteurs lointains et proches identiques.

1.5.2 Mesure avec des faisceaux de neutrinos : MINOS, T2K, NO ν A

L'autre méthode utilisée pour étudier θ_{13} consiste à utiliser un faisceau de ν_μ , produits par désintégration de pions. Les techniques utilisées sont celles de K2K et T2K et seront détaillées aux chapitres 2,3). Les expériences de nouvelle génération dont T2K est la première utilisent des faisceaux très intenses, et parfois (comme T2K) *hors-axe* (cf chap 3) : le faisceau ne vise pas exactement les détecteurs, mais un point décalé de quelques degrés. Ceci permet d'avoir le flux le plus important possible, et la contamination en ν_e (ou autres saveurs) la plus petite possible.

En effet ces expériences sont des expériences d'**apparition de ν_e** dans le faisceau de ν_μ , au premier maximum de l'oscillation atmosphérique. Ceci impose d'avoir des détecteurs capables d'une excellente séparation électron / muon, et également électron / π^0 pour les faisceaux d'énergie de ≈ 1 GeV : ces π^0 sont produits dans les interactions à courant neutre et peuvent être confondus avec des événements de signal. De même un détecteur proche et un détecteur lointain sont utilisés : on caractérise le faisceau « avant oscillation » en position proche, puis on utilise les résultats pour étudier les mesures en position lointaine.

Soulignons que les expériences d'apparition ne sont pas uniquement sensibles à θ_{13} mais à une combinaison (δ, θ_{13}) . En effet, on montre dans [35] que lorsque $|\Delta m_{21}^2| \ll |\Delta m_{32}^2|$ et θ_{13} est petit, la probabilité de transition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ s'écrit :

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= P_{atm} + P_{sol} + P_{inter} \\ &= \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Delta_{23} + \cos^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \Delta_{12} \\ &\quad + (\cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{23}) \cos(\delta - \Delta_{23}) \Delta_{12} \sin \Delta_{23}, \end{aligned} \quad (1.12)$$

en notant $\Delta_{ij} = \Delta m_{ij}^2 L / 4E$. Les deux premiers termes sont simplement l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ atmosphérique, proportionnelle à $\sin^2 2\theta_{13}$ et l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ solaire, proportionnelle à $\sin^2 2\theta_{12}$. La phase de violation de CP intervient sous la forme d'un terme supplémentaire, interprété comme un terme d'interférence entre ces deux oscillations. Au premier maximum de l'oscillation atmosphérique ce terme est simplement proportionnel à $\cos \theta_{13} \sin 2\theta_{13} \sin \delta$.

En général les expériences futures sont conçues pour mesurer θ_{13} , δ et déterminer la hiérarchie de masse (signe de Δm^2). Pour ce faire on prévoit de mesurer $P = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$

et aussi $\overline{P} = P(\overline{\nu}_\mu \rightarrow \overline{\nu}_e)$, en utilisant un faisceau d'antineutrinos au lieu de neutrinos, car le terme d'interférence change de signe. Comme expliqué dans de très nombreux articles (on consultera par exemple [36] et les références qui s'y trouvent), il y a des *dégénérescences* : une mesure donnée de P et \overline{P} , à une distance L et une énergie E donnée, donne jusqu'à huit couples (θ_{13}, δ) solutions de l'équation trigonométrique 1.12. En effet, θ_{23} étant principalement déterminé par la disparition des ν_μ , on ne mesure (à une très bonne approximation) que $\sin^2 2\theta_{23}$; on ne peut donc pas décider si la valeur mesurée est θ_{23} ou $\pi/2 - \theta_{23}$, ce qui conduit à deux solutions (θ_{13}, δ) . De plus il existe une ambiguïté (θ_{13}, δ) : il existe en général deux couples (θ_{13}, δ) conduisant aux mêmes valeurs de P et \overline{P} , si les autres paramètres sont fixés. Enfin il existe une ambiguïté due au signe de Δm^2 : pour des effets de matière négligeables, on ne peut choisir entre les hiérarchies de masse et on obtient deux solutions supplémentaires. Dans certains cas, par exemple en utilisant l'information spectrale disponible, certaines ambiguïtés pourraient être levées par une seule expérience future. Diverses stratégies expérimentales sont envisagées afin d'éliminer ces dégénérescences. L'utilisation de neutrinos et d'antineutrinos, ainsi que des distances assez longues pour observer des effets de matière dans la croûte terrestre (qui sont de signes opposés entre ν et $\overline{\nu}$) est souvent envisagée. Le lecteur est renvoyé à [36], ainsi qu'aux minutes de la conférence NUFAC 2005 pour une discussion complète de ces problèmes.

Ces considérations sont surtout importantes pour les projets futurs (mesures de précision). Pour T2K, il faut simplement garder à l'esprit que l'on espère observer pour la première fois l'apparition de ν_e dans un faisceau intense de ν_μ ; la détection à T2K d'un signal de ν_e serait une découverte majeure. T2K mesurera $|\Delta m^2|$ et θ_{23} par la disparition des ν_μ , et donnera une zone d'acceptance dans le plan (θ_{13}, δ) par la recherche de l'apparition de ν_e . L'effet de la hiérarchie de masse, et la méconnaissance des autres paramètres d'oscillation (Δm^2 et θ_{23}) donnera simplement une barre d'erreur sur θ_{13} plus importante. Ces commentaires s'appliquent pour toutes les expériences actuelles utilisant un faisceau.

MINOS utilise deux détecteurs calorimétriques à gros grain en fer magnétisé (5,4 kt pour le détecteur lointain). Le faisceau est obtenu à partir des protons du Main Injector de Fermilab. La puissance moyenne sur la cible est pour l'instant de 0,16 MW (environ 10 fois celle de K2K). MINOS est cependant peu sensible à θ_{13} . On attend de sa part une mesure de Δm_{23}^2 et θ_{23} plus précise que celle de K2K. Le lecteur est renvoyé à <http://www-numi.fnal.gov/PublicInfo/forscientists.html>.

NO ν A (prononcer Nova) est un projet utilisant le faisceau de MINOS. Il consiste à utiliser des détecteurs hors-axe (cf paragraphe 3.1.2), avec un détecteur lointain situé à environ 800 km de la source. Ce détecteur lointain serait un détecteur de 30 kt de scintillateur liquide, et aurait une longueur de 132 m de long [37]. La sensibilité prévue à θ_{13} serait de l'ordre de 0,015 à 3σ , 5 ans après le début du projet. En changeant la polarité des cornes magnétiques, NO ν A peut utiliser un faisceau d'antineutrinos (ce qui est vrai pour toutes les expériences utilisant un faisceau). En raison de la grande distance, les effets de matière ne sont pas négligeables dans cette expérience. Or on peut montrer (cf paragraphe 1.2.1) qu'ils changent de signe lorsque l'on passe des neutrinos aux antineutrinos. En fonctionnant avec un faisceau d'antineutrinos, NO ν A aurait ainsi une certaine sensibilité à la hiérarchie des masses (signe de Δm^2) et à la phase δ . La décision des agences de financement américaines pour ce projet de 165 millions de dollars (même ordre de grandeur que T2K) est attendue dans le courant de l'année 2006.

1.5.3 Futur : observation de la violation de CP dans le secteur des leptons ?

Un grand nombre de projets futurs sont envisagés pour déterminer la phase δ , et également pour lever les dégénérescences mentionnées précédemment.

Dans tous les cas, il s'agit d'augmenter le flux du faisceau de neutrinos, et la masse du détecteur lointain. À T2K, une seconde phase est prévue, utilisant un détecteur Cherenkov à eau de plusieurs centaines de kt (« mégatonne ») dit Hyper-Kamiokande, et en augmentant la puissance faisceau jusqu'à 4 MW.

Deux projets indépendants de détecteur Cherenkov à eau de taille mégatonne existent : UNO aux USA, et MEMPHYS en France. UNO serait placé dans une mine aux USA ; un projet de faisceau à large bande tiré vers UNO est à l'étude. Pour MEMPHYS[38], il s'agirait de placer le détecteur dans le tunnel du Fréjus à 130 km du CERN. Il faudrait également construire un accélérateur au CERN. Un accélérateur de protons de 2,2 GeV d'énergie dit SPL est étudié. Il servirait à obtenir un faisceau intense de ν_μ (dit « super-faisceau »), selon une technique semblable à celle de T2K. Il est également envisagé de produire des ions radioactifs β^+ , et de les accélérer dans un accélérateur muni de grandes sections droites : la désintégration des ions le long de ces sections produit alors des neutrinos ν_e boostés (des ions β^- donnent des $\bar{\nu}_e$). On obtiendrait ainsi un faisceau de ν_e pur, avec une énergie contrôlée par le γ des ions. Ce type de faisceau est appelé β -beam [39]. Le lecteur est renvoyé aux minutes des conférences NUFACT ayant lieu chaque année, dans lesquelles tous les aspects sont détaillés, aussi bien techniques que liés à la physique des neutrinos. Les minutes des conférences NNN contiennent des informations sur les projets de grands détecteurs souterrains en cours d'étude.

Une autre idée est celle de l'usine à neutrinos dite *Neutrino factory*. Il s'agit de produire un faisceau intense de muons, à l'aide d'un accélérateur de protons, puis de les refroidir, afin de pouvoir les accélérer et les stocker dans un accélérateur muni de longues sections droites. Les désintégrations des muons produisent des faisceaux à deux saveur ν_μ $\bar{\nu}_e$ ou $\bar{\nu}_\mu$ ν_e . Il s'agit alors de placer des détecteurs lointains à plusieurs milliers de km de la source, car les neutrinos ont des énergies de 20-50 GeV. Ces détecteurs doivent être capables de détecter le signe des muons pour détecter l'oscillation. Là encore les minutes des conférences NUFACT contiennent une grande quantité d'information sur ce projet. On peut aussi se référer à [40]. Des travaux importants de R&D devront être entrepris avant de pouvoir construire une telle machine : l'expérience MICE de refroidissement des muons a été approuvée au Royaume-Uni et devrait permettre des progrès importants sur le refroidissement des muons.

Chapitre 2

K2K : détection de ν à longue distance

L'expérience K2K (**KEK** to **K**amioka) a été proposée en 1995. C'est la première *long baseline experiment* (expérience à longue distance) cherchant les oscillations de neutrinos avec un faisceau de neutrinos produit en accélérateur. La prise de données s'est achevée en novembre 2004. En tant que membre du groupe du CEA Saclay DAPNIA je suis membre de cette collaboration depuis le printemps 2003. Le but principal de l'expérience était de confirmer par une mesure *indépendante* la première observation à Super-Kamiokande en 1998 d'oscillations de neutrinos atmosphériques, et donc de fournir une mesure de $(\Delta m_{23}^2, \theta_{23})$. L'intérêt d'utiliser un faisceau est de pouvoir contrôler et surveiller le flux et le spectre plus précisément que pour les neutrinos atmosphériques (pour lesquels les incertitudes théoriques liées au calcul des cascades de rayons cosmiques introduisent une erreur systématique supplémentaire). L'apparition de ν_e était hors de portée de K2K [28, 41], étant donné la limite de Chooz.

Dans ce chapitre seront décrits en détail Super-Kamiokande et le détecteur Cherenkov à eau de 1 kilotonne de KEK (que l'on notera 1 kton dans cette thèse), car ils sont omniprésents dans la suite. Les autres détecteurs de K2K sont rapidement présentés et on renvoie le lecteur aux références, en particulier aux thèses de K2K [42] pour plus de détails. Notons que les similitudes entre les deux expériences étant très grandes de nombreux concepts utiles pour T2K ainsi que les problèmes inhérents aux expériences sur faisceau de neutrinos et aux détecteurs Cherenkov sont introduits ici.

2.1 Faisceau de neutrinos du KEK

Le faisceau de K2K était produit au KEK (Tsukuba, préfecture d'Ibaraki, Japon), à l'aide du synchrotron à protons (PS) de 12 GeV. Les protons frappaient une cible en aluminium, produisant des hadrons (π et K). Les hadrons positifs étaient alors focalisés par un système de cornes magnétiques*, et se désintégraient dans un tunnel de désintégration de 200 m sous faible pression d'hélium situé en aval (voir chapitre 3). Les neutrinos étaient à 98% des ν_μ produits par la désintégration $\pi \rightarrow \nu_\mu + \mu^+$; l'énergie moyenne du faisceau était de 1,3 GeV. Le faisceau était observé en continu par des moniteurs à muons, la précision était de 3 mrad sur la direction du faisceau qui pointait exactement sur Super-

*On a traduit *magnetic horn* par corne magnétique comme il est d'usage; mais le mot anglais devrait plutôt être compris dans le sens de trompette et non de corne.

Kamiokande. Le choix de l'énergie moyenne du faisceau correspondait à la plage de Δm_{23}^2 autorisée vers 1995 par les mesures de neutrinos atmosphériques, entre 10^{-2} et 10^{-3}eV^2 .

2.2 Principe de la mesure de $(\Delta m_{23}^2, \theta_{23})$

Super-Kamiokande est le grand détecteur Cherenkov à eau de 50 kt situé à 250 km de KEK à Mozumi, dans la préfecture de Gifu au Japon (cf plus bas).

Il y a également une batterie de détecteurs proches situés à 300 m de la source de neutrinos. Le but est de mesurer les propriétés du faisceau *avant oscillation*. On compare ensuite les mesures proches et lointaines, pour déterminer si les neutrinos ont oscillé ou non. Malgré la distance, on mesure assez d'événements à Super-Kamiokande pour effectuer l'analyse. On attendait typiquement 0,4 interaction par jour à Super-Kamiokande sans oscillation.

Pour observer la disparition des ν_μ on utilise :

- le nombre d'événements à courant chargé vus à Super-Kamiokande (au moins un anneau Cherenkov de type muonique)
- l'information spectrale obtenue en reconstruisant l'énergie du neutrino incident pour les événements à un anneau de type muonique que l'on suppose être *quasi-élastiques à courant chargé* (ce que l'on note CCQE dans toute la suite).

La réaction CCQE est du type $\nu_l + n \rightarrow l + p$, où un neutrino de saveur l est converti en un lepton chargé de même saveur. Connaissant la direction des neutrinos incidents, il est possible de reconstruire leur énergie à partir de la mesure de l'impulsion et de la nature du lepton :

$$E_\nu = \frac{m_p^2/2 - m_n^2/2 - m_l^2/2 + m_n E_l}{m_n - E_l + p_l \cos \theta_l} \quad (2.1)$$

où p_l , E_l , θ_l sont l'impulsion, l'énergie et l'angle de diffusion du lepton par rapport à la direction du neutrino incident ; et m_n , m_p , m_l sont respectivement la masse du neutron, du proton et du lepton l considéré. Cette équation suppose que le nucléon est libre, sur couche de masse et immobile. À cause du potentiel nucléaire et du mouvement de Fermi (de l'ordre de 225 MeV/c dans l'oxygène), ceci n'est pas correct, et introduit donc une erreur dans l'énergie reconstruite. Ces effets ne peuvent pas être éliminés événement par événement ; leur effet statistique est pris en compte par simulation de Monte-Carlo. Ces effets nucléaires seront décrits plus en détail au chapitre 3.6.

Par comptage des événements faisceaux à Super-Kamiokande et dans le détecteur proche Cherenkov à eau de 1KT, ainsi que par comparaison de la forme des spectres reconstruits pour les $1R\mu$ on obtient une mesure des paramètres Δm_{23}^2 et θ_{23} . En schématisant Δm_{23}^2 est donnée par la position du *dip i.e.* du « creux » dans le spectre et θ_{23} par l'amplitude du déficit.

Le seuil en impulsion pour la production de lumière Cherenkov par les protons est de l'ordre de 1050 GeV/c, le proton n'est donc en général pas observé dans les détecteurs Cherenkov à eau, les événements CCQE ne sont donc pas complètement caractérisés. Environ 50% des événements $1R\mu$ sont non quasi-élastiques (nQE) ; pour ces événements les autres particules produites sont en dessous du seuil. Le fond principal provient du mode $CC1\pi^\dagger$ où le π est produit sous le seuil Cherenkov, et seul le muon est détecté dans l'eau. En utilisant l'équation précédente le neutrino est reconstruit avec une énergie inférieure à sa vraie valeur. Les autres modes sont $NC1\pi$ et $NC\text{-}multi\pi^\ddagger$, où l'un des pions est au-

[†]production d'un pion par courant chargé

[‡]production d'un ou plusieurs pions par courant neutre

dessus du seuil, et produit un anneau $1R\mu$. Tous ces événements diminuent la précision avec laquelle on peut observer la distorsion du spectre des ν due à l'oscillation puisqu'ils introduisent eux-mêmes une déformation compliquée dans le spectre : ils perturbent la position du creux et sa profondeur. Il est nécessaire d'avoir un (des) détecteur(s) à grain fin en position proche et de combiner ses (leurs) mesures avec celle du 1KT pour mesurer la fraction nQE/CCQE, que l'on utilise ensuite à Super-Kamiokande pour l'analyse du spectre.

Notons que l'extrapolation des mesures en position proche à Super-Kamiokande n'est pas simple car le flux ne suit pas une simple loi d'atténuation sphérique en $(L_{SK}/L_{proche})^2$. En effet vue de Super-Kamiokande la source est (quasi)-ponctuelle ; mais vue des détecteurs proches elle ne l'est pas, et les neutrinos interagissant dans ces détecteurs n'ont pas la même distribution angulaire. La forme des spectres en position proche et à Super-Kamiokande n'est donc pas la même. Les pics étant décalés le rapport des flux (dit *rapport far/near* ou F/N dans la suite) a une structure «oscillante», complexe, qui ne peut être obtenue que par simulation du faisceau. Cependant la production de pions par collision de protons sur une cible n'est connue qu'à environ $\sim 30\%$ près, ce qui est une source d'erreur systématique importante sur cette extrapolation. Le PIMON (cf. paragraphe 2.5) a pour but de valider la simulation de Monte-Carlo du faisceau de K2K pour améliorer la précision sur le rapport F/N .

2.3 Super Kamiokande

Dans ce paragraphe on décrit les processus liés à la production et à la propagation de photons optiques dans Super-Kamiokande. Des informations plus détaillées concernant l'électronique et l'étalonnage sont disponibles dans [43] ainsi que dans les thèses de doctorat antérieures (par exemple [44, 45, 46]).

2.3.1 Description de Super-Kamiokande

Géométrie

Le détecteur Super-Kamiokande est un détecteur cylindrique de 39,3m de diamètre pour 41,4 m de haut. Il est situé à 1000 m de profondeur (équivalent à 2700 m d'eau ce qui réduit le flux de muons cosmiques d'un facteur 10^5) dans la mine de Kamioka. Le cylindre est en acier inoxydable et étanche pour éviter la diffusion de radon à l'intérieur. Il est divisé en 3 parties optiquement séparées :

1. le *détecteur intérieur* (**ID** dans la suite), de 36,2m de haut et 33,8 m de diamètre (32 kt). Cette région est instrumentée par 11146 tubes photomultiplicateurs[§] de 20 pouces de diamètre (5888 entre novembre 2002 et septembre 2005, puis de nouveau 11146 après la reconstruction qui aura lieu de l'automne 2005 au printemps 2006). Ces PMT sont placés sur les parois et regardent vers l'intérieur. Les photocathodes couvrent 40% de la surface pour 11146 tubes. Le reste de la surface est recouvert d'un matériau plastique noir opaque en PET (souvent appelé *black sheet* dans la suite).
2. le *détecteur extérieur* (**OD** dans la suite) entoure complètement l'ID. Il est d'une épaisseur de 2m, et est instrumenté par 1885 PMT de 8 pouces qui font face vers

[§]On utilisera l'abréviation PMT au lieu de tube photomultiplicateur dans la suite.

l'extérieur. Il est tapissé de Tyveck®, un matériau réfléchissant produit par DuPont. Chaque tube est attaché à une plaque de 50cmx50cm de *wavelength shifter* acrylique.

3. Entre l'OD et l>ID se trouve une région de 55cm d'épaisseur, non instrumentée, par laquelle passent les câbles.

Eau et système de purification

L'ensemble est rempli de 50 kt d'eau ultra-pure. L'eau de la source présente dans la mine est purifiée en plusieurs étapes, allant du filtrage des particules de plus de $1 \mu\text{m}$ à la purification par osmose inverse. L'eau est recirculée en permanence, pour maintenir la contamination en radon inférieure à 100 mBq/m^3 . La longueur d'atténuation est d'environ 100 m. On se reportera à [43] pour de plus amples informations.

Tubes photomultiplicateurs

Les tubes photomultiplicateurs de 20 pouces (50 cm) de diamètre de l>ID ont été développés par Hamamatsu Photonics pour Super-Kamiokande. La grande taille de la photocathode permet d'avoir une couverture importante (40%) à un coût raisonnable. Les caractéristiques des tubes peuvent être trouvées dans [43] et dans les références qui s'y trouvent. Notons pour résumer que l'efficacité quantique des PMT est maximale autour de 400 nm, valant environ 20%, voir figure 2.1. Le pic à 1 photo-électron est clairement visible sur la figure 2.2. On notera parfois p.e. pour photo-électron dans la suite.

2.3.2 Détecteur Cherenkov à eau : principe

Les PMT de Super-Kamiokande enregistrent les photons émis par effet Cherenkov par les particules chargées traversant l'eau du détecteur. L'effet Cherenkov a été observé par Cherenkov en 1937, puis expliqué par Frank et Tamm. Ces trois physiciens ont reçu pour cela le prix Nobel en 1958.

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu diélectrique d'indice n à une vitesse

$$v > \frac{c}{n},$$

une onde de choc électromagnétique est émise, vers l'avant de la particule, avec un angle d'ouverture θ tel que

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}, \quad (2.2)$$

avec symétrie de révolution autour de la trace de la particule. La lumière provenant d'un point donné de la trace de la particule se propage sur la surface d'un cône à partir de ce point, dont l'axe de révolution est confondu avec la trace de la particule, et de demi-angle au sommet θ , s'ouvrant « vers l'avant » (voir figure 2.3). L'équation 2.2 est une condition d'interférences constructives : le diélectrique perturbé par le passage de la particule ré émet des ondes électromagnétiquement qui interfèrent destructivement sauf si l'équation 2.2 est vérifiée, ce qui forme le front d'onde (choc) conique. La distribution d'intensité en θ est proche d'une fonction δ . Notons que la polarisation de l'onde est telle que le champ électrique est en tout point orthogonal à la surface du cône, et le champ magnétique tangent à la surface du cône. L'effet Cherenkov est dû à la perturbation du milieu diélectrique induite par le passage de la charge de la particule, et ne se produit que pour des particules chargées. On consultera [47] pour des explication détaillées de l'effet

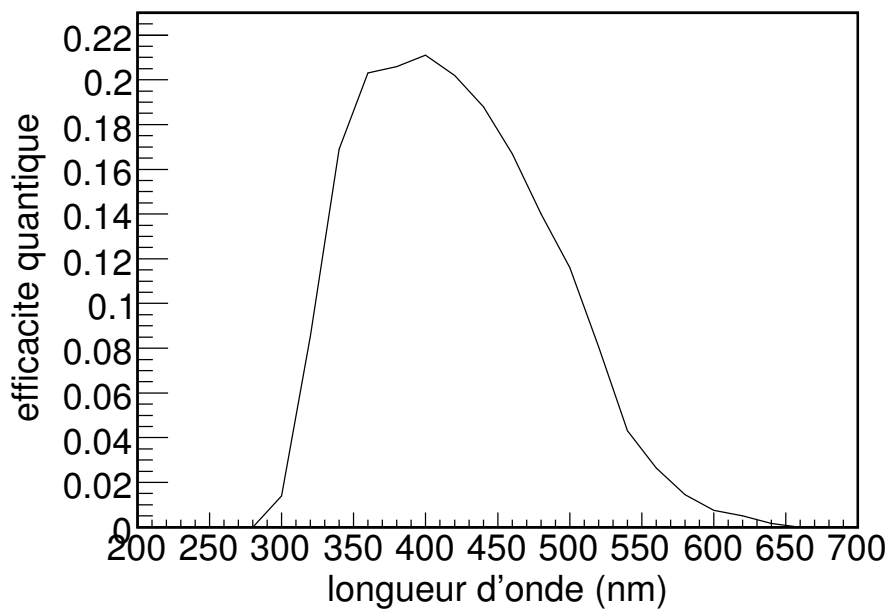


FIG. 2.1 – Efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde des photons incidents pour les tubes de 20 pouces.

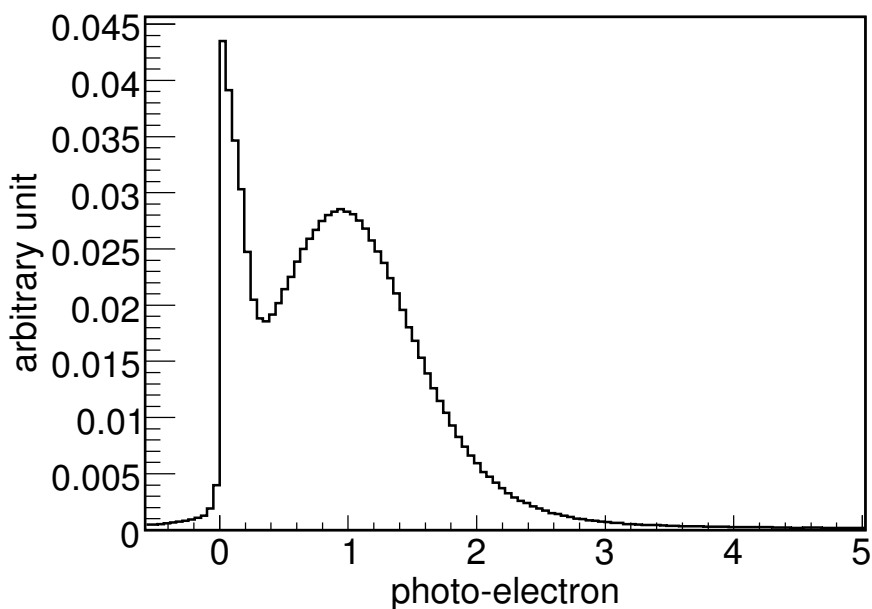


FIG. 2.2 – Distribution du nombre de photo-électrons observés avec un PMT de 20 pouces éclairé par une source de photons uniques. C'est la *densité de probabilité à 1 p.e.* utilisée au chapitre 4.

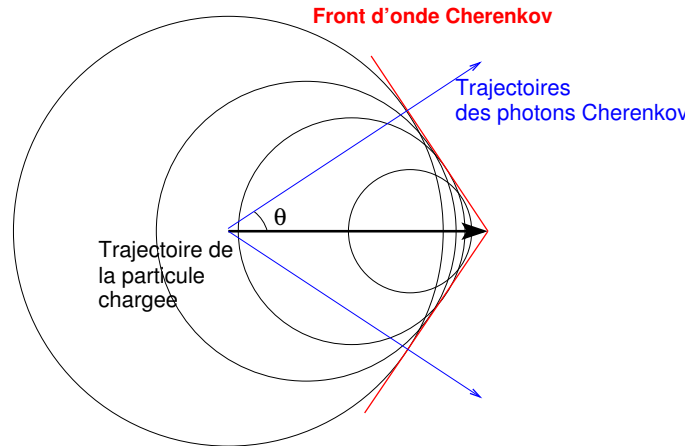


FIG. 2.3 – Schéma de principe de l'effet Cherenkov. La flèche horizontale représente la trajectoire d'une particule chargée. Les cercles représentent le rayonnement électromagnétique émis dans le milieu dû au passage de la particule pour quelques points. Ils s'accumulent sur le front d'onde de choc conique (en rouge). Les trajectoires des photons (en bleu) sont orthogonales au front d'onde et forment le cône Cherenkov d'angle au sommet θ détecté dans Super-Kamiokande.

Cherenkov.

Deux remarques seront utiles dans la suite :

- pour une particule ultra-relativiste $\beta = 1$, l'angle d'ouverture est maximal et vaut $\text{Arccos}(1/n)$. Dans l'eau cet angle est $41,9^\circ$.
- l'angle d'ouverture n'existe que si $n\beta > 1$ ce qui correspond à un seuil : si la particule chargée a une vitesse inférieure à $1/n$ il n'y a pas de rayonnement Cherenkov.

Le seuil Cherenkov dans l'eau est de 260 keV pour les électrons et de 160 MeV pour les muons. Les électrons peuvent être considérés comme étant toujours ultra-relativistes, l'angle d'ouverture du cône est toujours maximal égal à $41,9^\circ$. Notons que l'angle d'ouverture décroît lorsque l'impulsion décroît, l'effet étant surtout visible lorsque l'on se rapproche du seuil, donc pour des particules suffisamment massives comme le muon. Ce phénomène est utilisé pour distinguer les muons des électrons.

Le nombre de photons par unité de longueur d'onde et par unité de longueur de trace est :

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2} \right) \quad (2.3)$$

où α est la constante de structure fine (voir [47]). Entre 350 nm et 500 nm, en supposant un indice constant de 1,33 (assez bonne approximation pour l'eau), ceci correspond à environ 340 photons émis par cm parcouru. La perte d'énergie par effet Cherenkov est donc négligeable devant les pertes par ionisation.

Dans un détecteur tel que Super-Kamiokande, le cône se projette sur les parois du cylindre ; l'intersection est donc d'une manière générale une courbe de degré 4 (le rayon du cylindre étant grand, la courbe est presque une conique). Chaque tube enregistre un temps, correspondant à peu près au premier temps d'impact, et une quantité de charge intégrée. Cette information permet de reconstituer les caractéristiques des particules ayant traversé le détecteur (cf. chap. 5). Lorsqu'un électron se propage dans l'eau il produit une gerbe électromagnétique par bremsstrahlung, puis conversion des photons émis. Chacun des électrons et positrons de la gerbe produit un anneau Cherenkov, avec une direction

légèrement différente de la direction de l'électron original. Le recouvrement de tous ces anneaux produit un anneau à bord diffus. Pour un muon ou un pion, il ne se produit pas de gerbe, l'anneau est à bords nets. Un algorithme de rapport de maximum de vraisemblance combinant cet effet ainsi que l'effet de fermeture de l'angle en fonction de l'impulsion (cf chapitre 5) permet d'identifier les deux types d'anneaux, ce qui est fondamental pour pouvoir distinguer les saveurs des neutrinos. On parle d'anneaux *e-like* ou *mu-like*.

2.3.3 Propagation des photons dans l'eau : processus physiques

Avant d'atteindre les tubes pour être détectés les photons Cherenkov traversent une certaine épaisseur d'eau. Deux processus physiques peuvent avoir lieu :

1. Absorption des photons : un modèle classique simple comme celui de l'électron élastiquement lié (cf [48], chap. 7) montre que l'indice de réfraction d'un milieu comme l'eau a une partie imaginaire non nulle, les ondes électromagnétiques s'y atténuent (autrement dit les photons sont absorbés).
2. Diffusion des photons

Pour la diffusion des photons on distingue deux régimes, selon la taille des centres diffuseurs : la diffusion dite *Rayleigh* pour les centres de taille petite devant la longueur d'onde des photons, et la diffusion dite de *Mie* pour les centres de taille comparable voire supérieure à la longueur d'onde.

Diffusion Rayleigh

En suivant Jackson [48], on peut écrire la section efficace de diffusion pour une petite sphère diélectrique de rayon a , de susceptibilités $\mu_r = 1$ et $\epsilon_r \neq 1$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = k^4 a^6 \left| \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \right| |\vec{\epsilon}^* \cdot \vec{\epsilon}_0|^2 \quad (2.4)$$

où on a noté k le nombre d'onde et $\vec{\epsilon}$ la polarisation de l'onde diffusée et $\vec{\epsilon}_0$ la polarisation de l'onde incidente. L'hypothèse faite est que le champ incident est uniforme sur tout le volume de la sphère ($a \ll \lambda$). Pour une onde incidente polarisée (cas de la lumière Cherenkov), la section efficace est donc en $\cos^2 \theta / \lambda^4$. C'est cette équation qui est utilisée dans la simulation de Monte-Carlo GEANT4 [49] utilisée dans la suite, ainsi que dans la simulation de Super-Kamiokande et de 1KT (respectivement *skdetsim* et *apdetsim*), le paramètre a y étant ajusté par comparaison aux données cosmiques et laser.

Dans l'eau les « petits centres diffuseurs » sont en fait des fluctuations locales de densité, qui provoquent des fluctuations locales de l'indice de réfraction ; le problème du calcul de la diffusion sur ces fluctuations a été étudié par Smoluchowski, puis par Einstein dans les années 1900-1910. Si l'on suppose que ces fluctuations sont sphériques, la forme de la section efficace est identique à la formule 2.4 (à l'approximation de Born), la longueur d'atténuation correspondante est

$$\frac{1}{6N\pi} \frac{\omega^4}{c} \left| \frac{(\epsilon_r - 1)(\epsilon_r + 2)}{3} \right|^2 N k_B T \beta_T$$

où N est la densité du milieu, β_T la compressibilité isothermique du milieu et k_B la constante de Boltzmann. Cette formule dite formule d'Einstein-Smoluchowski donne la valeur des longueurs d'atténuation, le reste de la section efficace étant toujours $\propto \cos^2 \theta / \lambda^4$.

Notons que comme ϵ_r dépend de λ la dépendance en λ de la section efficace n'est pas exactement en λ^{-4} . On verra au chapitre 4 la façon dont ce phénomène est traité dans les simulations de Monte-Carlo des détecteurs. Ce type de diffusion est appelé « diffusion Rayleigh » pour des raisons historiques.

Les calculs précédents supposent que les inhomogénéités diffusantes sont sphériques. Les molécules d'eau ne sont pas sphériques, et portent un moment dipolaire. Il a été constaté expérimentalement que ceci dépolarise partiellement la lumière incidente, ce qui modifie la distribution angulaire des photons diffusés [50]. Ce phénomène est pour l'instant négligé dans les simulations de Monte-Carlo de Super-Kamiokande et des autres détecteurs décrits ici.

2.3.4 Diffusion dite de Mie

Pour des centres diffuseurs plus grands, on ne peut plus se placer à l'approximation de Born, ni surtout considérer que le champ incident est uniforme sur l'ensemble de la sphère. Il faut alors résoudre les équations de Maxwell complètes pour les conditions aux limites du problème. Pour une sphère métallique isolée, ce calcul a été réalisé par G. Mie en 1908, et est détaillé dans [51]. L'effet principal (parfois appelé *effet Mie*) est qu'à mesure que le rayon de la sphère augmente, de plus en plus de lumière est diffusée vers l'avant.

Des traitements approchés existent pour décrire la distribution angulaire de la lumière diffusée par ces processus, voir [50]. Il faut aussi noter que si la forme des diffuseurs n'est pas sphérique le résultat de Mie ne peut plus être appliqué.

Pour la simulation de Super-Kamiokande la diffusion de Mie est traitée comme la diffusion Rayleigh, avec une distribution angulaire fortement piquée à l'avant. La qualité de l'eau des détecteurs Cherenkov des expériences K2K et T2K diminue l'importance de ce type de diffusion pour les petits détecteurs (K2K-1kton, T2K-2KM, voir plus loin).

2.3.5 Brève description de l'électronique

Les détails du système d'acquisition de Super-Kamiokande sont décrits dans [43] et [42, 46, 44, 52], on n'en fait ici qu'une brève présentation.

Les signaux des PMT sont traités par 946 modules ADC/TDC (Analog to Digital Converter / Time to Digital Converter) développés à KEK, appelés *ATM*. Chaque ATM traite 12 PMT, et sert d'ADC et de TDC. Afin de réduire les temps morts, chaque canal possède deux ADC et deux TDC, ce qui permet de traiter deux événements successifs (désintégration des muons, événements en rafale dus à une supernova...).

Le signal de chaque canal est divisé en quatre ; l'une des parties est envoyée à un discriminateur, une autre sert à faire une somme analogique du signal des 12 phototubes dite *PMTSUM*. Le seuil du discriminateur est d'environ 0,3 p.e ; au-dessus le signal provoque l'émission d'un signal carré de 200 ns dit *hit signal* qui sert à déclencher le *trigger*. La somme analogique de tous ces *hits* est appelée *HITSUM* et sert à prendre la décision du trigger (cf plus bas). Pendant ce temps, l'une ou l'autre des deux autres parties du signal du PMT est envoyée à un circuit dit *QAC* (Charge to Analog Converter) qui l'intègre pour obtenir la charge ; et un *TAC* (Time to Analog Converter) commence à intégrer un courant constant pour obtenir une information temporelle : le signal du PMT déclenche le TAC, on peut donc remonter au temps d'arrivée en mesurant la charge intégrée. Si un signal de trigger global est reçu, ces deux signaux sont numérisés et stockés dans des mémoires FIFO internes de 12 bits (4096 coups). L'ATM a une plage dynamique d'environ

450 pC pour la charge avec une résolution de 0,2 pC ; la plage en temps est d'environ 1300 ns avec une résolution de 0,4 ns. Des stations de travail en ligne récupèrent ces données en continu.

Selon la hauteur du signal HITSUM on peut prendre diverses décisions de trigger. Le trigger utile pour K2K et T2K est celui utilisé pour les événements de haute énergie et correspond à 31 impacts sur les PMT de l'ID en 200 ns.

2.3.6 Étalonage de Super-Kamiokande

Étalonnage en temps des PMT

À cause de différences dans les longueurs des câbles et dans les PMT eux-mêmes, les temps mesurés peuvent avoir des décalages. De plus la quantité de charge reçue par le PMT a un effet sur le temps mesuré : ceci est dû au discriminateur (le seuil est atteint plus rapidement si le PMT reçoit plus de charges).

Un *dye laser* émet des pulses courts de ~ 3 ns (écart type 0,5 ns), qui sont guidés par fibre optique jusqu'à une sphère diffusante placée au milieu du détecteur. Une lame semi-réfléchissante permet de récupérer une partie de l'impulsion pour déclencher le trigger. En variant l'intensité de la source on obtient la *T.Q. map*, c'est-à-dire la corrélation entre la charge mesurée et le temps enregistré. Si un grand nombre de *p.e.* sont enregistrés le temps est mesuré plus précisément mais est biaisé vers les valeurs plus faibles (signal en avance). Le logiciel de reconstruction corrige cet effet.

Égalisation des gains

Au début de l'expérience les gains des PMT ont été mesurés et les tensions réglées pour que tous les PMT aient le même gain. Des mesures sont régulièrement effectuées pour maintenir ce réglage.

On utilise la lumière UV d'une lampe au Xe ; après filtrage, elle est conduite par une fibre optique jusqu'à une sphère immergée dans l'eau. La sphère contient du BBOT qui absorbe les UV et réémet de la lumière autour de 440 nm ; elle contient également un matériau diffusant. En corrigeant de l'atténuation sphérique, de l'atténuation due à l'eau, et de l'acceptance des PMT en fonction de l'incidence de la lumière, on obtient le gain relatif des PMT. L'écart-type de la distribution est de 7% [53].

Mesure de la transparence de l'eau

L'effet combiné de l'absorption et de la diffusion des photons se traduit par une atténuation de l'intensité lumineuse selon une loi exponentielle $I(l) = I_0 \exp(-l/L)$ où L est la longueur d'atténuation et l la distance parcourue. On peut mesurer L par laser, et en utilisant les muons cosmiques (aussi bien ceux traversant le détecteur que ceux s'y arrêtant).

Comme les muons cosmiques traversant le détecteur seront utilisés plus loin, on peut décrire cette méthode en détail. Ces muons sont assez énergétiques pour traverser le détecteur verticalement de part en part ; étant au minimum d'ionisation ils déposent environ 2 MeV/cm, et ce indépendamment de leur énergie, ce sont donc de bonnes sources de lumière. Notons qu'on mesure ainsi une valeur de L pour l'ensemble du spectre Cherenkov. La source étant linéique, la charge observée par un PMT varie comme $1/l$ où l est la distance mise par les photons Cherenkov pour atteindre la source. Il faut également

prendre en compte l'aire effective du PMT vue sous l'incidence θ (facteur géométrique dépendant de la forme des PMT [54]). On obtient ainsi la charge *corrigée* observée par le PMT :

$$Q = Q_0 \frac{1}{l} f(\theta) \exp\left(-\frac{l}{L}\right)$$

où Q_0 est une constante. Étant donné l'énergie de ces muons pour le calcul de l pour chaque PMT on suppose que l'angle Cherenkov est de 42 degrés. Pour effectuer ce calcul il faut reconstruire la trace de ces muons, ce qui est fait par un programme spécifique. À Super-Kamiokande on utilise l'information de l'OD et de l>ID. Pour le détecteur 1KT de K2K (voir plus loin), on utilise des plans de scintillateurs pour détecter l'entrée du muon. Le programme sera décrit au chapitre 4. À Super-Kamiokande on obtient une longueur d'atténuation $L = 105,4 \pm 0,5\text{m}$ [43].

La mesure laser consiste à immerger au centre du détecteur une boule diffusante, reliée à un laser Nd :YAG par une fibre optique (voir [43]). Une caméra CCD placée près du mur fait l'image de la sphère. Après corrections des effets optiques du dispositif on peut ainsi mesurer la transparence de l'eau indépendamment des PMT. Ce dispositif permettant de faire varier la longueur d'onde, on obtient L en fonction de λ .

2.3.7 Étalonnage en énergie

La quantité de lumière Cherenkov détectée (*i.e.* le nombre de photo-électrons) permet d'obtenir l'énergie de la particule. Aux énergies qui nous intéressent à T2K (> 30 MeV pour les électrons) cette relation est linéaire pour les électrons avec une très bonne précision. Pour les muons il existe un effet de seuil, et la masse finie de la particule rend la relation non linéaire. Pour obtenir cette relation entre le nombre de photo-électrons et l'énergie on utilise la simulation de Monte-Carlo de l'expérience. Cette procédure sera expliquée au chapitre 5.

Pour étalonner le Monte-Carlo et vérifier l'exactitude du calcul, on utilise les muons cosmiques et les π^0 produits dans les interactions de neutrinos. À Super-Kamiokande on utilise aussi les muons ascendants (d'énergie supérieure). Le spectre des électrons de Michel est aussi utilisé. Les détails sont dans [43].

Notons que d'autres techniques sont également utilisées, par exemple avec un LINAC pour la réponse en énergie à basse énergie, ou encore en étudiant les désintégrations du ^{16}N induites par un générateur de neutrons au deutérium-tritium. Ces techniques sont inessentiels pour cette thèse, elles concernent les neutrinos solaires.

Ces diverses sources permettent de contrôler l'étalonnage absolu en énergie à 2,1% pour SK dans le régime d'énergie utile pour T2K.

2.4 Détecteurs proches de K2K

Il faut souligner que dans une telle expérience on ne mesure pas un flux de neutrinos, mais une « convolution » du flux par la section efficace. Dans certains canaux, les sections efficaces d'interaction de neutrinos ne sont connues qu'à 20% près (cf paragraphe 3.6). Ainsi l'utilisation d'un matériau identique aux deux positions est un avantage car les incertitudes sur les sections efficaces s'éliminent dans les rapports. De même l'usage de technologies identiques (Cherenkov à eau, mêmes tubes photomultiplicateurs,

même électronique, mêmes programmes de reconstruction[¶]) permet d'éliminer les erreurs systématiques au cours de l'analyse. Ce type d'argument est très utilisé également à T2K, et sera développé plus en détail dans la suite.

Le premier détecteur est le détecteur Cherenkov à eau de 1000t (appelé « kilotonne » ou 1KT dans la suite). Il s'agit d'une « miniature » de Super-Kamiokande, de 10,8 m de rayon et 10,8 m de haut. Le volume interne est en fait un cylindre dont la base est un polygone à 19 côtés, chaque face portant 12 rangées de 2 PMT (voir figure 2.4). Le volume interne fait 8,54 m de haut pour 8,62 m de diamètre. Le volume interne est séparé du volume externe comme à Super-Kamiokande. Le volume externe est instrumenté de 68 PMT de 8 pouces. 680 PMT de 20 pouces identiques à ceux de Super-Kamiokande sont utilisés dans le volume interne. Les photocathodes couvrent 40% de la surface interne. Les similitudes entre 1KT et Super-Kamiokande sont très grandes : la plupart des caractéristiques techniques sont identiques (même électronique, mêmes procédés d'étalonnage). Cependant les muons énergétiques quittent 1KT et ne peuvent donc pas être complètement connus. Ce détecteur mesure donc la partie de basse énergie du faisceau.

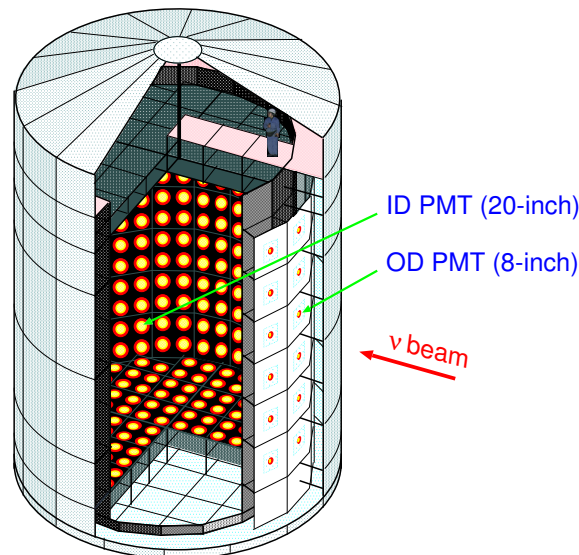


FIG. 2.4 – Schéma du détecteur 1KT, avec direction du faisceau de K2K. Extrait de [42].

Comme expliqué précédemment il est nécessaire d'avoir un ou plusieurs détecteurs à grain fin. Le second détecteur proche est le *SciFi* (Scintillating Fiber Tracker). Il est composé de 20 couches de *tracking* larges de 240 cm. Entre ces dernières sont disposées 19 couches remplies d'eau (parois en aluminium) servant de cible, avec une masse de 6t (1,4t de structures en aluminium). Chaque couche de *tracking* est instrumentée par deux plans orthogonaux de fibres scintillantes, lues par des tubes à intensification d'image suivis de caméras CCD (24 tubes au total). Les traces sont reconstruites en analysant les images. L'information temporelle provient du plan de scintillateur situé en aval. Un plan de scintillateur situé en amont du *SciFi* élimine les particules entrantes.

Le troisième détecteur était au début de l'expérience un calorimètre au verre au plomb (provenant de TOPAZ), servant à séparer les électrons des muons et donc à mesurer la contamination du faisceau en ν_e . Il a été remplacé à partir de l'été 2003 par le *SciBar*. En effet le *SciFi* a une efficacité faible pour les μ de 0,8 GeV/c en raison du faible nombre

[¶]cf chapitre 5

de plans de tracking touchés. Le SciBar est conçu pour être efficace dans cette partie du spectre. Il s'agit de barres de scintillateur plastique de 1,3cm x 2,5cm x 3m, arrangées en plans avec alignement en X ou Y. Le détecteur compte 64 modules, un module étant formé d'un plan X et d'un plan Y. Chaque barreau de scintillateur est traversé par une fibre à décalage de longueur d'onde. La lumière est lue par des PMT multi-anodes à 64 canaux. Le SciBar est un tracker complètement instrumenté, et peut détecter les protons à partir de 350 MeV/c. L'identification des particules repose sur la mesure de l'énergie déposée dE/dx .

Enfin un détecteur à muons dit MRD (*muon range detector*) sert à mesurer l'énergie des muons s'échappant du complexe. Il s'agit de 12 plaques de fer, intercalées entre 13 ensembles de chambres à dérive horizontales et verticales. La taille est d'environ 7,6m x 7,6m. Les 4 premières plaques métalliques ont 10 cm d'épaisseur, et les autres 20 cm. L'épaisseur totale de fer est de 2m correspondant à une impulsion de 2,8 GeV/c.

2.4.1 Synchronisation avec le faisceau

Les détecteurs proches ne sont pas enterrés, ils reçoivent donc un flux important de rayons cosmiques. On utilise le fait que le faisceau est pulsé pour sélectionner les événements faisceaux et éliminer ce bruit de fond (de plus des compteurs à scintillateurs judicieusement placés servent de veto). Les détecteurs proches reçoivent un signal de trigger directement de l'accélérateur. Ce signal est précisément daté en temps universel UTC par un récepteur GPS situé à KEK. Un autre récepteur GPS situé à Super-Kamiokande étiquette également les événements. Ces deux récepteurs sont synchronisés, leur synchronisation a été testée au début de l'expérience K2K à l'aide d'une horloge atomique. Cette corrélation temporelle permet de ne sélectionner que les événements en temps avec le faisceau à Super-Kamiokande pour l'analyse, ce qui supprime le bruit de fond dû aux neutrinos atmosphériques.

2.5 Autres détecteurs

Les MUMON (*muon monitors*) sont situés après le *beam dump*. Ils servent à mesurer la position du centre du faisceau en mesurant la direction des muons à la sortie du volume de désintégration. La direction des muons étant distribuée comme la direction des neutrinos, on contrôle la direction du faisceau de ν à 3 mrad près.

Comme il sera expliqué en détail au chapitre 3, la plupart des neutrinos provient de la désintégration à deux corps des pions π^+ focalisés par les cornes. Le pion étant de spin nul les neutrinos sont émis de manière isotrope dans le centre de masse. La connaissance des directions et impulsions du faisceau de π^+ et la géométrie du volume de désintégration suffisent donc en théorie à déterminer complètement le spectre en neutrinos. Cependant la production de π^+ et autres hadrons par collision de protons sur cible dans ces gammes d'énergie est insuffisamment connue pour pouvoir prédire avec assez de précision les spectres de ν à Super-Kamiokande et en position proche.

Un détecteur Cherenkov à gaz appelé PIMON a donc été construit pour être installé avant l'entrée du volume de désintégration, pour mesurer la distribution (p_π, θ_π) (impulsion et divergence des π^+). Deux séries de mesures ont été effectuées, en juin et novembre 1999 (pour deux configurations différentes des cornes). Notons que l'intensité du faisceau

de protons était alors réduite à 7.10^{11} protons par pulse pour ne pas saturer le détecteur.

Les hadrons secondaires traversent la partie carrée du PIMON, produisant de la lumière Cherenkov. Celle-ci est focalisée par un miroir sphérique vers un ensemble de 20 PMT placé au bout d'un bras de 3 m de long. Le PIMON est rempli de fréon R-318 (C_4H_8), dont l'indice de réfraction est contrôlé pour ne pas être supérieur à 1,00242 pour que les protons de 12 GeV/c résiduels restent sous le seuil Cherenkov. Les particules de même β et de même direction donnent la même image annulaire par le miroir sphérique ; la position du centre de l'anneau permet d'obtenir la direction des particules. Le diamètre de l'anneau donne une mesure de β comme expliqué au paragraphe 2.3.2. Une description complète du détecteur et de son analyse est dans [55]. Cette distribution (p_π, θ_π) permet de valider le Monte-Carlo du faisceau utilisé pour prédire les flux à Super-Kamiokande et en position proche, ce qui est extrêmement utile pour K2K. Le PIMON n'est efficace qu'à partir de 2 GeV/c pour les pions ; pour des impulsions plus basses on extrapole à l'aide du Monte-Carlo ajusté.

2.6 Résultats de K2K

Les détails de l'analyse sont disponibles dans [1, 42]. On utilise à la fois la déformation du spectre et le nombre d'événements observés.

En l'absence d'oscillation le nombre d'événements observés à Super-Kamiokande serait 151_{-11}^{+12} (*syst*), et on a observé 107 événements dans le volume fiduciel de 22,5 kton à Super-Kamiokande. La contribution principale à l'erreur systématique provient :

- du rapport F/N et de l'extrapolation (5,1%)
- de la normalisation (5,1%), la principale raison étant l'erreur sur le volume fiduciel dans 1KT et Super-Kamiokande.

De plus 57 événements $1R\mu$ à Super-Kamiokande sont sélectionnés pour l'analyse spectrale. La principale erreur systématique sur l'analyse du spectre est due à l'échelle d'énergie de Super-Kamiokande (2,0%). Une analyse par maximum de vraisemblance incluant normalisation, forme du spectre et systématiques donne pour meilleur fit dans la région physique : $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = (1,0; 2,8 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$. La figure 2.5 résume les résultats de K2K.

L'expérience K2K a donc confirmé de manière indépendante la disparition de ν_μ observée à Super-Kamiokande, et a mesuré des valeurs similaires de Δm_{23}^2 et θ_{23} .

On voit apparaître des difficultés qui doivent être surmontées à T2K :

- Difficulté de l'extrapolation F/N
- Difficultés liées à l'utilisation d'un détecteur Cherenkov à eau plus petit qui ne se comporte pas exactement comme Super-Kamiokande (nécessité d'adapter certains algorithmes de fit, difficulté pour calibrer le volume fiduciel).

Dans le cadre de cette thèse les données 1KT de cette expérience ont servi à ajuster une simulation de Monte-Carlo (cf. chap. 4).

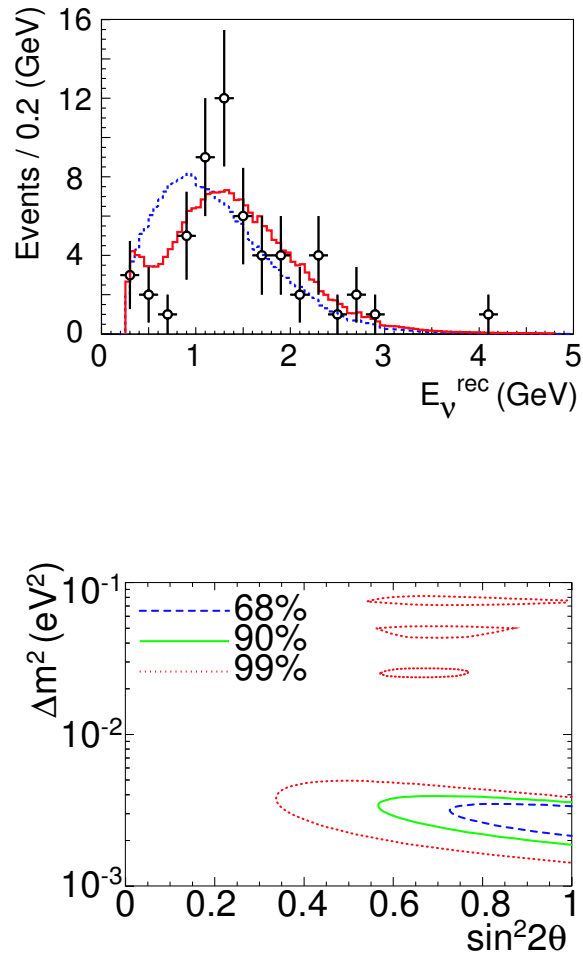


FIG. 2.5 – **en haut** : énergie reconstruite pour les événements 1R μ à Super-Kamiokande, avec spectre attendu en l'absence d'oscillation (en pointillés) et au meilleur ajustement avec oscillation (en rouge). **en bas** : régions acceptées des paramètres $(\Delta m_{23}^2, \theta_{23})$ à 68,4%, 90% et 99% C.L. Extrait de [1].

Chapitre 3

L'expérience T2K

Le projet T2K présente de fortes ressemblances avec K2K : les deux expériences utilisent un faisceau de ν_μ , et ces deux faisceaux sont mesurés à Super-Kamiokande. Une grande partie des membres de K2K sont membres de T2K. Cependant l'expérience T2K présente des différences notables avec l'expérience précédente. Le faisceau de ν_μ de T2K est environ 50 fois plus intense ; il est produit à J-PARC situé à Tokai à environ 80 km au nord de KEK. La carte suivante 3.1 montre la position de la source et de Super-Kamiokande.



FIG. 3.1 – Carte du Japon. KEK, J-PARC (Tokai), et Super-Kamiokande y sont indiquées.

L'expérience T2K a trois buts principaux :

- Mesure de θ_{13} (ou amélioration de la limite actuelle d'un facteur ~ 5), par observation de l'apparition de ν_e .
- Mesure précise de Δm_{23}^2 et θ_{23} par observation de la disparition de ν_μ . Le principe est similaire à la mesure de K2K, mais l'expérience T2K sera à haute statistique.
- Confirmation de la nature $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (et non $\nu_\mu \rightarrow \nu_{\text{sterile}}$) par mesure des interactions à courants neutres (production de π^0).

Les deux derniers points sont des améliorations des mesures existantes (K2K, MINOS, CNGS). Ce travail de thèse est centré sur l'apparition de ν_e .

3.1 Le faisceau de neutrinos de l'expérience T2K

3.1.1 Remarques générales

Les faisceaux de neutrinos de K2K et T2K, ainsi que ceux de diverses autres expériences en cours (MINOS, MiniBooNE, CNGS,...) ou en projet (NO ν A, CERN-SPL,...) sont des faisceaux de ν_μ , produits par la désintégration à deux corps de π^+ . Cependant dans toutes les expériences d'oscillations il importe de connaître précisément la contamination du faisceau par les autres espèces de neutrinos, et en particulier de ν_e , car cette contamination est un bruit de fond irréductible pour observer l'apparition de ν_e par oscillation des ν_μ .

Les π^+ sont produits par collision de protons sur une cible et sont focalisés par un champ magnétique toroïdal créé par un système de cornes magnétiques ; ils se propagent ensuite dans un volume sous faible pression d'hélium et de 130 m de long à T2K leur permettant de se désintégrer en ν_μ .

Dans les collisions des protons sur la cible, d'autres hadrons, en particulier des K, sont également produits ; et sont ensuite focalisés (moins efficacement) vers le tunnel.

Les K^+ produisent des ν_μ par désintégration à 2 corps ($BR = 63,4\%$) (et les K^- des $\bar{\nu}_\mu$ par le processus conjugué sous C), ainsi que des ν_e (resp. $\bar{\nu}_e$) par désintégration à 3 corps ($BR = 4,9\%$, cf [19]). Notons que les désintégrations de K et de π produisent des μ qui se désintègrent eux-mêmes en $e\nu_\mu\bar{\nu}_e$. Ces modes de désintégrations sont les principales sources de ν_e , $\bar{\nu}_\mu$ et $\bar{\nu}_e$ dans ce type de faisceau.

La forme des cornes, les dimensions du tunnel de désintégration, et bien sûr le matériau et la forme de la cible ainsi que l'énergie des protons sont des paramètres extrêmement importants pour la production de ces faisceaux. Le choix de ces divers paramètres fait l'objet de multiples études et n'est pas seulement gouverné par la physique des particules (il faut tenir compte des contraintes thermiques que subit la cible par exemple). Ce genre d'étude sort du cadre de cette thèse.

Dans la suite nous allons détailler les principes des faisceaux dits **hors-axe** dont T2K est la première réalisation expérimentale. Ensuite la ligne de faisceau de T2K sera décrite en détail.

3.1.2 Technique du faisceau hors-axe

Le terme *faisceau hors-axe* désigne un faisceau de neutrinos produits par des désintégrations à deux corps (de pions chargés), ne visant pas directement le(s) détecteur(s) mais une direction légèrement décalée (de quelques degrés)*. Cette technique a été imaginée pour la première fois dans [56]. Il s'agit d'utiliser les propriétés cinématiques des désintégrations à deux corps, en l'occurrence $\pi^{+/-} \rightarrow \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + \mu^{+/-}$.

Le pion étant de spin nul, la désintégration est isotrope dans le centre de masse, l'énergie du neutrino dans ce référentiel vaut $E_\nu^* = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi} \approx 30$ MeV. Pour simplifier considérons un faisceau de pions «parfaits» c'est-à-dire tous parallèles à l'axe du faisceau ; prenons aussi $\beta = 1$ (ie $\gamma > \sim 5$) pour simplifier les formules. Les neutrinos sont émis avec l'angle θ dans le laboratoire, avec $a = \tan \theta \sim \theta$ (a faible). On note avec une étoile les quantités calculées dans le centre de masse. On constate que

$$\cos \theta^* = \frac{1 - a^2 \gamma^2}{1 + a^2 \gamma^2}.$$

*On devrait plutôt parler de «détecteurs hors-axe»

Un calcul simple montre que le flux hors-axe est alors réduit d'un facteur $R(a) = \frac{1}{(1+a^2\gamma^2)^2}$. Placer un détecteur hors-axe implique une réduction du flux ce qui était prévisible.

L'intérêt de la méthode devient apparent lorsqu'on étudie le spectre des neutrinos. On a $E_\nu = \gamma(1 + \cos\theta^*)E_\nu^*$, d'où : $E_\nu(a) = E_\nu(0)f(\gamma)$ avec $f(\gamma) = \frac{\gamma}{1+a^2\gamma^2}$.

Or f a un maximum pour $\gamma = 1/a$, ce qui implique une limite supérieure cinématique sur l'énergie du neutrino égale à E_ν^*/a , alors que l'énergie du faisceau *sur-axe* est seulement limitée par l'énergie des pions parents. On obtient donc un spectre plus étroit que le spectre sur axe. Il s'agit simplement d'une conséquence de la transformation de Lorentz entre les deux référentiels utilisés. Cet effet est dû au jacobien de la transformation, et n'affecte que les réactions à deux corps. Dans le modèle simplifié utilisé ici, l'énergie des neutrinos produits *sur-axe* est proportionnelle à γ . On pose donc $e_a = E(a)/(2E_\nu^*)$. À e_a donné, il y a deux valeurs possibles pour e_0 :

$$e_0^\pm = \frac{1}{2a^2e} (1 \pm \sqrt{1 - 4a^2e^2}).$$

Le spectre à angle $F_a(e)$ est donc : $F_a(e) = F_0(e_0^+)R(a, e_0^+)\left|\frac{de_0^+}{de}\right| + F_0(e_0^-)R(a, e_0^-)\left|\frac{de_0^-}{de}\right|$, c'est-à-dire :

$$F_a(e) = \frac{2e^2a^2}{(1+\Delta)\Delta}F_0\left(\frac{1+\Delta}{2a^2e}\right) + \frac{2e^2a^2}{(1-\Delta)\Delta}F_0\left(\frac{1-\Delta}{2a^2e}\right)$$

où l'on a noté $\Delta = \sqrt{1 - 4a^2e^2}$.

Les termes du jacobien comportent donc un pôle à $e_{max} = 1/2a$.

On en déduit les caractéristiques principales d'un faisceau hors-axe :

- Une énergie maximale, qui ne dépend que de l'angle a où l'on place le détecteur.
- Un spectre avec un pôle à l'énergie maximale, ce qui réduit considérablement la largeur du spectre.

Lorsque l'on prend en compte la divergence angulaire du faisceau de pions parents, le pôle disparaît et devient un pic.

Imaginons par exemple un spectre *sur-axe* gaussien de moyenne 2 GeV et d'écart-type 0,8 GeV, ce qui est assez proche de ce que l'a à T2K. On obtient alors la figure 3.2 :

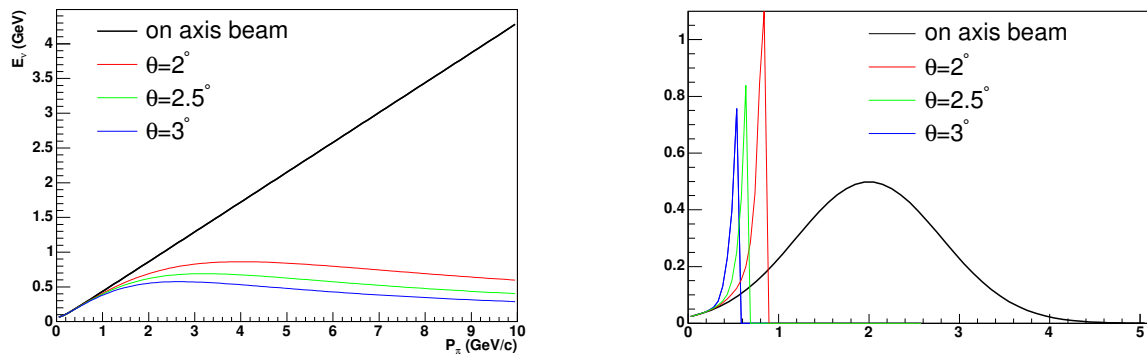


FIG. 3.2 – À Gauche : Énergie des neutrinos en fonction de l'énergie des pions parents, et à droite : spectres hors-axe et sur-axe. L'effet sur la largeur du spectre et la position du pic est évident.

On obtient ainsi un spectre étroit, autour d'une énergie contrôlée. On choisit donc les énergies et l'angle pour que le détecteur lointain soit au premier maximum de l'oscillation

atmosphérique pour maximiser l'effet de l'oscillation. De plus, la queue de haute énergie d'un spectre à plus large bande provoque des interactions non quasi-élastiques qui perturbent la reconstruction dans les détecteurs Cherenkov à eau. Le troisième effet est la réduction de la contamination du faisceau en ν_e . Les ν_e proviennent principalement de désintégrations à 3 corps (μ et $Ke3$) qui ne sont pas affectées par l'effet de jacobien, on peut donc réduire la contamination en sélectionnant les événements du pic. La technique du faisceau hors-axe diminue donc ces deux sources de contamination.

3.1.3 J-PARC et T2K

La description complète du complexe d'accélérateurs de JPARC ainsi que les détails de la ligne de faisceau sont résumés dans [57]; ce qui suit en est fortement inspiré.

J-PARC

Le complexe de J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Center) est actuellement en cours de construction à Tokai au Japon (préfecture d'Ibaraki). C'est un projet mené par JAERI (Japan Atomic Energy Research Institute) et par KEK (High Energy Accelerator Research Organization), qui devrait être achevé en 2007.

Le complexe comprend un LINAC de 400 MeV, suivi d'un *Rapid Cycling Synchrotron* (RCS) de 3 GeV, puis d'un synchrotron à protons de 50 GeV (PS). Diverses expériences (T2K, mais aussi physique nucléaire, biologie, etc.) utiliseront les faisceaux de ce complexe. La figure 3.3 est un plan du site J-PARC, et montre la *ligne de faisceau* de neutrinos servant à extraire les protons du PS et à les acheminer vers la cible.

Pour des raisons budgétaires, certaines restrictions sont appliquées aux accélérateurs, au moins dans un premier temps. Pour atteindre 50 GeV il faut construire un «volant» pour stocker l'énergie électrique, et la construction d'un tel système n'est pas financée à l'heure actuelle; l'énergie du PS est donc limitée à 40 GeV. Ceci réduit évidemment la puissance disponible au niveau de la cible à $\sim 0,60$ MW (c'est-à-dire 0,75 MW pour un PS de 50 GeV). L'énergie du LINAC sera aussi limitée à 200 MeV dans un premier temps, ce qui réduit l'intensité disponible au PS. Diverses options sont en cours d'étude à KEK; une amélioration peut être obtenue en doublant le nombre de *bunches* de protons; on peut également doubler le taux de répétition ce qui double l'intensité du faisceau tout en maintenant constante la quantité instantanée d'énergie déposée au niveau de la cible. Ceci permettrait d'atteindre une puissance de 1,34 MW. La figure 3.4 résume plusieurs de ces options. L'option la plus basse était l'option par défaut, mais la stratégie du KEK depuis l'été 2005 est donnée par la courbe orange sur cette figure, où l'on a doublé le nombre de protons par *bunch*. La variable adéquate pour mesurer la statistique de l'expérience est le nombre de protons envoyés sur la cible (ou *pot*, pour *protons on target*). La valeur nominale était de 10^{21} pot par an, la nouvelle option retenue ferait passer à $\sim 2.10^{21}$ pot vers 2012.

Les performances nominales de l'accélérateur (sans restriction, avant doublement du nombre de protons par bunch) sont les suivantes :

- durée du cycle : 3,5 s
- nombre de protons par *bunch* : $3,3 \times 10^{14}$
- 8 bunches / 4,2 μ s.

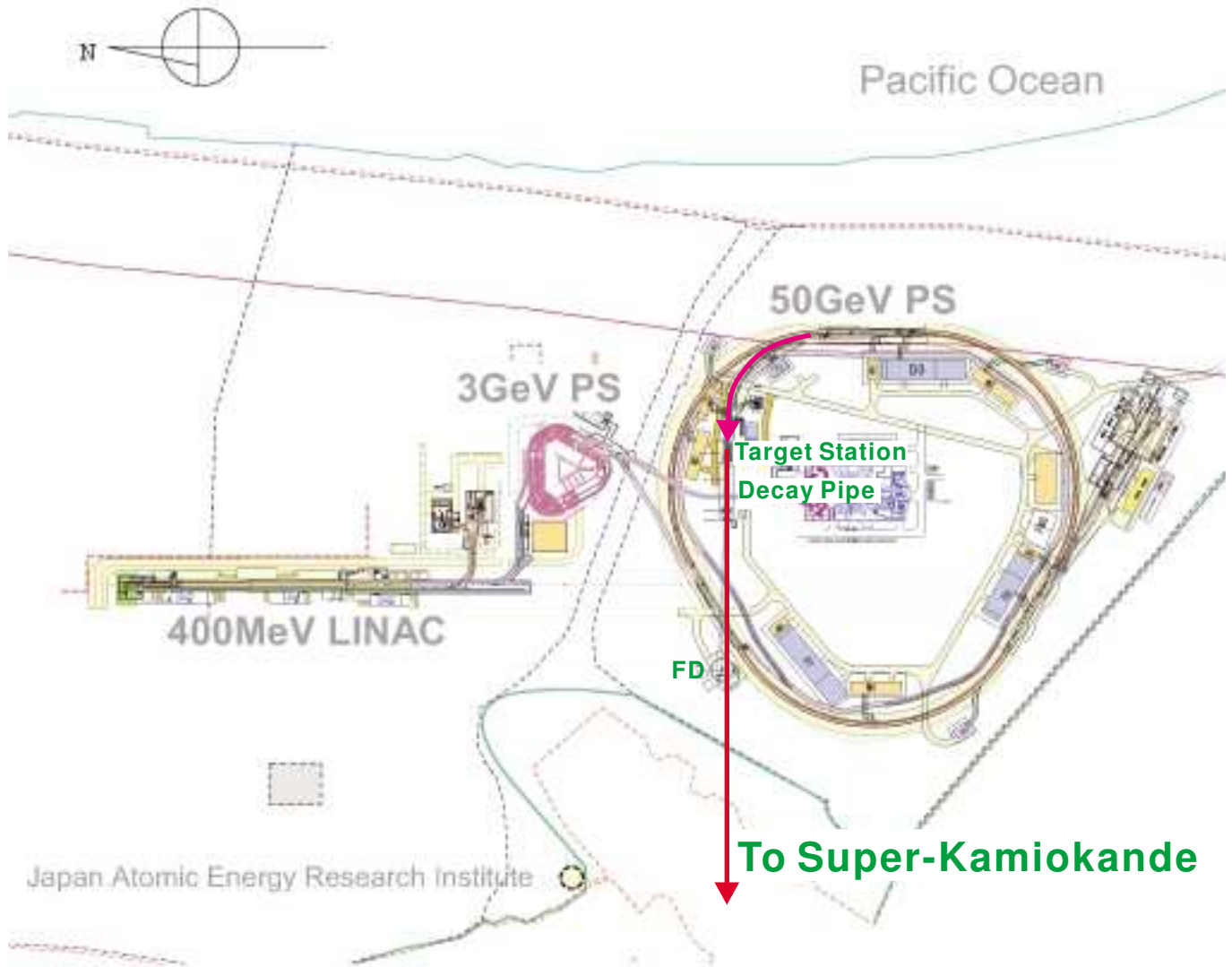


FIG. 3.3 – Disposition du complexe d'accélérateurs J-PARC.

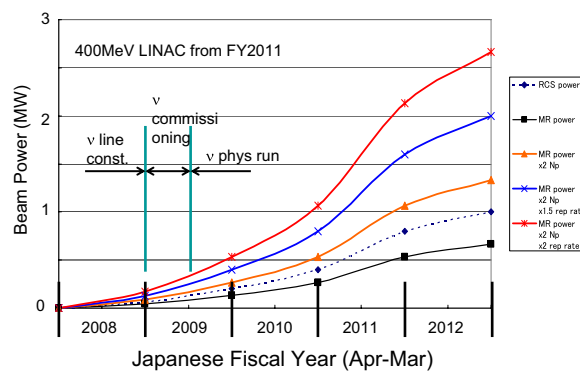


FIG. 3.4 – Profil de montée en puissance de J-PARC pour diverses options de l'accélérateur.

Étapes du programme T2K

L'expérience T2K se sépare en 2 phases : la première phase dure environ 5 ans, et correspond à une accumulation de $5 \cdot 10^{21}$ pot. Au cours de cette phase de l'expérience,

pour θ_{13} à la limite de Chooz, l'erreur statistique dominera les erreurs systématiques pour l'apparition de ν_e (92 événements de signal pour 23,7 événements de bruit de fond, voir chapitre 6). La collaboration s'est fixé comme objectif de rester en dessous de 10% d'erreur systématique totale, l'erreur statistique sur le fond à Super-Kamiokande étant plutôt de l'ordre de 25% (cf chapitre 6). L'objectif de cette thèse est de quantifier précisément la sensibilité à θ_{13} pour la phase I. Pour l'apparition de ν_μ la haute statistique permettra d'avoir une précision de l'ordre de 10^{-4} sur Δm_{23}^2 et de l'ordre de 10^{-2} sur $\sin^2 2\theta_{23}$. La première phase du programme T2K est approuvée et financée.

La seconde phase de T2K est encore plus ambitieuse. Il s'agirait d'augmenter la puissance disponible sur la cible jusqu'à 4 MW, afin d'augmenter encore l'intensité du faisceau. De plus, un détecteur Cherenkov d'environ 500000 tonnes d'eau, dit *Hyper-Kamiokande*, est en cours d'étude. Il serait placé près de Super-Kamiokande, dans un site symétrique par rapport au plan vertical contenant le faisceau afin de se placer au même angle hors-axe que Super-Kamiokande. Cette phase II n'est pas encore approuvée. L'erreur statistique devenant très faible dans cette phase, il faudrait maintenir les erreurs systématiques en dessous de $\sim 2\%$.

Ligne de faisceau de T2K

Cette partie d'accélérateur sert à transporter les protons extraits du PS, et se divise en trois parties :

- la première partie dite *preparation section*, comprenant des aimants normaux et des collimateurs, sert à produire un faisceau «propre» en retirant le halo et en corrigeant la forme des *bunches*.
- La seconde dite *arc section*, qui courbe le faisceau, et comprend des aimants combinés avec un champ à composante dipolaire (2,6T) et quadropolaire (18,6 T/m), ce qui est une première. Le faisceau est dévié d'environ 80° pour le faire pointer à quelques degrés de Super-Kamiokande.
- La dernière sert à focaliser le faisceau et à lui donner une forme adaptée avant la collision avec la cible.

La conception de cette portion de l'accélérateur est décrite en détail dans [57] et dans les références qui s'y trouvent.

Hall cible

Ce hall (*target station*) accueille la cible et les cornes. La cible sera placée 12 m sous terre. Ce hall est conçu pour contenir les radiations et assurer le refroidissement à l'eau de la cible et des cornes. Des opérations de maintenance doivent également être possibles dans des délais suffisamment courts. La cible et les cornes sont contenues dans un volume en aluminium rempli d'hélium pour éviter l'activation de l'air. Tout autour de ce volume sont disposés des blocs de fer assurant le blindage. Le volume en aluminium est refroidi par eau à sa surface. Notons que toute la zone est entourée de blindage en fer, d'une masse totale d'environ 3400t. L'extérieur des blocs devra être refroidi par circulation d'air pour évacuer les 40 kW de chaleur dus au faisceau. L'épaisseur du blindage a été étudiée pour limiter les radiations à l'extérieur. À la surface du puits un blindage en béton de 4,5 m d'épaisseur permet de travailler à la surface. La dose estimée par simulation (MARS [58]) au voisinage de la cible une semaine après la fin d'une période de fonctionnement est de l'ordre de 0,5 – 1,0 Sv/heure [57]. De l'autre côté du blindage il est de l'ordre de 10^{-2} Sv/heure ce qui rend possible les opérations de maintenance. Des systèmes de

commandes à distance sont donc en cours de développement en prévision des opérations de maintenance.

La cible La cible est un barreau de graphite de 90 cm de long (deux longueurs d'interaction pour $\rho = 1,8 \text{ g/cm}^3$) et de 3 cm de diamètre. Le graphite a été choisi car un matériau de Z plus élevé ne supporterait pas la quantité de chaleur reçue. L'élévation de température atteindra $\sim 200 \text{ }^\circ\text{C}$ au cœur de la cible et $40 \text{ }^\circ\text{C}$ à la surface. Elle est donc refroidie par un flux d'hélium (pour évacuer $640 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$).

Les cornes La forme et le type des cornes utilisées pour une telle expérience est déterminante pour le faisceau. À K2K, deux cornes étaient utilisées, fonctionnant sous 250 kA. La cible en Al était placée dans la première corne, et servait aussi de conducteur interne. Ceci permettait d'augmenter l'efficacité de la focalisation [57].

À T2K, il a été décidé d'utiliser 3 cornes fonctionnant sous $300 \sim 320 \text{ kA}$. La première est courte (140 cm de long, 36 cm de diamètre extérieur) ce qui rend plus facile le refroidissement. La deuxième corne fait 80 cm de diamètre extérieur pour 200 cm de long, et la troisième 140 cm de diamètre extérieur pour 250 cm de long. La forme des conducteurs internes des deuxième et troisième cornes est parabolique. L'optimisation de ce système est décrite dans [57]. Ces trois aimants sont suspendus depuis le plafond du puits. Le refroidissement du conducteur interne est assuré par des jets d'eau depuis l'intérieur de la corne.

Le baffle Juste avant la première corne est suspendu un collimateur dit *baffle* : il s'agit d'un cylindre de graphite percé d'un trou, par lequel le faisceau passe. Ce collimateur permet de retirer le halo résiduel du faisceau, et permet surtout d'éviter que le faisceau ne frappe directement la première corne en cas d'erreur d'alignement. L'élévation de température de la première corne dans ce cas serait seulement d'environ $\sim 35 \text{ K}$ grâce au collimateur.

Tunnel de désintégration

La longueur du tunnel lui-même est de 110m (+20m de vol depuis la cible). Il s'agit d'un volume rempli d'hélium gazeux dans lequel les hadrons secondaires peuvent se désintégrer. Ce volume est positionné pour que le centre du faisceau appartienne à la médiatrice du segment Super-Kamiokande-Hyper-Kamiokande (cf. fig. 3.5).

De plus ses dimensions verticales sont telles que l'angle hors-axe peut varier de 2° à 3° , pour pouvoir remettre ce choix au moment du démarrage de T2K et attendre les résultats d'autres expériences (MINOS). Ce choix dépend de la valeur de Δm_{23}^2 puisque l'on veut placer le pic du spectre au niveau du premier maximum de l'oscillation atmosphérique. Un angle de 2° correspond à $\Delta m_{23}^2 \sim 3,28 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$; 3° correspondent à $\Delta m_{23}^2 \sim 2,18 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$. Pour changer l'angle hors-axe, on change l'angle que fait la ligne de faisceau avec l'horizontale. Cet angle est noté γ dans la suite. Cet alignement sera fixé une fois pour toutes au début de l'expérience.

Ce volume est entouré de blindage en béton d'environ 6 m d'épaisseur pour maintenir la contamination radioactive des eaux dans les limites légales. La figure 3.5 montre la position du faisceau de Super-Kamiokande et du projet Hyper-Kamiokande.

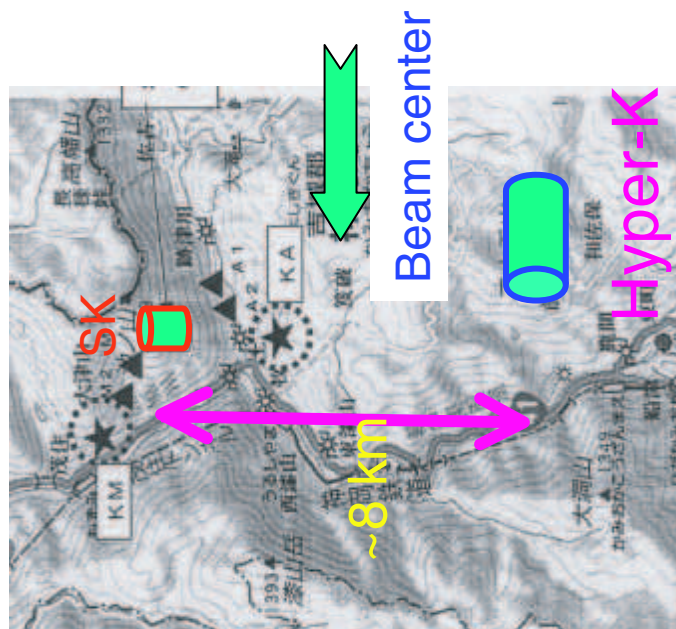
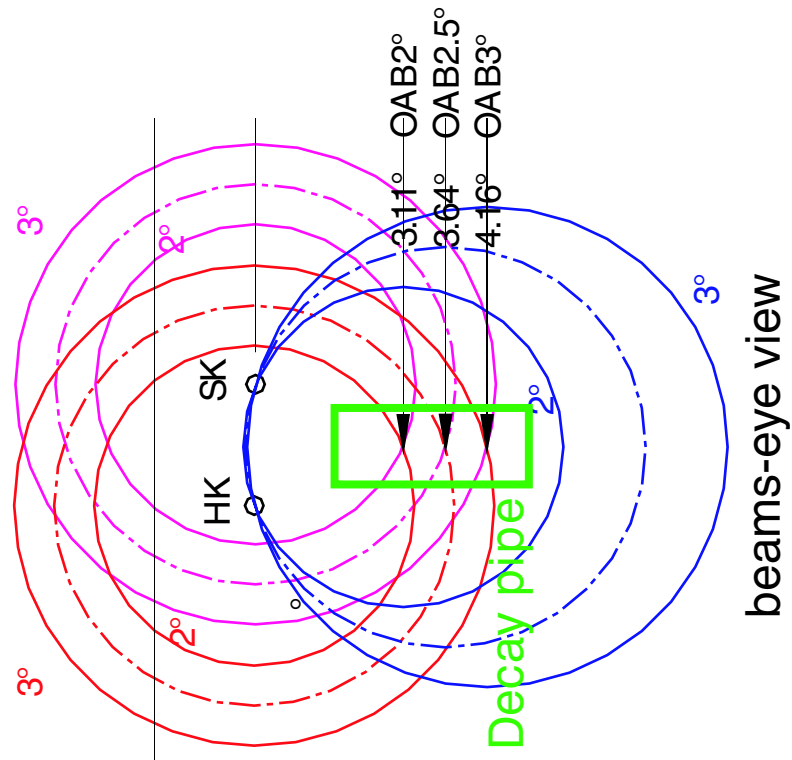


FIG. 3.5 – À gauche : carte de la région de Mozumi avec direction du faisceau de T2K et positions de Super-Kamiokande et de l'hypothétique Hyper-Kamiokande. À droite : Vue en projection des détecteurs et courbes *iso-angle*, avec choix autorisé par le tunnel.

Beam Dump

A l'extrémité du volume de désintégration se trouve un *beam dump* pour arrêter les hadrons restant à ce niveau. Son épaisseur est de 230 cm de graphite et 135 cm de cuivre

(avec en plus un blindage en fer). Le graphite et le cuivre doivent être refroidis. Pour T2K phase-II (4 MW) l'élévation de température est estimée à ~ 530 C° pour la portion en graphite.

Détecteurs de muons (MUMON)

Juste après le *beam dump* on trouve un système de détecteurs de muons car ceux-ci ne sont pas arrêtés (MUMON). Ils servent à monitorer en continu la position du faisceau de protons et l'efficacité de la focalisation par les cornes. En effet ces muons sont produits par les mêmes hadrons parents que les neutrinos, leurs propriétés sont donc fortement corrélées. La position du faisceau de protons doit être contrôlée avec une précision de 1 mm pour garantir la mesure à Super-Kamiokande. Ces MUMON sont essentiels pour le contrôle du faisceau spill par spill. Il s'agira de chambres à ionisation et de détecteurs au diamant/silicium. Le seuil des MUMON a été fixé à 5 GeV/c, le bruit augmentant fortement lorsque l'on baisse le seuil en-deçà de cette valeur. On attend 10^8 muons/cm²/spill au centre.

3.2 Détecteurs proches à 280 mètres de la source

Un hall est en cours de construction sur le site de J-PARC, situé à 280 m de la position prévue de la cible. Il comprend deux ensembles de détecteurs, l'un sur-axe, l'autre hors-axe. Le détecteur hors-axe, parfois appelé ND280, est l'une des pièces maîtresses de l'expérience. Les dernières phases du design sont en cours. Un Conceptual Design Report [2] est en cours de rédaction, ce qui suit s'en inspire fortement. Un Monte-Carlo complet est en cours de développement. Certaines des affirmations ne sont donc pas complètement validées par Monte-Carlo, et il n'est pas encore possible d'effectuer une analyse complète comprenant simulation et reconstruction d'événements à 280 m, ce qui est en revanche possible à Super-Kamiokande et à 2 km. On peut cependant faire la liste suivante :

- Il est nécessaire de contrôler la direction du faisceau à 1 mrad près (au moins). Une erreur de 1 mrad correspond à un décalage de ~ 25 MeV sur l'énergie du pic, et donc à une erreur systématique sur Δm_{23}^2 (que l'on veut maintenir en dessous de 10^{-4} eV² pour profiter pleinement de la haute statistique).
- Étant donné l'état actuel de la simulation il est difficile de donner une estimation fiable du niveau d'erreur systématique nécessaire pour effectuer une mesure correcte de θ_{13} à T2K avec un détecteur à 280 m seul.
- Comme expliqué au chapitre précédent l'étude des modes CC- 1π , NC- 1π et NC-multi- π , ainsi que la compréhension de l'absorption des pions par ré-interactions nucléaires est fondamentale pour la prédiction du fond d'événements nQE à Super-Kamiokande, d'où la nécessité de mesurer ces modes et de bien identifier les pions chargés.
- On veut également détecter un échantillon d'événements CCQE à haute pureté. Pour ce faire on utilise la même technique qu'à K2K [59, 60]. On sélectionne les événements à deux traces comprenant un muon. En utilisant la trace du muon, en supposant l'événement CCQE et en négligeant tout effet nucléaire, on peut par conservation de l'impulsion prédire la direction du proton, que l'on compare ensuite avec la direction effectivement mesurée. On utilise l'angle entre ces deux traces pour sélectionner l'échantillon CCQE. On veut atteindre une erreur systématique inférieure à 10% sur le rapport nQE/CCQE.

- Pour l'apparition de ν_e on estime qu'il faut une séparation e/μ efficace à mieux que 99% pour mesurer correctement la contamination du faisceau.
- Il est de plus nécessaire de contrôler à 2% près les différences d'échelle d'énergie entre détecteur proche et détecteur lointain, sans quoi une distorsion "oscillante" difficile à corriger apparaîtra lors de la comparaison des spectres de ν_μ [2].

3.2.1 N-GRID : détecteur sur-axe

Ce détecteur a pour but de contrôler le faisceau de neutrinos *directement* et non avec les seuls muons (MUMON). On attend 0,3 evts/spill/tonne autour du centre du faisceau. Pour monitorer le taux d'événements à 1% près chaque jour, ce qui correspond à une précision de 1 mrad sur la direction du neutrino d'après les simulations, une masse de l'ordre de quelques tonnes est nécessaire.

Ce détecteur sera composé de 5+5 (ou 7+7) modules identiques, disposés en croix (voir figure 3.6), permettant d'échantillonner le faisceau sur une surface de $8 \times 8 \text{ m}^2$. Ce détecteur est appelé N-GRID. On utilise du fer comme matériau cible, et des plans de scintillateurs pour détecter les muons produits par les interactions de ν . La masse sera de $\sim 10 \text{ t}$, enregistrant environ 10000 événements par jour. On estime à quelques pourcents la contamination due à des événements ayant eu lieu à l'extérieur du N-GRID. Les résultats préliminaires de la simulation montrent que la précision sur le centre du faisceau est de 5 cm. En définissant la direction du faisceau comme le vecteur reliant le centre du faisceau de protons au niveau de la cible et le centre du profil de neutrinos mesurés au N-GRID, la précision sur la direction du faisceau est estimée à 0,18 mrad[2], ce qui satisfait à l'exigence expérimentale de 1 mrad.

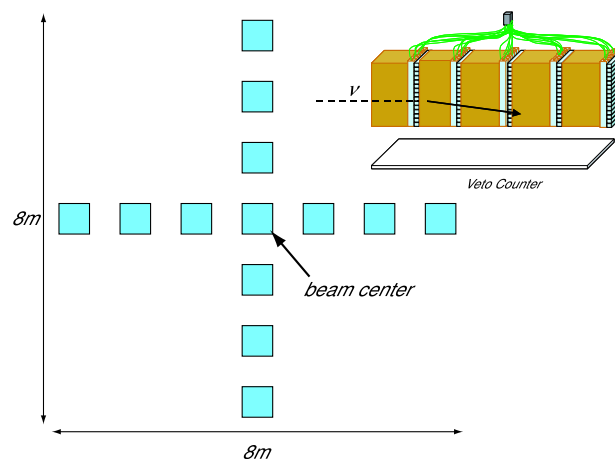


FIG. 3.6 – Schéma du détecteur N-GRID. Extrait de [2].

3.2.2 Le détecteur hors-axe à 280 m : ND280

Le centre de ce détecteur sera placé $\sim 2^\circ$ hors-axe (cf paragraphe 3.4.9 pour plus de précisions). La figure 3.7 résume les principales caractéristiques de ce détecteur. L'aimant de l'expérience bien connue UA1, déjà réutilisé à NOMAD, sera à nouveau employé pour magnétiser le ND280, avec un champ de 0,2 T. Ses dimensions sont $3,5 \text{ m} \times 3,6 \text{ m} \times 7,0 \text{ m}$. Les interstices de l'aimant sont instrumentés par des plans de scintillateur plastique servant à mesurer le parcours des muons quittant le détecteur sur le côté.

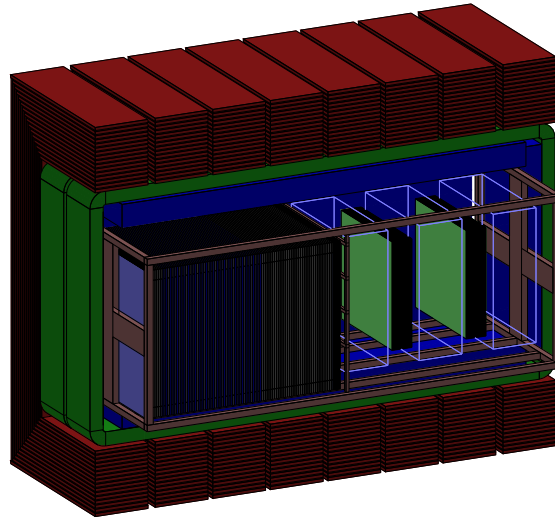


FIG. 3.7 – Vue en coupe du détecteur 280 m tel qu’il est décrit dans la simulation de Monte-Carlo (fin 2005). La partie gauche du détecteur est le POD (détecteur de π^0), la partie droite alterne TPC (volumes transparents) et détecteurs à grain fin. On peut voir la moitié de l’aimant d’UA1 entourant le détecteur.

Le Détecteur de Pi-Zero : POD La première partie du détecteur traversée par le faisceau est le *Pizero Detector* dit *POD*. Son but est de mesurer la production de π^0 par courant neutre, qui représente le bruit de fond le plus sérieux pour l’apparition de ν_e . Le POD sera composé de barres de scintillateur alternées avec de fines plaques de plomb (0,06 cm). On pense utiliser des barres triangulaires, munies d’une fibre à décalage de longueur d’onde, lues à une extrémité par des PMT multi-anodes. Ce type de conception est assez proche du Scibar (K2K) et de MINER ν A [61]. Des couches d’eau de ~ 3 cm (cible passive) permettront de mesurer les interactions sur des noyaux d’Oxygène comme à Super-Kamiokande. Ce détecteur est cubique, et complètement entouré par un calorimètre électromagnétique. Le POD aurait donc une masse de ~ 12 tonnes, avec une masse fiducielle de 1,7 t d’eau, 3,6 t de scintillateur plastique et 0,8 t de plomb. Le dessin est encore en cours d’optimisation. L’efficacité estimée dans l’état actuel de la simulation est supérieure à 85% pour des photons d’énergie supérieure à 100 MeV. Les photons quittant le POD sont détectés par le calorimètre électromagnétique qui l’entoure (ECAL).

Le calorimètre électromagnétique : ECAL Ce calorimètre doit prendre en compte le fait qu’aux énergies assez basses (de l’ordre ~ 100 MeV) qui nous intéressent la section efficace Compton est relativement élevée; ce qui signifie que les photons ne créent pas de gerbes mais provoquent de la diffusion multiple d’électrons, ce qui peut fortement perturber la reconstruction des traces [2], puisque l’on ne peut plus associer deux traces pointant vers un même vertex. C’est la raison pour laquelle du plomb a été ajouté au POD, et au calorimètre. L’ECAL sera formé de 15 couches, comprenant une feuille de 3 mm de plomb et des barres de scintillateur plastique de $1 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$. Entre le POD et l’ECAL sont ajoutées trois couches internes supplémentaires comprenant une feuille de plomb et 3 épaisseurs de scintillateur plastique pour pallier ces problèmes. La conception de ce calorimètre est encore en cours d’optimisation.

Le Tracker Ce détecteur situé en aval du POD a été optimisé pour mesurer l'impulsion des particules chargées, en particulier les muons et les pions des interactions CC, et les électrons permettant d'identifier les ν_e du faisceau.

Deux types de détecteurs différents ont donc été choisis pour remplir ces objectifs. Trois TPC serviront à mesurer les 3-impulsions des particules chargées et fourniront la mesure la plus précise du spectre des ν . L'identification de particules se fera par dE/dx .

Deux FGD (Fine Grained Detectors) seront placés après les première et seconde TPC. Il s'agit de couches finement segmentées de barres de scintillateur plastique. L'un des modules contiendra des couches d'eau ce qui permettra de séparer statistiquement les interactions sur carbone et oxygène.

3.3 Détecteurs intermédiaires à 2km de la source

Le projet de détecteurs à 2 km fait l'objet du chapitre 4. L'abréviation 2KM désigne le complexe de détecteurs intermédiaires dans son ensemble.

3.4 Faisceau de neutrinos de T2K : étude des spectres et de la simulation

Un groupe mené entre autres par A. K. Ichikawa (KEK-IPNS) a développé une simulation de Monte-Carlo de la ligne de faisceau de T2K. Cette simulation appelée JNUBEAM repose sur la bibliothèque GEANT3 du CERN. Le programme commence par la collision de protons du PS sur la cible, décrit la production de hadrons secondaires (le modèle par défaut est GCALOR/GEANT-FLUKA mais MARS [58] a aussi été étudié) ; puis les hadrons secondaires sont propagés dans le champ des cornes magnétiques et ensuite dans le tunnel de désintégration. S'il s'avère que la particule (pion, kaon ou muon) se désintègre avant de rencontrer la paroi du tunnel, le programme effectue les opérations suivantes :

- Super-Kamiokande est suffisamment loin pour être considéré comme ponctuel. Dans le cas d'une désintégration à deux corps, l'énergie est complètement déterminée ($\pi \rightarrow \mu\nu$ et $K \rightarrow \mu\nu$). Dans le cas d'une désintégration à trois corps (kaon, muon), on effectue d'abord un tirage aléatoire de l'énergie du neutrino selon la distribution de probabilité appropriée. Pour les muons la distribution est connue analytiquement. Pour les kaons le programme prépare les diagrammes de Dalitz nécessaires et détermine l'énergie du neutrino par tirage aléatoire selon ces histogrammes. On calcule ensuite la probabilité que la particule parente ait produit un neutrino de cette énergie dans la direction de Super-Kamiokande. Pour des désintégrations isotropes, cette probabilité est simplement : $\frac{dp}{d\Omega} = \frac{dp}{d\Omega^*} \times \mathcal{J} = \frac{1}{4\pi} \mathcal{J}$ où $\mathcal{J} = \left| \frac{d\Omega^*}{d\Omega} \right|$ est le jacobien de la transformation de Lorentz entre le référentiel du centre de masse (quantités étoilées) du parent et le référentiel du laboratoire. Le programme renvoie les 4-vecteurs **pondérés par cette probabilité**. Dans le cas des muons (spin 1/2), le poids fait intervenir la polarisation du muon car la désintégration n'est plus isotrope dans le centre de masse (cf plus bas). Dans le cas des désintégrations à deux corps de kaons il faut en plus pondérer par le rapport d'embranchement.
- Dans le cas d'un détecteur proche, notamment un détecteur à 2 km, on doit tenir compte de la taille finie du détecteur : la proximité du tunnel rend la source de neu-

trinos non ponctuelle. De plus la taille finie du détecteur doit être prise en compte. On utilise alors une méthode de *hit-and-miss* : on tire 1000 désintégrations aléatoires de la particule parente (avec les mêmes méthodes que pour Super-Kamiokande), et on sauvegarde le 4-vecteur si celui touche le détecteur i.e. passe par une fenêtre rectangulaire de dimensions et position prédéfinies (il n'y a pas de sections efficaces à ce stade de la simulation). Chaque parent peut donc produire jusqu'à 1000 4-vecteurs. Notons que ces 4-vecteurs sont également pondérés (par les rapports d'embranchements). En effet pour des raisons d'optimisation dans le cas des kaons on ne laisse pas GEANT3 décider du type de désintégration (2 corps ou 3 corps); on simule les deux types 1000 fois, on introduit donc un poids qui tient seulement compte des rapports d'embranchements, tous les autres effets étant pris en compte par la répétition des désintégrations aléatoires.

Ces techniques de pondération utilisées permettent d'optimiser le temps de calcul : chaque hadron parent simulé avec une désintégration dans le tunnel produit nécessairement un neutrino à Super-Kamiokande. Cependant pour le détecteur à 2 km la méthode de *hit-and-miss* se révèle assez inefficace car l'angle solide sous-tendu par le détecteur est assez faible.

Remarque : le mode $K_{\mu 3}$ est absent de la simulation, ce qui sous-estime très légèrement le flux de ν_{μ} (et de μ), mais c'est une contribution que l'on peut - au moins dans un premier temps - considérer comme négligeable. Le mode $K_{e 3}$ est évidemment présent car c'est une composante essentielle du flux de ν_e .

JNUBEAM produit deux ntuples au format bien connu HBOOK, l'un contenant les 4-vecteurs à SK et l'autre ceux aux détecteurs proches. Dans les paragraphes qui suivent les calculs nécessaires pour obtenir les poids seront détaillés.

3.4.1 Calcul du Jacobien de la transformation de Lorentz

La probabilité d'atteindre Super-Kamiokande depuis le point de désintégration est

$$W = \frac{1}{4\pi L_{SK}^2} \mathcal{J} p \quad (3.1)$$

où p est une probabilité «supplémentaire» dépendant du mode de production (rapport d'embranchement ou correction due à la non-isotropie des désintégrations de muons); \mathcal{J} est le jacobien de la transformation de Lorentz entre le référentiel du centre de masse du hadron parent et le référentiel du laboratoire.

La transformation de Lorentz implique les relations utiles suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{\nu} \sin \theta = E_{\nu}^* \sin \theta^* \\ E_{\nu} \cos \theta = \gamma E_{\nu}^* (\beta + \cos \theta^*) \\ E_{\nu} = \gamma E_{\nu}^* (1 + \beta \cos \theta^*) \\ \tan \theta^* = \frac{\sin \theta}{\gamma(-\beta + \cos \theta)} \end{array} \right.$$

Le jacobien s'écrit donc :

$$\begin{aligned}
\mathcal{J} &= \left| \frac{\partial(\cos \theta^*, \phi^*)}{\partial(\cos \theta, \phi)} \right| \\
&= \left| \frac{\partial(\cos \theta^*)}{\partial(\cos \theta)} \right| \\
&= \left| \frac{\partial(\cos \theta^*)}{\partial(\tan \theta^*)} \times \frac{\partial(\tan \theta^*)}{\partial(\cos \theta)} \right| \\
&= -\sin \theta^* \cos^2 \theta^* \times \frac{-(-\beta \cos \theta + 1)}{\gamma \sin \theta (-\beta + \cos \theta)^2} \\
&= \left(\frac{E_\nu}{E_\nu^*} \right)^2 \\
&= \frac{1}{\gamma^2 (1 - \beta \cos \theta)^2} \tag{3.2}
\end{aligned}$$

3.4.2 Désintégration à 3 corps des Kaons :

Pour les modes $K_{e3}^{+/-}$ et K_{e3}^0 deux diagrammes de Dalitz sont créés lors de l'initialisation du programme, selon les densités données dans [19]. L'impulsion du ν dans le centre de masse est obtenue par tirage aléatoire selon cette densité. Pour Super-Kamiokande c'est la seule information nécessaire. Pour les détecteurs proches le K étant de spin nul les 1000 essais de désintégration sont isotropes dans le centre de masse. Le poids contient comme facteur supplémentaire le rapport d'embranchement $p = 0,0482/0,7151$ pour les K chargés et $p = 0,1939/(0,2717 + 0,3878)$ pour les K neutres (on renormalise le rapport d'embranchement au total des rapports d'embranchement semi-leptoniques car les autres modes ne sont pas simulés).

3.4.3 Désintégration à 3 corps des muons :

Il s'agit du cas le plus complexe. Le muon est de spin 1/2. En l'absence de polarisation du muon la distribution angulaire du ν_e est isotrope, mais lorsque le muon est polarisé cette dernière devient anisotrope. Le pion (ou le kaon) étant de spin nul, et le ν_μ émis avec le muon étant d'hélicité gauche, le μ^+ est d'hélicité droite, son spin est orienté le long de son impulsion. La direction du spin du mu est selon l'impulsion du parent.

- Pour les détecteurs proches, on simule 1000 désintégrations non-isotropes de muons (en tenant compte de la polarisation des muons), en tirant aléatoirement les angles et l'énergie selon les densités appropriées. Tous les effets de la non isotropie sont donc intégralement pris en compte. Le poids de ces 4-vecteurs est 1.
- Pour Super-Kamiokande, les angles étant fixés, il suffit de tirer aléatoirement l'énergie selon la densité appropriée (intégrée sur l'angle solide).

La méthode utilisée pour échantillonner ces densités est celle du *hit-and-miss*.

3.4.4 Considérations géométriques

JNUBEAM utilise un système de coordonnées particulier pour repérer la position des détecteurs.

Le centre de la cible est placé à l'origine, l'axe Y représente la verticale en ce point,

l'axe Z lui est orthogonal. Le faisceau est dans le plan (Y,Z) et fait un angle γ avec l'axe Z (variable TILT). L'axe X est évidemment tel que (X,Y,Z) est orthonormal direct, le faisceau n'a pas de composante selon X.

Les détecteurs proches sont simplement des « fenêtres » rectangulaires dans un plan de $Z=\text{cste}$ (280 m ou 1839 m pour le détecteur 2KM), comme indiqué dans la figure 3.9. La position de leur centre est repérée par les angles α et β (notés « horizontal » et « down »); α est l'angle que fait la projection du vecteur cible-centre \vec{u} sur le plan (X,Z) avec l'axe Z; β est l'angle que fait la projection de \vec{u} sur le plan (Y,Z) avec l'axe Z. Le schéma 3.8 montre les projections dans les plans (X,Z) et (Y,Z) avec les principaux angles. Un

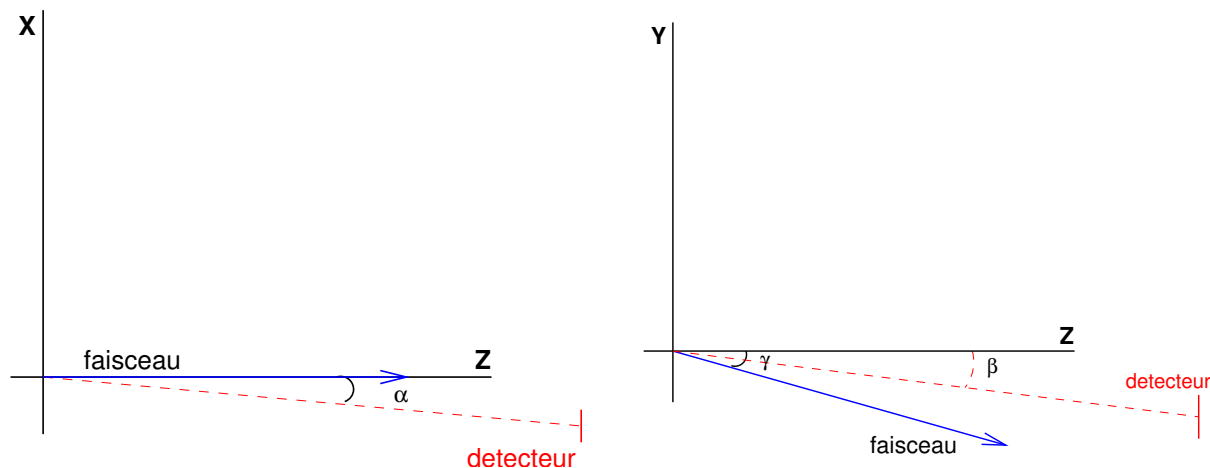


FIG. 3.8 – Système de coordonnées de JNUBEAM avec les principaux angles. À gauche : projection sur le plan (X,Z). À droite : projection sur le plan (Y,Z). Les lignes en pointillés rouges sont des projections sur ces plans car le détecteur est hors axe.

bref calcul de géométrie montre que l'angle de décalage hors-axe[†] du centre du détecteur mesuré depuis la cible vérifie :

$$\cos \theta_{OA} = \frac{\cos(\beta - \gamma) \cos \alpha}{\sqrt{1 - \sin^2 \beta \sin^2 \alpha}}.$$

C'est l'angle entre la direction du faisceau et l'axe cible-centre du détecteur. Pour Super-Kamiokande $\beta = 1,263^\circ$ et $\alpha = 0,783^\circ$. Le centre du tunnel de désintégration correspond à $\gamma = 3,637^\circ$. Le détecteur hors-axe à 280 m est situé à $\beta = 1,733^\circ$ et $\alpha = 0,624^\circ$ d'où un angle hors-axe mesuré depuis la cible au centre de $2,0^\circ$ (mais la taille angulaire de ce détecteur est grande, l'angle hors-axe varie selon le point considéré). Le détecteur hors-axe à 2 km est situé à $\beta = 1,331^\circ$ et $\alpha = 0,760^\circ$ d'où un angle hors-axe depuis la cible de $2,43^\circ$. Les centres ne sont pas placés à $2,5^\circ$ pour réduire le plus possible les différences spectrales. En effet le point moyen de désintégration des neutrinos est situé à environ 50 m en aval de la cible (cette valeur dépend des simulations hadroniques). Il faut repérer l'angle off-axis depuis ce point et non depuis la cible. À 280 m, l'angle repéré à partir de cette position est d'environ $2,47^\circ$ ce qui est proche de $2,5^\circ$ correspondant à Super-Kamiokande. Pour le 2KM l'angle effectif calculé depuis ce point moyen est de $2,50^\circ$

[†]dans la suite on appellera cet angle *off-axis angle* pour simplifier

3.4.5 Remarques finales :

JNUBEAM a été développé pour optimiser la conception des cornes, de la cible et du tunnel de désintégration. Les caractéristiques du faisceau de neutrinos ne dépendent que de la géométrie des cornes et du tunnel et du faisceau de hadrons parents. La partie critique de la simulation est donc la production de ces hadrons parents par interactions des protons dans la cible. Les sections efficaces de productions de hadrons sont assez mal connues. L'erreur est estimée à environ 30 %. Divers logiciels de simulation d'interactions hadroniques sont utilisés pour ce type de simulation. JNUBEAM utilise par défaut GFLUKA/GCALOR (version de FLUKA intégrée à GEANT3 [62]). Des tests ont été effectués avec MARS [58] et FLUKA [63]; on a observé des différences dans les spectres de neutrinos. Selon [57], les différences dans la production des pions sont de 8%. Ces différences sont une source d'erreur systématique très importante pour T2K (comme pour toutes les expériences utilisant des faisceaux de neutrinos).

À K2K, les mesures du PIMON (*pion monitor*) ont réduit cette erreur à 5%. Les récentes mesures de HARP (expérience réalisée au CERN, ayant étudié la production de hadrons avec entre autres la cible de K2K) ont réduit cette erreur de $\sim 4,9\%$ à $\sim 3,1\%$ [64, 65]. À T2K en raison du flux très important de hadrons il n'est pas possible de placer un détecteur du type PIMON comme à K2K. Des expériences de mesures de la production de hadrons à ces énergies ont été envisagées mais nécessitent des études supplémentaires, et sont pour l'instant à l'état de projet. Les détecteurs proches auront donc aussi pour but de fournir une mesure précise des caractéristiques faisceau permettant d'ajuster la simulation du faisceau. Les stratégies pour résoudre ce problème sont différentes aux deux détecteurs. Les mesures du N-GRID, sur axe, doivent être utilisées pour monitorer le faisceau. Une autre possibilité envisagée est de découper le détecteur en sections horizontales; chacune des sections correspondant à un angle différent, l'énergie du pic du spectre est différente. L'observation de cette variation (dite *running of the off-axis peak*) peut servir de vérification pour régler le Monte-Carlo faisceau. À 280 m, en raison de la taille angulaire de 14 mrad [2] du détecteur, l'effet est important, mais il faut attendre les résultats de la simulation complète pour savoir si cette information est vraiment utilisable. À 2km, ce type d'observation est possible bien que la taille soit plus petite (effet de 3 – 5% sur la surface détecteur).

Avec les deux détecteurs, l'extrapolation de 280 m à 2 km permettrait un contrôle plus précis des systématiques et validerait l'extrapolation de 280 m à Super-Kamiokande.

3.4.6 Spectres et Flux aux divers détecteurs

Dans ce paragraphe nous étudierons les flux aux divers détecteurs. Notons que le détecteur à 2km est placé dans la simulation dans la direction de Super-Kamiokande, alors que le site retenu est symétrique par rapport à l'axe vertical (direction de Hyper-Kamiokande, même angle hors-axe). Dans la simulation, pour un faisceau parfaitement centré ceci n'a pas d'importance. Mais en pratique, pour valider la mesure à 2 km il faudra s'assurer de la symétrie droite-gauche du faisceau. Le détecteur sur-axe à 280 m devant mesurer la symétrie gauche-droite du faisceau est donc nécessaire à la mesure à 2 km.

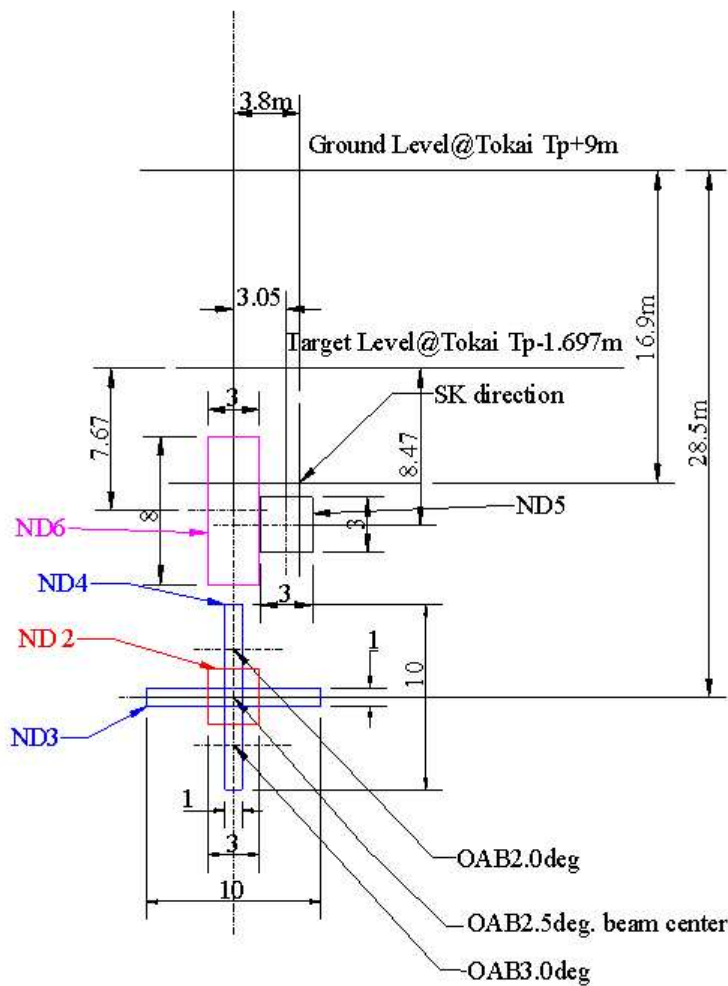


FIG. 3.9 – Vue en projection dans le plan vertical $Z=280$ m des positions et tailles des détecteurs proches simulés. La direction de Super-Kamiokande est indiquée par une croix. ND5 est la position du détecteur à 280 m retenue. ND3 et ND4 servent à simuler le détecteur à 280 m en croix sur axe servant à monitorer la direction et la symétrie du faisceau. ND2 est un détecteur sur-axe «classique». Le détecteur à 2km (ND1) est (pour la simulation seulement) dans la direction de Super-Kamiokande et n'est pas indiqué.

3.4.7 Différentes saveurs

La figure 3.10 résume les flux de neutrinos par an aux diverses positions, en séparant les saveurs. On constate immédiatement que le flux de $\bar{\nu}_e$ est quasiment négligeable.

3.4.8 Effet de l'angle off-axis à 280 m

L'effet de l'angle off-axis est visible sur la figure 3.11, où l'on a comparé les spectres sur-axe et hors-axe à 280 m (ND2 et ND5). Pour les ν_e le spectre est plus étroit, mais comme les ν_e proviennent de désintégrations à 3 corps, ils ne suivent pas les lois décrites

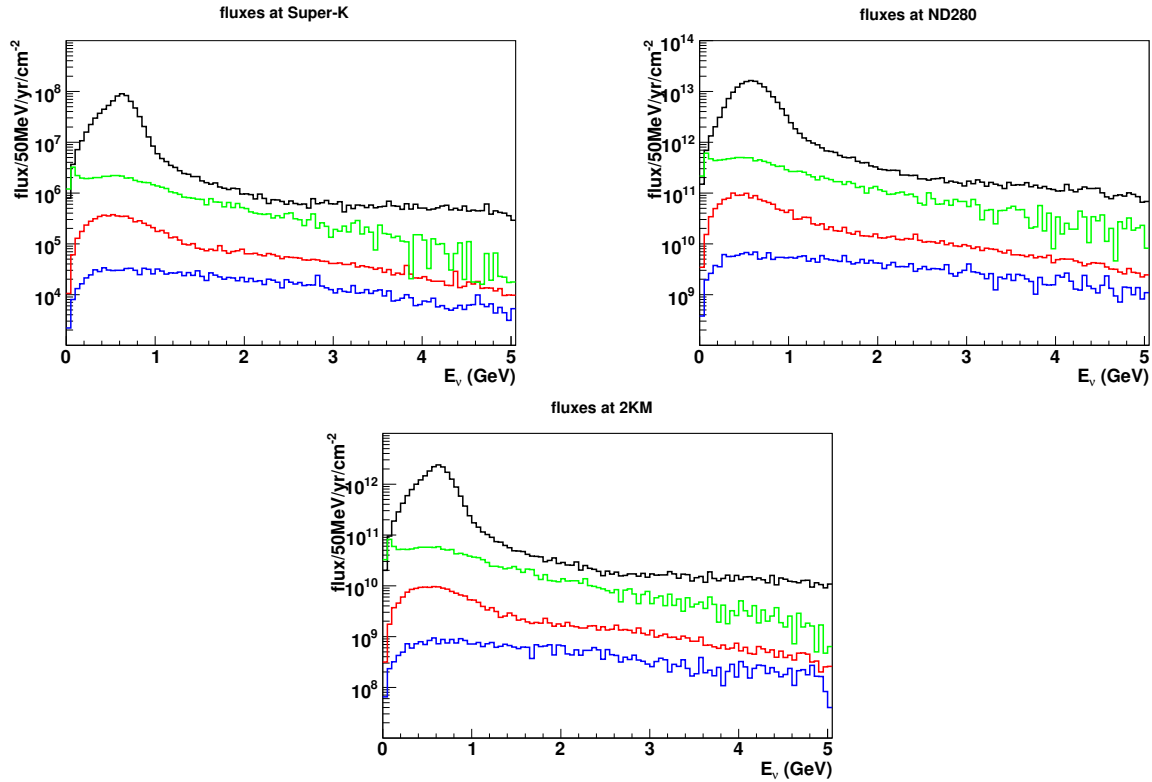


FIG. 3.10 – Composantes du flux de neutrinos aux trois positions : SK (en haut), ND280 (à gauche), 2KM (à droite). Le flux de ν_μ est en noir, le flux de ν_e en rouge, le flux de $\bar{\nu}_\mu$ est en vert et le flux de $\bar{\nu}_e$ est en bleu.

au paragraphe 3.1.2. De même la queue du spectre de ν_μ provient des désintégrations des K pour lesquelles le pic du Jacobien a lieu à plus haute énergie.

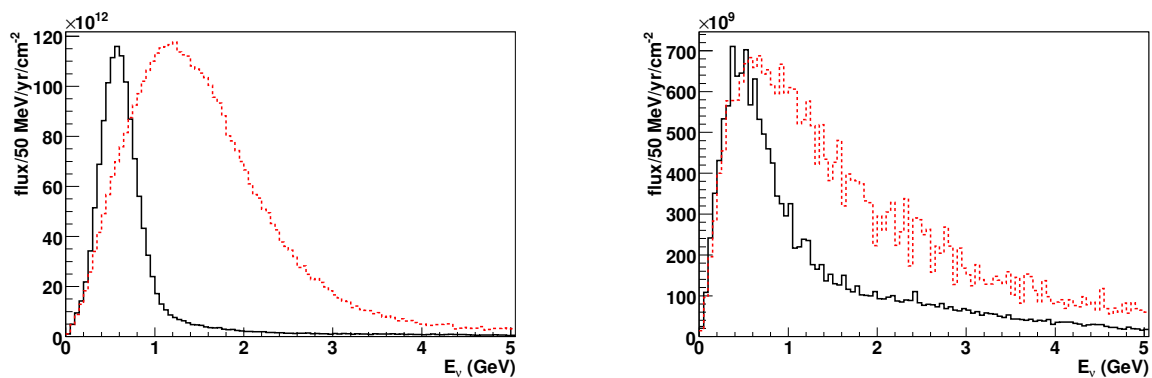


FIG. 3.11 – (À Gauche) Flux de ν_μ à 280 m au détecteur hors-axe (bleu) et sur-axe (rouge). (À droite) Flux de ν_e à 280 m au détecteur hors-axe et sur-axe (mêmes couleurs).

Il est ensuite important de comparer les spectres en position proche au spectre à Super-Kamiokande.

3.4.9 Comparaison à Super-Kamiokande

Sur la figure 3.12 on peut comparer les spectres de ν_μ et ν_e aux trois positions. Les spectres de ν_μ à Super-Kamiokande et 280 m sont assez différents comme on peut aussi le voir dans la figure 3.13 (rapport near/far). La forme « oscillante » du rapport provient du décalage des deux pics des spectres. Le rapport varie de $\sim 50\%$ dans la région du pic (à ~ 700 MeV) c'est-à-dire là où l'effet de l'oscillation est maximal. C'est l'une des principales difficultés de l'expérience. On constate sur la figure 3.14 que les variations restent de l'ordre de $\sim 5\%$ à 2 km, la loi en $1/r^2$ est vraie à 5% près pour cette distance. Ceci rend l'extrapolation bien plus simple depuis le 2 km pour la phase I (cf paragraphe 3.1.3).

Les spectres de ν_e sont assez proches : les ν_e provenant de désintégrations à 3 corps de μ et de K, l'angle off-axis affecte peu leur spectre. Mais on observe des variations plus faibles pour un détecteur à 2 km.

Comme on l'a expliqué précédemment, le spectre hors-axe idéal comporte un pôle. Les causes d'élargissement du spectre sont les suivantes :

1. Divergence du faisceau de pions. C'est l'effet principal, il est commun à tous les détecteurs.
2. Taille angulaire de la source : le tunnel de désintégration n'est pas ponctuel, ce qui introduit un élargissement supplémentaire.
3. Taille angulaire du détecteur : cet effet est important pour les détecteurs proches.
4. Résolution en énergie du détecteur. Cet effet n'est pas pris en compte à ce stade, toutes les énergies sont des énergies vraies.

À Super-Kamiokande seuls les effets 1 et 4 sont importants. Le tunnel de ~ 130 m de long vu depuis le détecteur à 2 km correspond à une variation maximale de l'angle off-axis de $\sim 5,5$ mrad. La taille finie du détecteur à 2 km correspond à une variation maximale de l'angle off-axis d'environ $\sim 4,6$ mrad (pour un détecteur de 8,5 m de diamètre). À 280 m la taille angulaire du tunnel de désintégration est bien plus grande (~ 30 mrad) ; de plus la taille angulaire du détecteur est de ~ 14 mrad pour un détecteur carré de 3 m de côté ; ce qui provoque cette différence dans les spectres. La figure 3.15 présente la distribution des angles off-axis (*i.e.* des angles entre les directions des pions et celles des neutrinos détectés) pour les ν_μ provenant de désintégrations de pions, pour les trois détecteurs. Les différences sont similaires à celle que l'on peut voir sur les spectres. Malgré les optimisations dans le placement des détecteurs (en particulier le choix de l'angle hors-axe mesuré depuis le point moyen du faisceau cf paragraphe 3.4.4), la proximité de la source ne permet pas de réduire davantage les différences spectrales à 280 m.

3.5 Stratégies pour l'extrapolation

Comme expliqué au chapitre précédent, et comme on le verra en détails lors de l'analyse, la mesure à T2K repose sur la comparaison entre le spectre proche extrapolé à Super-Kamiokande et le spectre observé à Super-Kamiokande. Deux techniques d'extrapolation sont détaillées dans la suite.

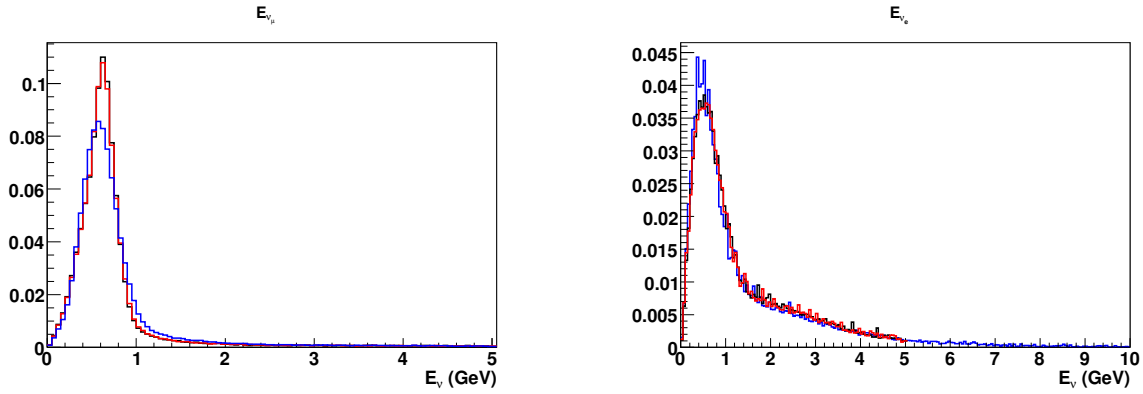


FIG. 3.12 – (À Gauche) Spectres de ν_μ à Super-Kamiokande (noir), 2km (rouge) et 280 m off-axis (bleu). (À droite) Flux de ν_e aux trois détecteurs (mêmes couleurs). Les distributions sont normalisées à 1.

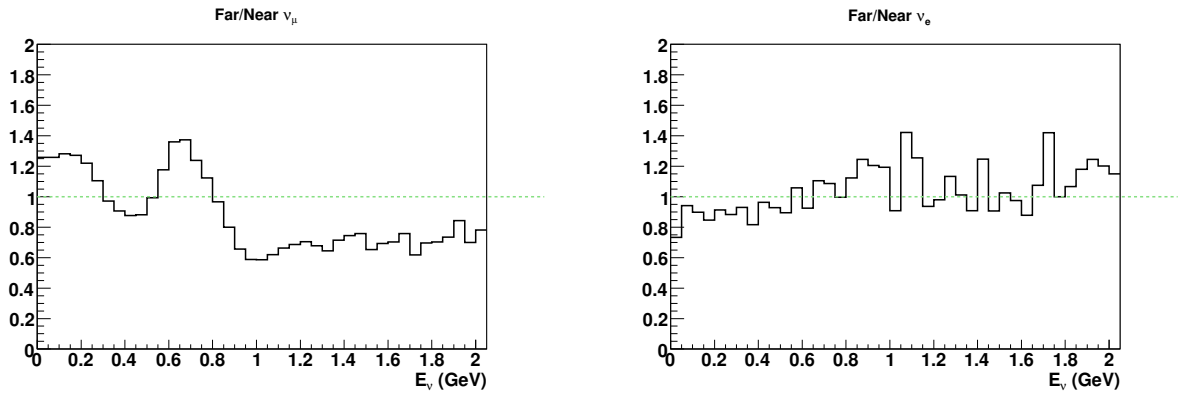


FIG. 3.13 – Rapport Near/Far entre ND280 et Super-Kamiokande pour les ν_μ (gauche) et les ν_e (droite).

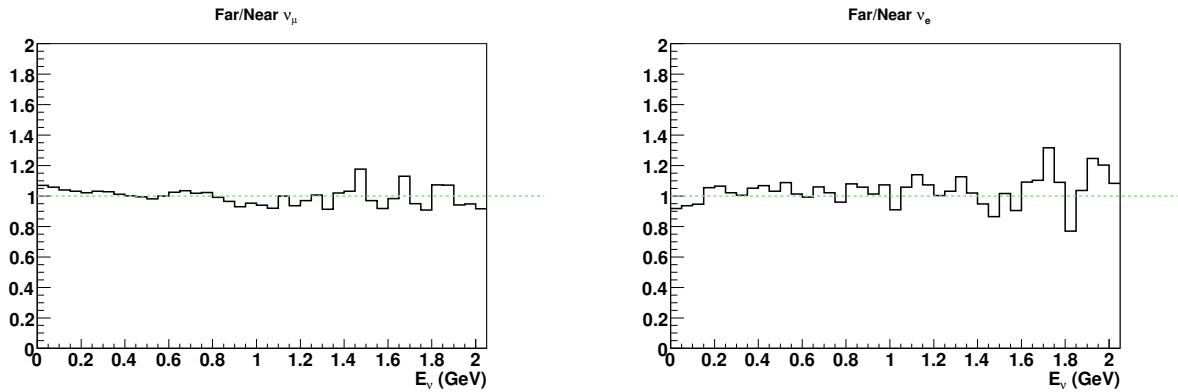


FIG. 3.14 – Rapport Near/Far entre le détecteur à 2 km et Super-Kamiokande pour les ν_μ (gauche) et les ν_e (droite).

3.5.1 Rapports Far/Near :

Comme expliqué au chapitre 2 la méthode la plus simple pour extrapoler les observations des détecteurs proches à Super-Kamiokande est celle du *rapport Far/Near*, que l'on

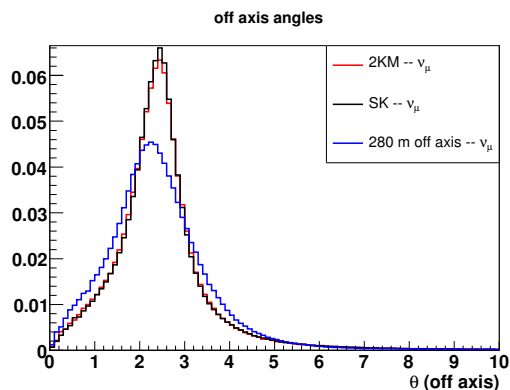


FIG. 3.15 – Distribution des angles off-axis (entre les directions des pions parents et des neutrinos détectés). Super-Kamiokande est en noir, ND280 en bleu et le complexe 2KM en rouge.

a étudié au paragraphe précédent 3.4.9. L'idée est simplement :

$$N_{SK}^{i,exp} = N_{ND}^{i,obs} \left(\frac{N_{SK}^{i,MC}}{N_{ND}^{i,MC}} \right)$$

où les indices ND et SK désignent les détecteurs, i le numéro du bin considéré, MC désigne les résultats du Monte-Carlo, obs la mesure expérimentale, et exp la « prédiction » obtenue. Le rapport Far/Near est simplement $\left(\frac{N_{SK}^{i,MC}}{N_{ND}^{i,MC}} \right)$. Comme expliqué précédemment ce rapport ne suit pas une simple loi en $1/r^2$, à moins de se placer suffisamment loin de la source de neutrinos (à partir de quelques km). Dans tout ce qui précède on a simplement utilisé les flux de neutrinos, qui sont en pratique inaccessibles puisque les détecteurs ne mesurent que des nombres d'événements (convolutions du flux par la section efficace et l'efficacité). Si les biais systématiques relatifs sur ces spectres détectés sont les mêmes aux deux positions ils se compensent dans le rapport. On comprend donc l'intérêt :

- de placer les détecteurs de manière à réduire au maximum l'effet de la méconnaissance de la production de pions/kaons au niveau de la cible (ou de faire en sorte que ces effets soient les plus similaires possibles aux deux détecteurs)
- de placer des détecteurs ayant des réponses les plus proches possibles et des biais systématiques semblables (même technologie, mêmes algorithmes de reconstruction etc.)
- de placer des cibles identiques (eau) pour éviter toute correction d'effets nucléaires dans les interactions neutrino-détecteur.

Le détecteur à 2 km remplit les conditions précédentes.

3.5.2 Matrice de corrélation Far/Near

Une autre approche pour extrapoler les mesures d'une position à l'autre est due à Para et Szelepper [66], et est envisagée pour NO ν A. L'idée est que les spectres aux deux positions proviennent du même "nuage" de hadrons secondaires, ils sont donc corrélés. Un hadron donné peut donner des neutrinos d'énergie E_N dans le détecteur proche, et des neutrinos d'énergie E_F a priori différente dans le détecteur lointain. On veut donc déterminer $m(E_F|E_N)$, la densité de probabilité conditionnelle pour qu'un parent donne un neutrino d'énergie E_F en position lointaine sachant qu'il donnerait un neutrino d'énergie E_N en

position proche.

Bien que cela ne soit pas apparent dans l'article original, cette méthode est très proche de celle de la matrice de réponse utilisée dans les techniques d'*unfolding* [67], la discussion qui suit en reprend donc les étapes. On note $f(E)$ et $n(E)$ les densités de probabilité correspondant aux spectres lointain et proche (respectivement), et F_{tot} et N_{tot} les intégrales des spectres. Les spectres étant en général binnés, on note N_i et F_i le contenu moyen du bin i des spectres proche et lointain (respectivement). On a alors :

$$\begin{aligned} F_i &= F_{\text{tot}} P(E_F \in \text{bin } i) \\ &= F_{\text{tot}} \int dz P(E_F \in \text{bin } i | E_N = z) n(z) \\ &= F_{\text{tot}} \int_{\text{bin } i} dx \int dz m(x|z) n(z) \end{aligned} \quad (3.3)$$

En remplaçant la seconde intégrale par une somme sur les bins j du spectre proche :

$$\begin{aligned} F_i &= F_{\text{tot}} \sum_{j=1}^N \int_{\text{bin } i} dx \int_{\text{bin } j} dz m(x|z) n(z) \\ &= F_{\text{tot}} \sum_{j=1}^N \frac{\int_{\text{bin } i} dx \int_{\text{bin } j} dz m(x|z) n(z)}{N_i} N_i \\ &= F_{\text{tot}} \sum_{j=1}^N \frac{\int_{\text{bin } i} dx \int_{\text{bin } j} dz m(x|z) n(z)}{N_i} N_i \\ &= \frac{F_{\text{tot}}}{N_{\text{tot}}} \sum_{j=1}^N \frac{\int_{\text{bin } i} dx \int_{\text{bin } j} dz m(x|z) n(z)}{\int_{\text{bin } j} dy n(y)} N_i \\ &= \sum_{j=1}^N M_{ij} N_j \end{aligned} \quad (3.4)$$

où l'on a noté M_{ij} l'élément de matrice. Mis à part le facteur $\frac{F_{\text{tot}}}{N_{\text{tot}}}$ cet élément de matrice n'est autre que :

$$M_{ij} = \frac{P(E_{\text{far}} \in \text{bin } i \cap E_{\text{near}} \in \text{bin } j)}{P(E_{\text{near}} \in \text{bin } j)}. \quad (3.5)$$

Les travaux de Para et Szleper [66] ainsi que ceux de D. Casper [68] indiquent que cette méthode est plus robuste aux diverses sources de systématiques que celle du simple rapport Far/Near. Il sera donc avantageux dans le futur de calculer cette matrice à partir de la simulation du faisceau à T2K. À K2K, la mesure de la distribution (p, θ) des pions par le PIMON a donné indirectement une mesure de cette matrice pour la partie de haute énergie du spectre. Pour le détecteur à 2 km, cette matrice est quasiment diagonale pour les ν_μ . Les résultats du chapitre 6 n'ont pas nécessité de correction aussi complexe.

3.6 Simulation de Monte-Carlo des interactions neutrino-eau

La simulation des interactions de neutrinos est une autre étape importante pour comprendre les expériences *long baseline*. Il s'agit d'un domaine de recherche actif, tant sur

le plan théorique qu'expérimental. Au cours des quinze dernières années diverses collaborations expérimentales (Super-Kamiokande, K2K, NOMAD, ICARUS...) ont développé des simulations de Monte-Carlo servant à décrire les interactions ν -noyaux. Dans la suite de ce chapitre on décrira certains aspects du programme NEUT utilisé par les collaborations SK-K2K-T2K (développé notamment par Y. Hayato, [69]). Il est bien clair qu'il s'agit d'un modèle numérique de ces réactions, et que d'autres modèles sont disponibles (NUANCE, NEUGEN, NUX,...). Ces diverses simulations de Monte-Carlo disponibles donnent des résultats sensiblement différents selon les canaux. Ces différences seront considérées comme une source d'erreur systématique sur les mesures. Le premier maximum de l'oscillation atmosphérique a lieu à $E_\nu \sim 700$ MeV pour le faisceau de T2K. Les interactions observées sont des interactions ν -nucléon, ou plus précisément ν -noyau (et non des diffusions ν -électron comme pour les neutrinos solaires, la section efficace étant 1000 fois plus faible pour ces processus à l'énergie du faisceau). Il ne s'agit pas dans ce chapitre de décrire la simulation NEUT en détail. Le lecteur est renvoyé à [69, 53] pour des explications très détaillées, ainsi que pour plus de références.

3.6.1 Effets nucléaires

Pour $E_\nu \sim 1$ GeV, les sections efficaces d'interactions sont assez mal connues, tant sur le plan expérimental - en raison de la faible quantité de données accumulées à ce jour - que théorique. En effet la partie hadronique des calculs ne peut pas être calculée perturbativement. En particulier, la production résonnante de mésons uniques (notamment de pions) est un problème compliqué et ne peut pas être négligée aux énergies de T2K. D'autres modes (par exemple le mode quasi-élastique à courant chargé) sont en revanche assez bien connus.

De plus les *effets nucléaires* sont importants. Ces effets nucléaires sont dus au fait que le nucléon cible appartient à un noyau atomique. Il s'agit :

- du *mouvement de Fermi* : le modèle le plus simple du noyau atomique est celui du gaz de Fermi, dans lequel les niveaux d'énergie des nucléons sont tous situés sous la surface de Fermi. Ils ont donc une impulsion, inférieure à environ 225 MeV/c² (estimée par des mesures de photo-production par exemple). L'hypothèse du nucléon cible immobile de l'équation 2.1 n'est donc pas exacte.
- du *blocage de Pauli* : le principe d'exclusion interdit la production de nucléons sous la surface de Fermi, en conséquence les nucléons produits doivent avoir une impulsion au dessus de la surface de Fermi sans quoi la réaction ne peut avoir lieu.
- du potentiel nucléaire : les nucléons cibles sont liés dans le noyau, ils sont donc dans un puits de potentiel. Dans NEUT, ce potentiel est pris égal à -27 MeV : le nucléon a une masse effective légèrement inférieure à la masse du nucléon libre.
- de la réinteraction des particules filles dans le noyau avant leur sortie : ce sont des réactions élastiques ou inélastiques, d'échange de charge etc. Ces réactions modifient les distributions des impulsions et des directions des particules quittant le noyau ; le nombre de particules produites est également affecté (production de pions ou au contraire absorption d'un pion produit lors de la collision initiale etc.). Ces phénomènes sont particulièrement importants pour les modes faisant intervenir des pions.

Ces effets dépendent du noyau cible. Si différents détecteurs utilisent des matériaux cibles différents, il faut en tenir compte dans l'analyse, en utilisant les simulations de Monte-Carlo, ce qui est une source potentielle d'erreur systématique. À T2K, on s'efforce de

placer des cibles d'eau dans les détecteurs à grains fins (POD et FGD à 280 m, glace dans la TPC à argon liquide à 2 km).

3.6.2 Principaux modes d'interaction aux énergies de T2K

Les interactions de neutrino sont de deux types : les interactions à courant chargé (CC), du type $\nu_l + X \rightarrow l + X'$, et les interactions à courant neutre $\nu + X \rightarrow \nu + X'$. Insistons en particulier sur les modes suivants :

- quasi-élastique à courant chargé $\nu + n \rightarrow p + l$, mode privilégié pour T2K
- diffusion élastique à courant neutre : $\nu + N \rightarrow \nu + N$
- production résonnante d'un méson unique M (pion chargé ou non, kaon, $\eta^0 \dots$) par courant chargé : $\nu_l + N \rightarrow l + N' + M$
- production résonnante d'un méson unique M (pion chargé ou non, kaon, $\eta^0 \dots$) par courant neutre : $\nu_l + N \rightarrow \nu_l + N' + M$
- production de mésons (pions) multiples, à courant chargé $\nu_l + N \rightarrow l + N' + \text{hadrons}$, ou neutre $\nu_l + N \rightarrow \nu_l + N' + \text{hadrons}$. Il s'agit soit de production résonnante, soit de diffusion profondément inélastique.
- Production cohérente d'un pion par courant chargé : $\nu_l + {}^{16}\text{O} \rightarrow l + {}^{16}\text{O} + \pi$ (pion chargé).
- Production cohérente d'un pion par courant neutre : $\nu_l + {}^{16}\text{O} \rightarrow \nu_l + {}^{16}\text{O} + \pi^0$.

Dans NEUT, on détermine aléatoirement la nature du noyau (H ou O) pour la cible d'eau, ainsi que l'impulsion du nucléon cible. Les directions et les énergies des particules sortantes sont tirées aléatoirement selon les sections efficaces différentielles appropriées. Le blocage de Pauli est ensuite appliqué, la réaction étant rejetée ou acceptée selon l'impulsion du nucléon sortant. On applique enfin les effets de réinteractions nucléaires aux particules sortantes.

3.6.3 Modes quasi-élastique et élastiques

Le mode quasi-élastique à courant chargé (CCQE) est le mode privilégié pour les détecteurs Cherenkov à eau. C'est également le plus simple à décrire. Comme il s'agit d'une collision à deux corps, la conservation de l'énergie suffit pour obtenir les impulsions des particules sortantes une fois les directions connues. Les calculs de la section efficace différentielle CCQE sur les nucléons libres sont ceux de Llewellyn-Smith [70]. Ces calculs font intervenir deux facteurs de forme : les facteurs de forme vectoriels F_V^1 et F_V^2 , le facteur de forme axial F_A et le facteur de forme pseudo-scalaire F_P . Sous l'hypothèse CVC, F_V^1 et F_V^2 sont reliés aux facteurs de forme électromagnétiques, lesquels sont eux-mêmes donnés par les facteurs de forme expérimentaux de Sachs G_M et G_E . On prend également pour le facteur de forme pseudo-vectoriel F_A une forme dipolaire

$$F_A = \frac{-1,23}{(1 - q^2/M_A^2)^2},$$

où le paramètre M_A appelé *masse axiale* est fixé à 1,1 GeV/c² après analyse des données de K2K (détecteurs proches) [71]. L'incertitude sur la masse axiale (10%) se traduit par une erreur systématique sur la section efficace (voir chapitre 6). La matière nucléaire est traitée comme un gaz de Fermi relativiste selon le modèle de Smith et Moniz [72], avec une distribution en impulsion plate jusqu'au moment de Fermi fixé à 225 MeV/c, et une énergie de liaison de -27 MeV. L'accord avec les données précédentes (notamment

chambres à bulles) est bon [53]. Les sections efficaces des modes élastiques à courant neutre sont considérées comme proportionnelles à la section efficace CCQE.

3.6.4 Production résonnante et cohérente de pions

Pour la production résonnante, le modèle de Rein et Sehgal [73] est utilisé. Dans ce modèle, la réaction est décomposée en deux étapes : l'interaction de ν produit une résonance N^* qui se désintègre ensuite en $N^* \rightarrow N' + \pi(\eta, K)$. L'amplitude de production de la résonance est calculée selon le modèle de Feynman-Kislinger-Ravndal [74] qui décrit le baryon comme un système relativiste à 3 corps. La désintégration de la résonance est décrite par une formule de Breit-Wigner, utilisant des valeurs mesurées expérimentalement pour les largeurs, les masses et les rapports d'embranchement. La résonance la plus importante est le $\Delta(1232)$; au total, 20 résonances sont décrites dans NEUT. Pour $\Delta(1232)$, la distribution angulaire des pions est calculée, sinon elle est considérée comme isotrope. Il est également possible que la résonance soit réabsorbée avant désintégration. Ceci est supposé se produire dans 20% des cas dans NEUT. Notons que la masse axiale M_A intervient également dans le calcul de ces sections efficaces.

En ce qui concerne les réinteractions dans le noyau des particules filles, le programme prend en compte l'absorption, la diffusion inélastique et les réactions d'échange de charge pour les pions dans les noyaux d'oxygène. La position initiale des particules est donnée aléatoirement selon le modèle de densité de nucléons de Woods-Saxon [75]. Pour chaque interaction le libre parcours moyen est calculé selon le modèle de Salcedo *et al.* [76], et dépend de la position des pions dans le noyau ainsi que de leur énergie. Les distributions angulaires des particules produites dans les réinteractions inélastiques proviennent d'un ajustement sur des données de diffusion $\pi - N$ (voir [4] et les références qu'on y trouve pour plus de détails sur ces aspects de la simulation). Les effets de mouvement de Fermi et de blocage de Pauli sont également décrits. L'accord avec certaines données, notamment de collisions $\pi - {}^{16}\text{O}$, $\pi - {}^{12}\text{C}$, et de photo-production des pions sur ${}^{12}\text{C}$, est assez bon [53, 4].

Pour des faibles masses invariantes hadroniques $W < 2$ GeV, le modèle de Rein et Sehgal est également utilisé pour décrire la production de pions multiples.

La production de pions est dite *cohérente* lorsqu'il s'agit d'une interaction avec le noyau dans son ensemble (superposition quantique de tous les nucléons). Aucune résonance n'est formée, et le transfert d'impulsion est faible. De même, un modèle dû à Rein et Sehgal est utilisé. Notons qu'un autre modèle, celui de Marteau *et al.* [77], peut également être utilisé. Soulignons que l'expérience K2K *n'a pas observé* de production cohérente de pions [71], ce qui contredit les modèles existants, et requiert une confirmation par d'autres expériences. Dans ce travail, ce mode n'a pas été supprimé du Monte-Carlo.

3.6.5 Diffusion profondément inélastique

Aux grandes masses invariantes hadroniques W , on utilise des sections efficaces de diffusion profondément inélastique. Les densités de partons sont celles de GRV94 [78]. La multiplicité des pions est donnée par des formules empiriques basées sur des données d'expériences de chambres à bulles [45].

Ces considérations soulignent que le problème des interactions ν -noyau est particulièrement difficile, et loin d'être complètement résolu. Comme indiqué précédemment,

la stratégie généralement utilisée est de tester différents modèles, puis de considérer les différences comme une source d'erreur systématique. Il est clair que le manque de données (pour certains modes on ne dispose que de quelques centaines de clichés de chambre à bulles) est un facteur limitant. Des expériences comme MINER ν A (à plus haute énergie que T2K) ont été proposées pour mesurer ces sections efficaces avec plus de précision. Aux énergies de T2K on ne prévoit pas d'expérience semblable, mais les détecteurs proches à grain fin devraient fournir des mesures utilisables.

3.7 Simulation d'événements neutrino pour T2K

La simulation des événements ν pour les expériences K2K et T2K se fait en trois étapes. Dans une quatrième étape on applique les logiciels de reconstruction aux données simulées :

1. En utilisant JNUBEAM (ou un programme similaire pour K2K), on obtient les spectres pour les quatre composantes du faisceau ν_μ , ν_e , $\bar{\nu}_\mu$ et $\bar{\nu}_e$. On peut également considérer les 4-vecteurs individuellement, avec leur poids w_i .
2. On simule des interactions ν selon les distributions précédentes, en utilisant NEUT. C'est cette étape que nous allons détailler dans le prochain paragraphe. À ce stade les événements sont simplement une liste de particules sortantes, avec un vertex.
3. Ces événements servent d'entrée aux simulateurs des détecteurs de l'expérience (GEANT3 ou GEANT4), qui se chargent de calculer la propagation des traces, et d'obtenir la distribution des temps d'impacts et des charges numérisés sur chaque tube photo-multiplicateur (pour les détecteurs Cherenkov à eau).
4. L'étape suivante est la reconstruction. À Super-Kamiokande, on applique d'abord les programmes de *réduction des données* décrits par exemple dans [4]. Ces programmes ont peu d'effet sur les événements Monte-Carlo de neutrinos faisceaux (haute énergie à SK), ils servent en pratique à éliminer les événements parasites (avec une très faible quantité d'énergie déposée) avant d'appliquer les programmes de reconstruction complète[‡].

Deux méthodes différentes sont utilisées, selon que l'on simule des événements pour Super-Kamiokande ou pour un détecteur proche. Ce programme a été écrit par Y. Hayato. Une méthode supplémentaire a été proposée et utilisée pour pouvoir simuler un très grand nombre d'événements pour la réunion plénière de collaboration de janvier 2006. Y. Hayato, J. Bouchez et C. Walter ont participé à ce travail. On note w le poids des 4-vecteurs de JNUBEAM et σ la section efficace totale d'interaction des ν sur l'eau.

3.7.1 Interactions de ν : simulation à Super-Kamiokande

À Super-Kamiokande, les neutrinos ont tous la même direction (cf JNUBEAM). Il suffit donc de construire un histogramme du spectre en énergie, et de tirer aléatoirement l'énergie des neutrinos selon cette distribution. La distribution dans chaque bin du spectre est supposée affine par morceaux. Notons que les vertex sont tirés de manière isotrope dans le volume à Super-Kamiokande : le profil du faisceau est supposé uniforme ce qui est légitime pour une distance de 295 km.

[‡]Selon le type d'analyse effectué, on utilise différents programmes de reconstruction. Il est clair qu'on ne gardera pas les mêmes événements pour analyser le flux de neutrinos solaires et le flux de neutrinos d'un faisceau comme celui de T2K. On se reportera à [52, 53, 46] pour les détails.

3.7.2 Interactions de ν : simulation des détecteurs proches.

La méthode développée par Y. Hayato est sensiblement différente pour les détecteurs proches. En effet, comme on l'a expliqué au chapitre précédent, on ne peut plus négliger la dispersion angulaire des neutrinos, ni la distribution du profil de faisceau sur la face d'entrée du détecteur. On note σ la section efficace totale.

Il s'agit d'une méthode de *hit-and-miss* : les 4-vecteurs provenant de NEUT sont sélectionnés aléatoirement, en utilisant la valeur du produit w , w étant le poids (flux) de chaque 4-vecteur comme expliqué au chapitre précédent. En cas d'acceptation, une interaction ν -eau est simulée pour cet événement. Ceci permet d'obtenir une distribution des vertex et de l'énergie (X, Y, E) fidèle au résultat de JNUBEAM. La cote Z est la même pour tous les événements. Rappelons que Y est la coordonnée verticale, X la coordonnée horizontale. Le faisceau se propage dans le plan (Y, Z) , en faisant un angle de 3,64 degrés avec la direction de Z . Cette méthode a l'avantage de tenir exactement compte de la plupart des effets, en particulier de la corrélation entre la position de l'interaction et l'énergie du neutrino. Pour simuler les événements dans tout le volume du détecteur proche on tire Z uniformément dans le détecteur, ce qui n'est pas rigoureusement correct mais n'introduit que de faibles effets. Cette méthode a été utilisée pour les ν_e .

Elle a cependant quelques inconvénients : elle suppose que l'on dispose d'une très grande quantité de 4-vecteurs. Il faut notamment prendre garde au «sur-échantillonnage» (*oversampling*) : il ne faut pas sélectionner les mêmes 4-vecteurs plusieurs fois, sinon les erreurs statistiques du Monte-Carlo sont amplifiées. De plus une grande quantité de mémoire et de 4-vecteurs est nécessaire.

Pour la réunion de collaboration de janvier 2006, pour laquelle une grande quantité d'événements Monte-Carlo était requise, il s'est avéré nécessaire de modifier la méthode ci-dessus.

Il a donc été décidé d'employer une méthode analogue à celle utilisée pour Super-Kamiokande, en construisant un spectre en énergie, et en tirant l'énergie des neutrinos directement à partir de ce spectre. J'ai cependant voulu tenir compte de la variation de l'angle off-axis avec la position en (x,y) dans le détecteur. J'ai donc adapté la méthode de la manière suivante : la surface du détecteur (800 cm \times 800 cm) a été au préalable divisée en 16 carrés de 2 m de côté ; dans chacun de ces carrés un spectre en énergie a été calculé à partir des 4-vecteurs disponibles. on commence par tirer (x, y) aléatoirement selon la densité de probabilité appropriée (voir plus bas). On détermine alors dans quel carré le vertex se trouve, puis l'énergie du neutrino est tirée selon le spectre correspondant. Ceci permet de décrire la variation de l'angle hors-axe dans le détecteur de manière approchée. Une autre approximation est que la direction des neutrinos est considérée comme constante (égale à la direction moyenne du faisceau). En effet à 2 km la divergence angulaire du faisceau de neutrino est inférieure à 1° et n'est donc pas mesurable. Cette approximation est donc légitime.

Pour déterminer la densité de probabilité de (x,y) , on a calculé le «profil du faisceau» : il s'agit simplement de l'histogramme en (X,Y) du nombre total d'événements obtenu en intégrant les 16 spectres définis plus hauts. Cette distribution bidimensionnelle est ensuite ajustée par une fonction affine $f(x, y) = \alpha x + \beta y + \gamma$. On obtient $\alpha = -6,1630110^{-4}$, $\beta = -1,5507710^{-3}$ et $\gamma = 6,2441610^{-2}$, pour un χ^2 minimum de 5,83 (13 degrés de liberté). L'ajustement par cette fonction affine est adéquat. Si on essaie d'ajuster par un plan constant, on obtient un χ^2 minimum de 331,22 pour 15 degrés de liberté, ce qui confirme s'il en était besoin qu'il n'est pas possible de tirer (x,y) uniformément : ceci est

une conséquence du fait que le faisceau est hors-axe. La figure 3.16 montre le profil du faisceau.

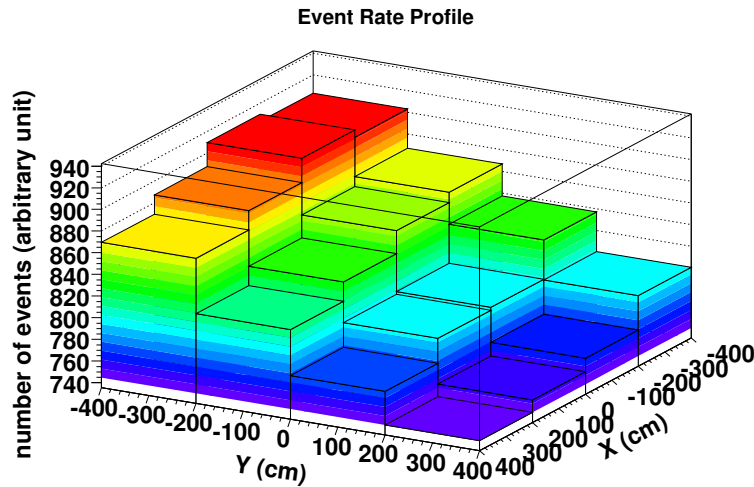


FIG. 3.16 – Profil du faisceau : densité d'événements en fonction de X et Y (position des neutrinos interagissant dans le détecteur). Y est la direction verticale.

Cette méthode approchée permet de décrire les principaux effets liés à la proximité du détecteur et de la source (source non ponctuelle et taille angulaire finie du détecteur). Elle s'est avérée adaptée pour la production de 2,3 millions d'interactions de ν_μ qui a servi pour les études du chapitre 6. Pour des études ultérieures de haute précision il sera nécessaire d'augmenter la statistique disponible à l'étape précédente (simulation du faisceau).

La figure 3.17 montre les distributions en énergie attendues à Super-Kamiokande, 2 km et 280 m, par produit du flux et de la section efficace.

Résumé

Dans ce chapitre les principaux aspects de la ligne de faisceau et des détecteurs à 280 m de T2K ont été présentés. Certaines des caractéristiques sont encore en cours d'étude, et dépendront des budgets disponibles.

La simulation du faisceau de T2K a également été étudiée en détail, les calculs ont notamment été vérifiés. Cette simulation a été utilisée pour produire les flux de neutrinos aux différentes positions. Ceci confirme que les différences spectrales entre les diverses positions deviennent plus faibles à partir de 1,5 km, surtout en ce qui concerne les ν_μ . Deux techniques d'extrapolation des spectres ont été présentées, la méthode la plus simple utilisée à K2K (rapport far/near), et la méthode dite de la «matrice de Para-Szleper» proche de certaines techniques d'*unfolding*.

La simulation NEUT utilisée par SK et K2K a également été brièvement décrite, et les problèmes inhérents aux simulations des interactions de neutrinos ont été évoqués.

Il est important de souligner encore que les expériences de détection des neutrinos ne mesurent ni la section efficace ni le flux mais le produit $N = \int dE \phi(E) \sigma(E)$. Les expériences d'oscillations de neutrinos mesurent N à deux positions, et utilisent les différences pour en déduire les paramètres de l'oscillation. Il est donc clair que pour faciliter la mesure, il faut limiter au maximum les différences entre les flux et les sections-efficaces. Le projet de détecteur à 2 km a été conçu dans cet objectif.

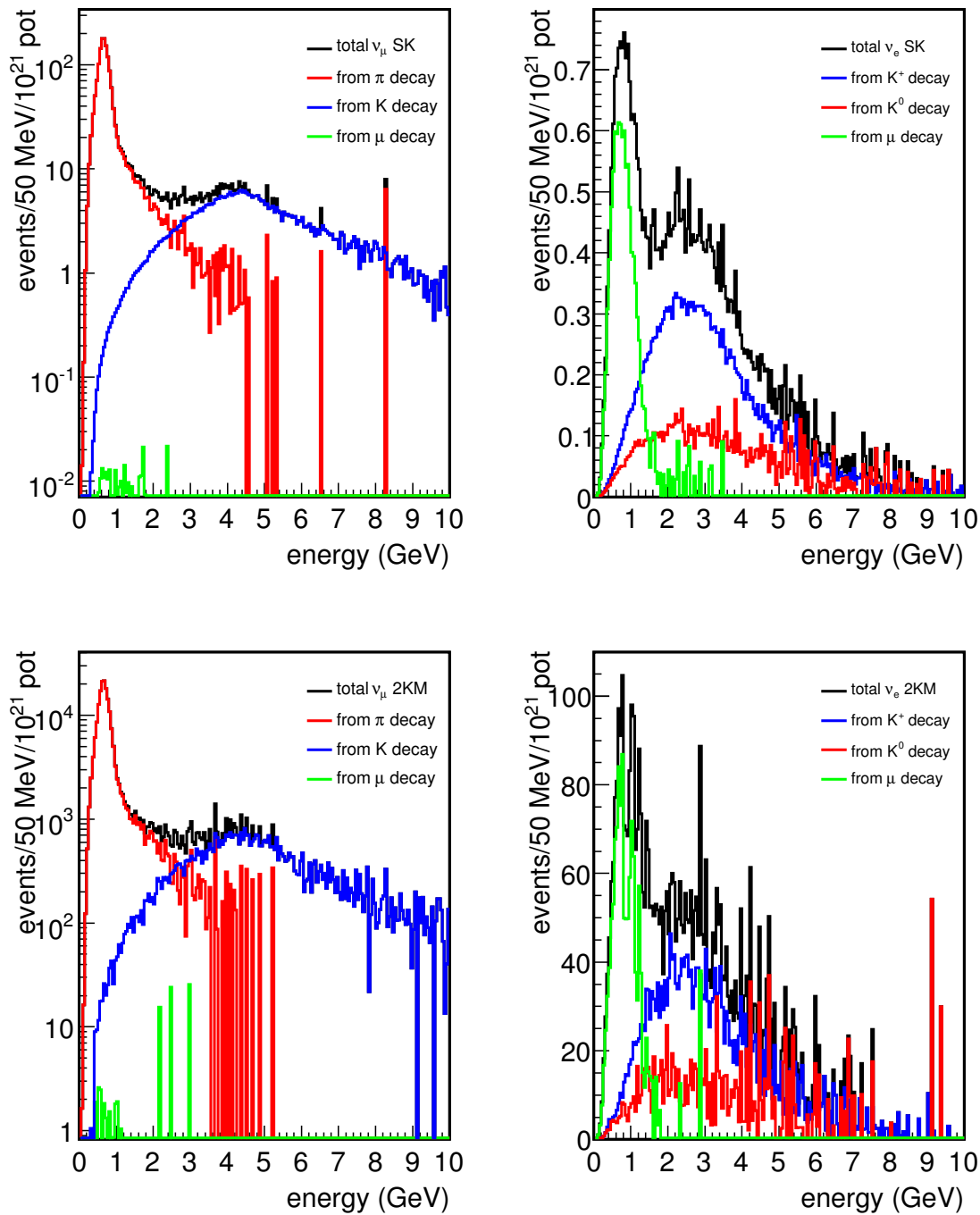


FIG. 3.17 – Nombres d'événements attendus à SK (en haut) et à 2 km (en bas) dans les volumes fiduciels respectifs (de masses 22,5 kt et 100 t) pour 1 an (10^{21} pot). Les contributions individuelles de chaque type de particule mère sont indiquées en couleur. Pour les ν_μ dus aux π , le pic du à l'angle hors-axe est clairement visible. La contribution des kaons domine à haute énergie. Pour les ν_e , le pic à basse énergie provient des désintégrations des muons.

Chapitre 4

Les détecteurs intermédiaires : T2K 2KM

On désigne par *2KM* le complexe de détecteurs situés à 2km de la source de neutrinos. Le travail décrit ici (ainsi que celui des divers groupes impliqués) a servi pour établir la proposition d'expérience soumise au comité américain NuSAG (Neutrino Scientific Assessment Group) du DOE et de la NSF. Ce comité déterminera l'orientation des expériences en physique des neutrinos aux USA pour les prochaines décennies. Ce comité doit statuer dans le courant de l'année 2006.

4.1 Pourquoi construire ce complexe ?

Comme expliqué au chapitre 3 le faisceau de neutrino vu depuis la position proche à 280 m est sensiblement différent de celui de Super-Kamiokande, tandis qu'en s'éloignant à environ 2 km on obtient un faisceau similaire à environ 4 – 5% près. Pour la phase I à Super-Kamiokande, on attend environ 23 événements (cf chap. 6) de bruit de fond, l'erreur statistique est donc de l'ordre de 20%. La collaboration se fixe donc l'objectif de limiter les systématiques à 10%. Pour la phase I, l'extrapolation depuis le 2 km peut ne faire intervenir que des facteurs géométriques sans dépasser cet objectif (résultat du chapitre 6). Il s'agit donc de s'affranchir le plus possible des incertitudes liées au faisceau de neutrinos.

De plus il est extrêmement utile de mesurer le faisceau avec le même type de détecteur aux deux positions, pour que les biais systématiques se compensent le plus possible. On veut donc construire un détecteur Cherenkov à eau, du même type que SK. Les études réalisées pour concevoir ce détecteur font l'objet du présent chapitre.

Pour mesurer les événements CCQE en détectant le proton de recul, il est nécessaire de disposer d'un détecteur à grain fin. En effet la connaissance de la fraction d'événements non-quasi-élastiques perturbant la reconstruction du spectre à SK est nécessaire pour une bonne mesure de θ_{23} et Δm^2 . On a proposé de construire une TPC à argon liquide de ~ 150 tonnes.

Comme expliqué précédemment les muons de haute énergie s'échappent du Cherenkov à eau. Ces événements sont dits être *partiellement contenus* (*partially contained* ou PC dans le jargon de l'expérience SK). On a donc proposé la construction d'un MRD (Muon Range Detector) servant à les arrêter, et permettant de reconstruire complètement leur spectre.

On envisage de construire ce complexe à environ 1850 m du site J-PARC, à une pro-

fondeur d'environ 50 m pour être au même angle par rapport à l'axe du faisceau que Super-Kamiokande. Des forages préliminaires ont déjà été effectués, et montrent que le site est adapté. La municipalité de Tokai met ce site gratuitement à la disposition des physiciens. Ce site n'est pas dans l'axe de Super-Kamiokande pour des raisons de génie civil et de coût ; le complexe de détecteurs à 2 km est dans la direction du projet détecteur Hyper-Kamiokande (symétrique de Super-Kamiokande par rapport au plan vertical contenant l'axe du faisceau).

4.1.1 Détecteur Cherenkov à eau

On constate qu'à 2 km, pour contenir les muons produits par les neutrinos d'environ 1 GeV, un détecteur d'environ 1 kilotonne est nécessaire. Notons qu'à 2 km on obtient au plus 1 événement par *spill* de l'accélérateur avec 1 kton, ce qui permet le bon fonctionnement d'un détecteur Cherenkov à eau non segmenté.

Pour contenir les muons le détecteur sera placé horizontalement, son axe de révolution étant quasi-confondu avec l'axe du faisceau. Le volume fiduciel de 100,2 tonnes sera décalé vers l'amont : la limite aval de ce volume sera placée à 4 m du mur de PMT au lieu de 2 m dans les autres directions, permettant de contenir plus de muons. Les gerbes électromagnétiques sont également contenues dans un tel volume. La conception est donc radicalement différente du détecteur Cherenkov à eau de K2K.

Le détecteur Cherenkov à eau sera installé dans une enceinte de 13,8 m de long construit au fond du hall, aligné dans la direction du faisceau. Cette enceinte permet d'isoler un volume d'eau cylindrique aligné le long du faisceau, de 9,3 m de diamètre et de 13,1 m de long. L'enceinte sera rendue étanche en appliquant un revêtement plastique sur les parois en béton. Les deux parois amont et aval du volume cylindrique ne sont pas soutenues par le mur en béton. Le volume cylindrique sera donc fermé à ses deux extrémités par des plaques d'acier de 20 mm maintenues par des poutres, pour soutenir la pression de l'eau. La figure 4.1 montre une vue de face du détecteur Cherenkov à eau. On envisage d'utiliser une électronique similaire à celle de Super-Kamiokande, et le même type de dispositif de purification d'eau.

4.1.2 Détecteur à Argon Liquide

Le design du détecteur à argon liquide est détaillé dans [3]. Il s'agit d'un dewar en acier de 7,2 m de diamètre et 8,5 m de long. L'argon liquide sera contenu dans un volume interne de 5 m de long et 6,6 m de diamètre. L'espace entre le dewar externe et le volume interne sera sous vide, avec plusieurs couches servant à maintenir une bonne isolation thermique. Le volume interne contiendrait 315 tonnes d'argon. Le volume instrumenté pour la TPC serait de 150 tonnes, donnant un volume fiduciel pour les interactions de neutrinos de 50 tonnes. La figure 4.2 montre une vue d'artiste de ce détecteur. Le fonctionnement de ce type de détecteur est expliqué par exemple dans [3] : comme dans une TPC à gaz, les traces chargées ionisent l'argon. Les électrons produits dérivent sur une longue distance (~ 2 m ici) vers l'anode dans le champ créé entre la cathode et les plans de fils de lecture (anodes). Le passage des électrons donne des signaux détectables sur les fils. De plus, l'argon scintille dans l'UV. Des PMT seront utilisés pour récupérer ce signal rapide de scintillation et l'utiliser comme trigger, et aussi pour obtenir une mesure du temps de dérive, et donc de la distance parcourue par les électrons. Chaque plan de fils (anode) donne une projection bi-dimensionnelle de l'événement, une coordonnée provenant de la

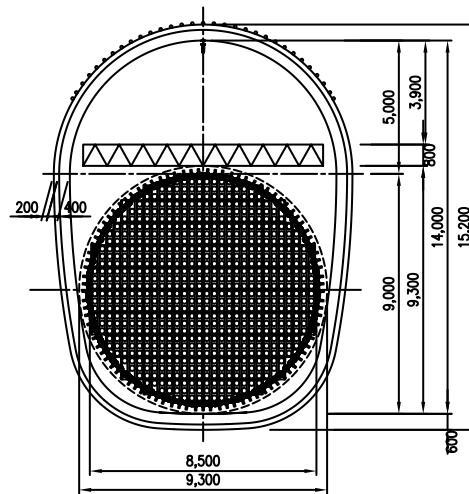


FIG. 4.1 – Vue de face du détecteur Cherenkov à eau à 2 km

position du fil touché et l'autre du temps de dérive. En combinant deux ou trois plans de fils on obtient une reconstruction tri-dimensionnelle de l'événement. L'excellente qualité de la reconstruction des traces, ainsi qu'une excellente identification du type de particules (notamment une très bonne séparation électron/ π^0) rend la TPC à argon liquide très intéressante.

L'une des particularités de la TPC à argon liquide à 2 km serait de disposer d'une cible de glace. En effet, les noyaux d'argon étant différents des noyaux d'oxygène, on attend des effets nucléaires différents, et donc des modifications dans les sections efficaces d'interaction rendant la comparaison des mesures dans l'argon et dans l'eau plus difficile. Il est donc prévu de placer deux plans de cathode au centre du détecteur, c'est-à-dire d'avoir deux volumes de dérive séparés autour du plan médiateur du détecteur. Chacun des deux volumes dispose de plans de fils (anodes) permettant la lecture. Le volume situé entre les deux plans cathodiques sera rempli de glace, de H_2O ou CO_2 . Les particules s'échappant de la glace sont ensuite visibles dans la TPC. Il faut éviter tout contact entre la glace et l'argon, la pureté de l'argon étant un facteur déterminant dans ce type de détecteur. En utilisant les événements ayant lieu dans la glace, on peut mesurer la correction due aux effets nucléaires entre argon et oxygène. La mesure dans l'argon liquide peut alors être utilisée pour extrapoler la fraction d'événements non-QE dans l'échantillon à un seul anneau à Super-Kamiokande. Des études sont en cours [79] pour estimer la performance en termes d'oscillations de neutrinos de ce détecteur. Ce détecteur enregistrerait 200000 événements par an.

4.1.3 Muon Range Detector

Un MRD a été utilisé à K2K. Le MRD envisagé ici est de conception légèrement différente, et n'utilise pas les tubes à dérive du MRD de K2K. Il s'agit d'utiliser 22 plans

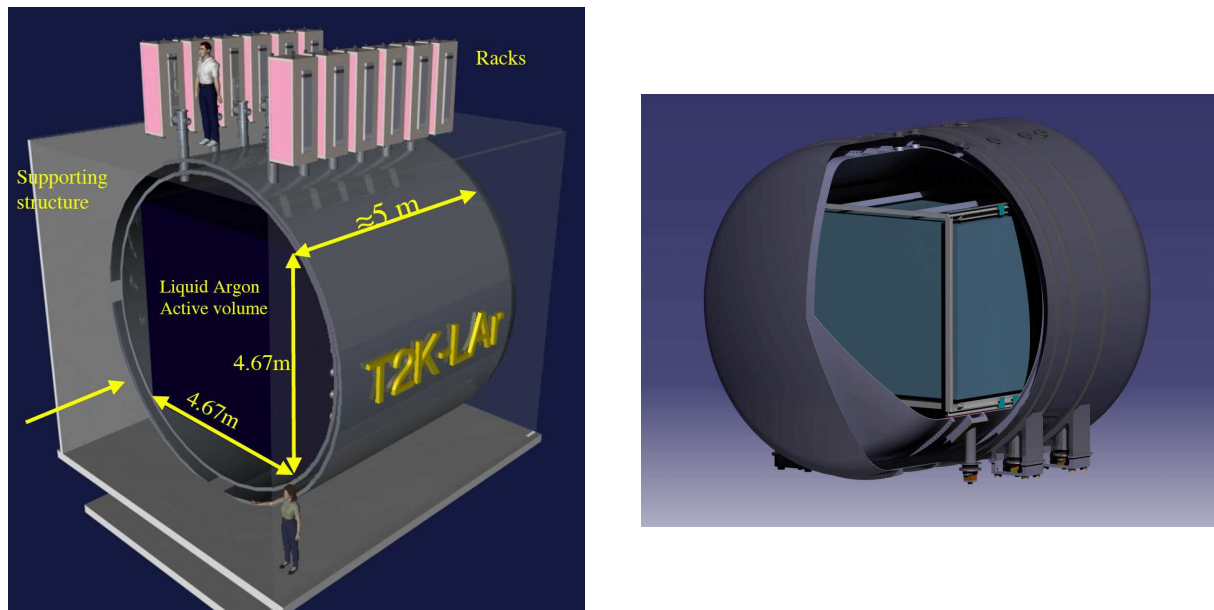


FIG. 4.2 – Schémas du détecteur à argon liquide envisagé pour T2K

en acier, d'épaisseur croissante pour maintenir constante la résolution relative sur l'énergie reconstruite. Les deux premiers plans d'acier auront une épaisseur de 2,5 cm, les deux suivants de 5 cm, les dix suivants de 10 cm, et les huit derniers de 20 cm. Chacun de ces plans sera immédiatement suivi d'un plan de barres de scintillateur plastique croisées pour obtenir un point (X,Y) de la trace du muon. Le détecteur sera de plus précédé de deux plans de scintillateur de 9 cm d'épaisseur. La taille prévue du détecteur est de 7,5 m × 7,5 m × 4,9 m. La taille du détecteur ne peut dépasser 5 m pour des raisons de place dans le hall souterrain. L'épaisseur totale de ce MRD correspond à une perte d'énergie de $\approx 3,5$ GeV pour les muons.

Les plans de scintillateur plastique seront formés de 187 bandes, de 4 cm de large, 1 cm d'épaisseur et 7,5 m de long pour un MRD carré. Chaque bande est munie d'une fibre à décalage de longueur d'onde afin de capturer, décaler et transporter les photons à chaque bout. Les deux extrémités de chaque bande de scintillateur seront couplées à l'aide de fibre à des PMT multi-anodes.

La figure 4.3 montre un schéma de ce détecteur. Notons que des études sont en cours pour réduire la consommation d'acier. Au lieu d'utiliser des plans carrés, on utiliserait des plans octogonaux, en réduisant progressivement la taille de 7,5 m à 5,2 m [80].

Le MRD n'aurait pas seulement pour but d'obtenir une mesure de la queue de haute énergie du spectre de ν_μ . En effet, ces ν_μ de haute énergie proviennent surtout des désintégrations à deux corps des kaons produits lors de la collision des protons sur la cible ($K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$). Mais les désintégrations à trois corps $Ke3$ de ces kaons sont une source non négligeable de ν_e du faisceau (environ 23% dans la fenêtre en énergie utilisée au chapitre 6). La mesure du MRD fournira une contrainte sur la production des kaons, et donc sur une partie de la contamination en ν_e du faisceau.

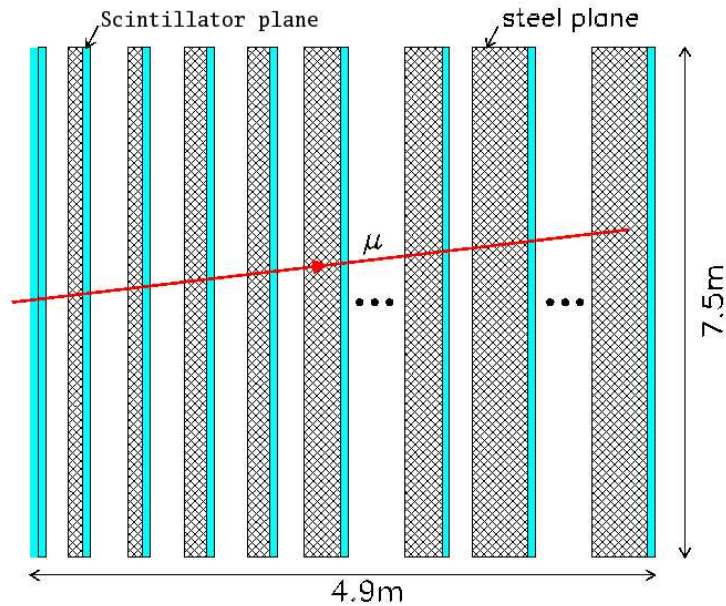


FIG. 4.3 – Vue de profil du détecteur MRD. La réduction de la taille des plaques d’acier n’a pas été portée sur ce schéma. Extrait de [3].

4.2 Simulation de Monte-Carlo

4.2.1 Principe

Une simulation indépendante et complète de l’ensemble du complexe de détecteurs à 2 km a été développée au cours de mon travail de thèse, en étroite collaboration avec les équipes de Duke University, Boston University, Louisiana State University, University of California at Irvine et de ICCR (U. Tokyo).

Le programme utilise la bibliothèque GEANT4 [49], et peut lire des fichiers d’entrée au format texte NUANCE [81] ; des fichiers sont produits au format ROOT [82], pouvant être traités par ROOT, ou convertis au format ZBS de SK puis traités par le logiciel de reconstruction de K2K/Super-Kamiokande.

4.2.2 Simulation du Cherenkov à eau

À K2K, où le détecteur 1KT de KEK datant d’une expérience plus ancienne était réutilisé, on avait choisi exactement la même technologie qu’à Super-Kamiokande, en particulier les mêmes PMT. Le réservoir était vertical. Cette orientation n’étant pas modifiable, une grande partie des muons s’échappaient et le 1KT ne pouvait mesurer que la partie de basse énergie du faisceau de K2K. Les résultats ont également suggéré que la basse granularité (680 PMT de 50 cm de diamètre) dans un petit détecteur donne des efficacités inférieures à celles de SK pour la séparation e/μ ainsi que pour le comptage d’anneaux ; de plus la reconstruction du vertex est entachée d’une plus grande erreur rela-

tivement à la taille du détecteur ce qui induit un biais systématique plus important dans la reconstruction du volume fiduciel [1]. Pour la conception du nouveau détecteur, on a voulu quantifier précisément ces effets, pour décider de la meilleure pixelisation. L'idée n'est plus d'utiliser exactement la même technologie qu'à Super-Kamiokande, mais de faire les choix permettant d'avoir les réponses les plus proches possibles pour que les biais systématiques se compensent dans les rapports SK/2KM.

Trois géométries sont donc disponibles : 2KM-8 et 2KM-20 décrivent le détecteur à 2 km, équipé de 5660 tubes de 8 pouces ou de 841 tubes de 20 pouces (ceux de Super-Kamiokande); enfin la géométrie 1KT décrivant le détecteur de K2K (680 tubes de 20 pouces) est disponible.

Dans tous les cas le cylindre est un empilement de N_r « anneaux » (resp. 12, 35 et 42 anneaux), qui sont des cylindres à base polygonale, avec $N_\phi = 38$ faces pour 1KT, 102 pour 2KM-8 et 35 pour 2KM-20. Chacune de ces faces porte un PMT. Les PMT sont espacés de 70 cm dans le cas des PMT de 20 pouces (1KT, 2KM-20) et de ~ 28 cm pour le cas des PMT de 8 pouces. Notons que la géométrie 1KT est une approximation de la géométrie du détecteur 1KT qui est un 19-gone, avec 2 PMT par face. Pour les « couvercles » (*endcaps*) les PMT sont répartis en X,Y par translation et copie d'une « unité » comportant un PMT. Le remplissage n'est donc pas à symétrie circulaire.

Dans la simulation les PMT sont hémisphériques, et placés sur un plan de *black sheet* (plastique noir utilisé à Super-Kamiokande pour tapisser l'ID). L'épaisseur du verre est de 1 cm pour les PMT de 20 pouces (50 cm) et de 0,5 cm pour les PMT de 8 pouces (20 cm). La couverture photo-cathodique atteinte est de $\approx 40\%$ dans tous les cas. La photo-cathode est simulée de manière approximative, pour des raisons techniques liées à la façon dont GEANT4 attribue un identifiant unique aux détecteurs sensibles. On a introduit une interface entre la paroi en verre et l'intérieur du PMT, pour simuler l'effet de la photo-cathode. Ce volume intérieur est le volume sensible du détecteur : lorsqu'un photon optique le traverse il est détecté. En effet, pour économiser du temps de calcul, on introduit l'effet de l'efficacité quantique lors de la production du photon ; si le tirage aléatoire montre qu'il ne sera pas détecté il n'est même pas simulé. On utilise la même distribution d'efficacité quantique que pour la simulation de Super-Kamiokande.

4.2.3 Simulation de l'effet Cherenkov

L'émission des photons Cherenkov est traitée par les routines internes à GEANT4. L'intérêt d'utiliser GEANT4 est qu'il contient déjà les mécanismes de diffusion Rayleigh, et un modèle de simulation de dioptries plus complet que GEANT3. On doit préciser les valeurs des longueurs de diffusion Rayleigh et d'absorption en fonction de la longueur d'onde. On a utilisé les longueurs de Super-Kamiokande. La longueur de diffusion Rayleigh est prise égale à $L_{scat}^{-1} = R \times \frac{2.332 \cdot 10^8}{\lambda^4}$ en m^{-1} , où R est un coefficient de réglage obtenu par les mesures de transparence de l'eau (muons cosmiques et laser). La diffusion de Mie n'est pas implémentée dans GEANT4 mais elle est de faible importance pour des détecteurs de petite taille.

Remarque : Pour pouvoir exploiter pleinement les algorithmes de traversée de dioptries déjà implémentés dans GEANT4, il faudrait avoir mesuré les indices de réfraction complexes de tous les milieux, et ce genre de mesure n'est pas accessible à ce stade du projet.

4.2.4 Numérisation

Une fois les PMT touchés enregistrés on numérise l'événement. Un décalage de 950 ns est d'abord ajouté à tous les temps d'impact pour reproduire les données (cette valeur provient des longueurs de câbles et des dispositifs de retard utilisés à 1KT. Elle a été obtenue empiriquement).

La décision de déclencher l'acquisition est prise en utilisant l'algorithme du 1KT (ou de SK). Un histogramme de tous les temps d'impact avec des bins de 5ns est créé, et une fenêtre en temps de 200 ns est déplacée par pas de 5 ns, depuis le premier temps. Le t_0 du trigger est le plus petit temps (bord inférieur de la fenêtre) pour lequel $n = 11$ hits sont vus dans la fenêtre. Ceci signifie qu'un signal de trigger est généré dès que 11 tubes sont touchés en moins de 200 ns. Ce nombre $n = 11$ a été ajusté pour simuler au mieux les distributions en temps des muons cosmiques.

Pour déterminer la charge numérisée du $i^{\text{ième}}$ PMT, on somme le nombre N_i de photons détectés pendant un temps d'intégration. Ce temps d'intégration est $\min(t_0 + 950 \text{ ns}, t_0^i + 300 \text{ ns})$, où t_0^i est le temps du premier impact sur le $i^{\text{ième}}$ PMT. En effet une porte logique de 950 ns de largeur est ouverte à partir du t_0 de l'événement, et couvre l'ensemble du détecteur. De plus le module électronique ATM (cf chapitre 2) permet à chaque PMT d'enregistrer pendant 300 ns à partir du premier impact détecté. Il est donc logique d'éliminer les impacts en dehors de la plus basse de ces deux limites. Il s'agit ensuite de convertir ce nombre N_i de photo-électrons en une charge numérisée. Pour chaque $p.e.$ détecté on tire un nombre aléatoire selon la *densité de probabilité à un photo-électron* (cf figure 2.2) obtenue par étalonnage des PMT du 1KT; et ce y compris pour les PMT de 8 pouces car aucune donnée n'est disponible à ce jour. La charge numérisée est la somme de ces nombres aléatoires*. Cette dernière est ensuite modifiée par une fonction simulant un seuil (on utilise la routine de 1KT/SK) : le PMT est déclaré touché si la charge est supérieure à un seuil (lui-même dépendant de la charge), correspondant en pratique à environ 0,3 $p.e.$ Un facteur de correction ϵ commun à tous les PMT est ensuite appliqué sur cette charge numérisée, pour que la quantité de lumière par unité de longueur produite par une particule au minimum d'ionisation soit la même dans les données réelles et simulées (cf plus bas).

Pour obtenir le temps numérisé d'un PMT donné, on considère le temps du premier impact détecté par ce PMT. On lui ajoute un décalage aléatoire gaussien, simulant le *jitter* du tube; la largeur du jitter dépend de la charge détectée. On a empiriquement choisi une loi de la forme $a + b/\sqrt{n}$. Pour les tubes de 20 pouces $a = 0,33$ et $b = 3,2$ ont été ajustés pour reproduire les données tabulées prises à SK; pour les tubes de 8 pouces on a pris $b = 1,4$.

Rappelons que Super-Kamiokande est capable (cf chap 2) de détecter les électrons de désintégration des muons. Les électrons de désintégration produits pendant les 950 ns de l'événement principal sont dits *gate-e-*. Les électrons produits en-dehors de cette plage de temps déclenchent un événement indépendant, rattaché au premier événement pendant la phase de réduction des données. On parle alors de *sub-event*. Il y a une plage de temps entre deux triggers successifs où l'efficacité de l'électronique est très faible entre les deux événements. Les électrons dans cette zone sont dits *bye-bye e-*. Dans le simulateur «officiel», cette électronique est décrite en utilisant la pile de traces de GEANT3 : les traces

*Notons que ces tirages peuvent être approchés avec une assez bonne précision par un seul tirage selon une loi gaussienne de moyenne N_i et de variance $\sqrt{N_i}$.

des particules de désintégrations sont suivies dans un événement indépendant lorsque ces particules sont produites au-delà de la porte correspondant à l'événement principal. Cet événement secondaire est ensuite accolé à l'événement principal, en imitant la procédure suivie dans les données. Pour le moment ceci n'est pas implémenté dans le simulateur du 2 km ; l'information sur les électrons de désintégration avec $t_{decay} > \sim 900$ ns est donc perdue. Les *e- in gate* sont en revanche présents et correctement simulés.

4.2.5 Réglage fin à l'aide des données cosmiques 1KT de K2K

La stratégie de cet ajustement avec les données est inspirée de celle que l'on utilise à Super-Kamiokande ou 1KT, avec quelques simplifications car il n'est pas possible de simuler tous les types de données dans l'état actuel du programme. En particulier les muons cosmiques s'arrêtant (*stopping muons*) ne peuvent pas être utilisés car seuls ceux donnant un électron dans un événement secondaire sont retenus pour l'analyse.

On effectue ce réglage en mode 1KT. Seule la géométrie sera changée pour simuler des événements dans le détecteur à 2 km.

On commence donc par simuler les muons cosmiques verticaux traversant le détecteur en mode 1KT. Ceci permet d'ajuster la charge totale détectée, ainsi que les longueurs de diffusion et d'absorption de l'eau. On simule ensuite des événements neutrinos correspondant au faisceau de K2K, et on contrôle les estimateurs standard (comptage d'anneaux, séparation e/μ). Le pic de masse des π^0 sert à mesurer l'échelle d'énergie.

Paramètres libres

Pour régler le simulateur sur les données cosmiques, on a fait varier un paramètre d'efficacité ϵ dans le digitiseur, multipliant la charge reçue par un PMT. Ce facteur est commun à tous les PMT à ce stade et simule les effets de gain dans le détecteur 1KT. On ajuste la quantité totale de charge à l'aide de ce paramètre.

On a également autorisé la variation de la longueur de diffusion Rayleigh, par un coefficient multiplicatif R . Comme expliqué au chapitre 2, les phénomènes de diffusion dans l'eau sont assez complexes, et certains effets (dépolariation par exemple) ne sont pas pris en compte dans le modèle utilisé par GEANT4. Autoriser une variation de la longueur de diffusion (c'est-à-dire s'éloigner de la formule d'Einstein-Smoluchowski) n'est donc pas dénué de sens. Pour contrôler complètement ces longueurs on pourrait également simuler les mesures de transparence par laser dans 1KT et comparer aux données prises à K2K, mais cela n'a pas été possible dans le temps imparti.

Les réflexions sont plus importantes dans les détecteurs Cherenkov de petite taille qu'à Super-Kamiokande. Pour les réflexions sur le plastique noir *black sheet*, on a utilisé la réflectivité mesurée à Super-Kamiokande. Une augmentation de 5% a été ajoutée pour reproduire les données cosmiques. La réflexion à la surface des PMT est donnée par les lois de Fresnel pour le dioptre eau/verre. On a fixé l'indice de réfraction du verre à 1,6 après ajustement sur les données cosmiques. Comme l'efficacité quantique mesurée prend en compte l'effet de l'absorption du verre le verre est considéré comme n'absorbant pas la lumière pour éviter un effet de double comptage. Comme expliqué plus haut seule la *mesure* de l'indice de réfraction *complexe* du verre des PMT permettrait d'exploiter au mieux les possibilités de GEANT4.

On a aussi fait varier le temps t_0 ainsi que le niveau de déclenchement du trigger pour accorder les distributions temporelles.

Simulation de muons cosmiques

Pour ces runs cosmiques on place deux scintillateurs en coïncidence au-dessus du détecteur, sélectionnant les muons les traversant tous les deux ainsi que le réservoir. La surface couverte par ce dispositif est circulaire, de rayon 60 cm, ce qui correspond à 4 PMT du sommet.

Des événements muons traversant verticalement le 1KT ont été reconstruits avec *mf-mufit*, le fitter rapide de muons cosmiques (voir paragraphe suivant). On utilise leur vertex[†] et leur trace en entrée du programme, en leur attribuant une énergie tirée aléatoirement sur le spectre des muons cosmiques (avec un cut-off infrarouge à 3 GeV). Il s'agit donc d'événements Monte-Carlo simulés à partir des données. On simule ces événements dans le simulateur GEANT4 en mode 1KT, on applique le fitter rapide *mf-mufit* (voir paragraphe suivant) et on compare diverses distributions entre données et Monte-Carlo.

Fitter rapide de muons

Ce fitter rapide a été développé pour Super-Kamiokande, et adapté pour le 1KT de K2K. Pour l'adapter au détecteur à 2 km il a fallu tenir compte des différences géométriques. On considère que le point d'entrée des muons est le centre de l'un des quatre PMT situés en dessous du trigger. On choisit donc deux points de départ, puis on affine la recherche en utilisant un estimateur spécial.

Le point d'entrée est choisi parmi les centres des PMT touchés en premier. On demande en plus qu'un PMT voisin au moins soit touché dans les ± 5 ns pour éliminer les bruits. Il est ensuite maintenu fixé tout au long du fit. Pour les PMT de sortie, le point de départ du fit est obtenu en calculant un barycentre des PMT saturés

$$\vec{X} = \frac{1}{\sum_j \text{PMTsat} q_j} \sum_j \text{PMTsat} q_j \vec{x}_j.$$

En effet autour du point de sortie d'une particule les PMT ont collecté une grande quantité de lumière et sont saturés. Pour les PMT de 20 inch et l'électronique de Super-Kamiokande cela correspond à une valeur de 200 *p.e.*

On utilise ensuite une méthode de «grid fit» pour améliorer la précision, où les points d'entrée et de sortie sont maintenus sur la paroi du détecteur. On fait varier la direction de la trace du muon en maximisant l'estimateur suivant :

$$\text{goodness} = \frac{1}{\sum \frac{1}{\sigma_i^2}} \sum \frac{1}{\sigma_i^2} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t_i - T_i}{1.5\sigma_i} \right)^2 \right]$$

où t_i est le temps d'impact sur le $i^{\text{ième}}$ PMT et $\sigma_i \sim 3$ ns la résolution en temps de ce PMT. T_i est le temps d'impact sur le $i^{\text{ième}}$ PMT calculé à partir du point d'entrée et de la direction candidats :

$$T_i = T + \frac{L}{c} + \frac{l}{c/n}.$$

Pour chaque PMT on fait l'hypothèse qu'il a été atteint par des photons directs (*i.e.* non diffusés), émis avec un angle Cherenkov de 41.9° (maximum pour l'eau) par rapport à la trace candidate. On obtient ainsi L la longueur parcourue sur la trace du muon depuis

[†]comme le fitter ne peut renvoyer que les coordonnées des centres des PMT sous le trigger, on tire le vertex uniformément sur la surface du carré de 70 cm auquel appartient le vertex reconstruit.

le point d'entrée, et l la longueur de la trajectoire du photon. Notons que cet estimateur vaut au maximum 1. Cette procédure de maximisation est itérée quatre fois et le pas de la grille est réduit à chaque itération.

Ce fitter est utilisé pour obtenir une mesure de la transparence de l'eau comme expliqué au chapitre 2.

Résultats

Pour sélectionner les événements on effectue deux coupures géométriques : on élimine les événements dont le vertex est reconstruit en dehors du cercle de rayon 60 cm défini par les scintillateurs, centré sur le point de coordonnées (-70 cm, 70 cm). On élimine aussi les événements dont le point de sortie est reconstruit à moins de 280 cm des murs. Ceci permet de garder les traces les plus verticales possibles. L'efficacité après ces coupures est de $41,5\% \pm 0,7$ (stat) dans le Monte-Carlo GEANT4 après ajustement. On a vérifié que ces coupures n'introduisent pas de biais en énergie. La figure 4.4 résume l'effet de ces coupures sur les paramètres reconstruits. Rappelons que le point d'entrée reconstruit est nécessairement égal au centre de l'un des PMT du sommet ; ses coordonnées sont donc discrètes avec un pas de 70 cm. De plus on sait par expérience que l'on simule mal la charge induite au niveau du point d'entrée d'une particule (cf fig. 4.8), et ce dans toutes les simulations (GEANT3 et GEANT4). Ceci requiert de simuler complètement le passage des muons à travers les PMT et demande aussi de simuler la forme exacte des PMT. Cette quantité de charge est faible comparée au reste de la charge. L'effet principal observé dans les données est la présence d'un *cluster* de PMT touchés autour du point d'entrée ; c'est sur cet effet que repose le fonctionnement de *mfmufit*. Le Monte-Carlo GEANT4 reproduit cet effet mais la charge autour du point d'entrée y est beaucoup plus faible (cf fig. 4.8), ce qui explique la perte d'efficacité due aux coupures (le point d'entrée n'est pas identifié). Pour cette étude cette perte d'efficacité n'est pas gênante car on étudie des estimateurs simples (cf plus bas) qui ne sont pas biaisés par ces coupures. Pour les études d'oscillations de neutrinos, on n'utilise pas les événements entrants, cette différence entre MC et données n'est pas non plus un handicap.

Une fois l'échantillon sélectionné, on étudie les observables suivantes :

1. la charge totale Q (cf figure 4.6)
2. la charge totale sur le fond et le mur du détecteur Q_{all}
3. les rapports Q_{out43}/Q_{all} et Q_{out50}/Q_{all} , où $Q_{out\alpha}$ est la quantité de charge située en dehors du cône d'angle α (en degrés), dont le sommet est le vertex reconstruit et l'axe la trace reconstruite (cf fig. 4.7).
L'estimateur Q_{all} est bien simulé ($Q \approx Q_{all}$). Les rapports Q_{out43}/Q_{all} et Q_{out50}/Q_{all} mesurent la quantité de lumière diffusée.
4. le rapport Q/L_{track} , dit échelle de charge. Un muon cosmique traversant étant une particule au minimum (MIP), on obtient une mesure du nombre moyen de photons Cherenkov par unité de longueur correspondant à une MIP. Ceci fournit une première mesure de l'échelle d'énergie.

On compare également les distributions en temps sur les trois parties du détecteur (fond, sommet, mur).

Après ajustement du paramètre ϵ à 0,985 on obtient, la différence entre le MC et les données est de $-0,97\% \pm 0,27\%$ (comparaisons des moyennes après fit gaussien) pour

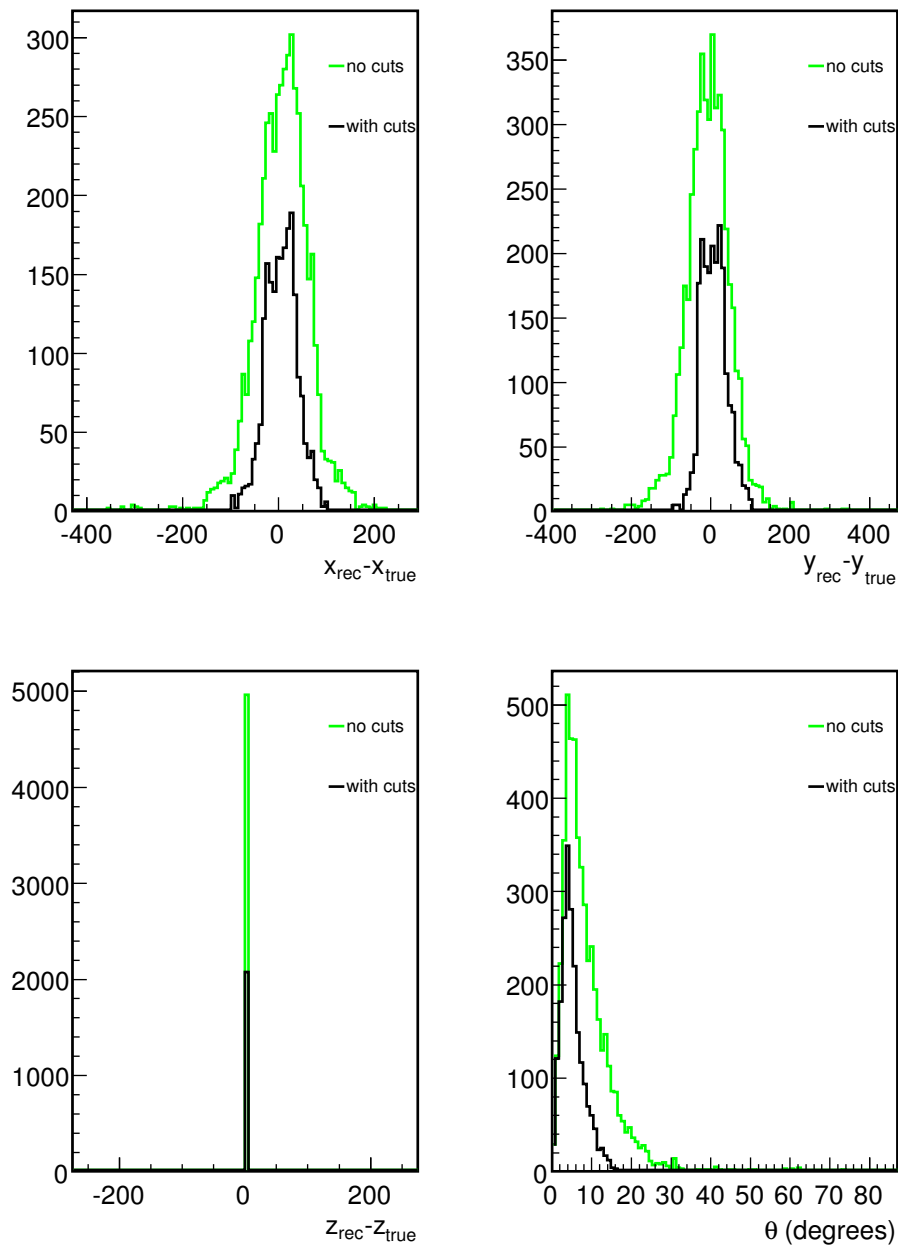


FIG. 4.4 – Évènements simulés : distribution des quantités $x_{reconstruit} - x_{vrai}$, $y_{reconstruit} - y_{vrai}$, $z_{reconstruit} - z_{vrai}$, et de l'angle entre la direction reconstruite et la direction vraie. Les histogrammes en vert comprennent tous les événements, les histogrammes en noir montrent l'effet des coupures géométriques (point de sortie à moins de 2,8 m des murs et vertex sous le trigger).

l'échelle de charge, et de $0,13\% \pm 0,26\%$ pour la charge totale. Notons que ϵ est très peu différent de 1, ce qui montre que la quantité de lumière produite sans correction est très proche de la quantité effectivement mesurée.

On a également divisé les longueurs de diffusion Rayleigh de Super-Kamiokande par $R = 1,5$ (indépendant de la longueur d'onde). Pour les rapports de charges la différence est alors de $-5,0\%$ et $-5,5\%$ (cf figure 4.7).

Une telle augmentation de la diffusion peut surprendre. Cet effet avait déjà été observé dans des versions antérieures de la simulation GEANT3 du 1KT de K2K. La dépolarisation n'étant pas prise en compte dans le modèle on peut penser que la distribution angulaire n'est pas exactement reproduite. On n'a pas utilisé la formule d'Einstein-Smoluchowski (cf chap. 2)

On peut enfin étudier les *profils de charge*. Il s'agit de calculer, pour chaque PMT touché, la charge corrigée de l'atténuation dans l'eau et de l'acceptance angulaire du PMT, c'est-à-dire

$$q_{corr,i} = \frac{q_i}{f(\theta) \exp(-\frac{l}{L})}, \quad (4.1)$$

où $f(\theta)$ est l'aire effective d'un PMT sous l'incidence θ (voir [54] pour les détails), obtenue par des mesures à Super-Kamiokande. On prend $L = 100$ m pour ce calcul. On obtient ainsi la distribution bidimensionnelle (θ, q_{corr}) que l'on représente par un profil en moyennant les résultats dans chaque bin en θ . Ce type de calcul est très utilisé dans les détecteurs Cherenkov à eau. Comme on le voit sur la figure 4.5 le Monte-Carlo reproduit la distribution angulaire de la lumière Cherenkov des données à mieux que 10% près sauf aux très grands angles où les effets des réflexions etc. deviennent très importants.

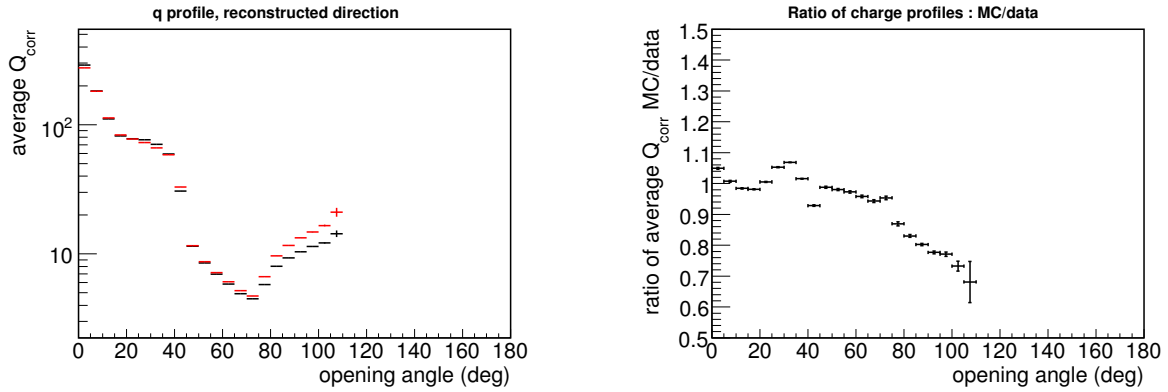


FIG. 4.5 – Profils de charge pour les données 1KT (en rouge) et le Monte-Carlo GEANT4 (en noir), et rapport des deux profils. Le MC reproduit la distribution angulaire à 10% près. Aux très grands angles la reproduction est moins bonne.

Après fit gaussien des distributions des temps d'impact sur les PMT du fond, le temps moyen est de 976,2 ns pour les données et de 978,8 ns pour le MC. Il reste donc un décalage résiduel, d'environ 2 ns. Ceci correspond à la fois à un décalage dans le trigger, et aussi dans le décalage global de 950 ns utilisé dans la simulation (en pratique il peut dépendre des PMT, et des tables de calibration sont implicitement utilisées pour les données et non dans le Monte-Carlo).

Notons que les photons se propagent à la vitesse de groupe dans l'eau, et non à la vitesse de phase. Ceci n'a été implémenté que tardivement dans GEANT4 (version 4.7.0 corrigée communiquée à l'avance par P. Gumplinger, responsable de la simulation des photons optiques de la collaboration GEANT4). On fournit au programme l'indice de réfraction $n(\lambda)$ pour la vitesse de phase. Il lui correspond un indice de réfraction effectif pour la vitesse de groupe [51] valant au premier ordre $n_{eff}(\lambda) = n(\lambda) - \lambda \frac{dn}{d\lambda}$. Ces deux indices sont précisément ajustés par des polynômes dans la simulation de Super-Kamiokande, mais dans GEANT4 un calcul moins précis de n_{eff} est obtenu à partir de la table $n(\lambda)$ fournie par l'utilisateur.

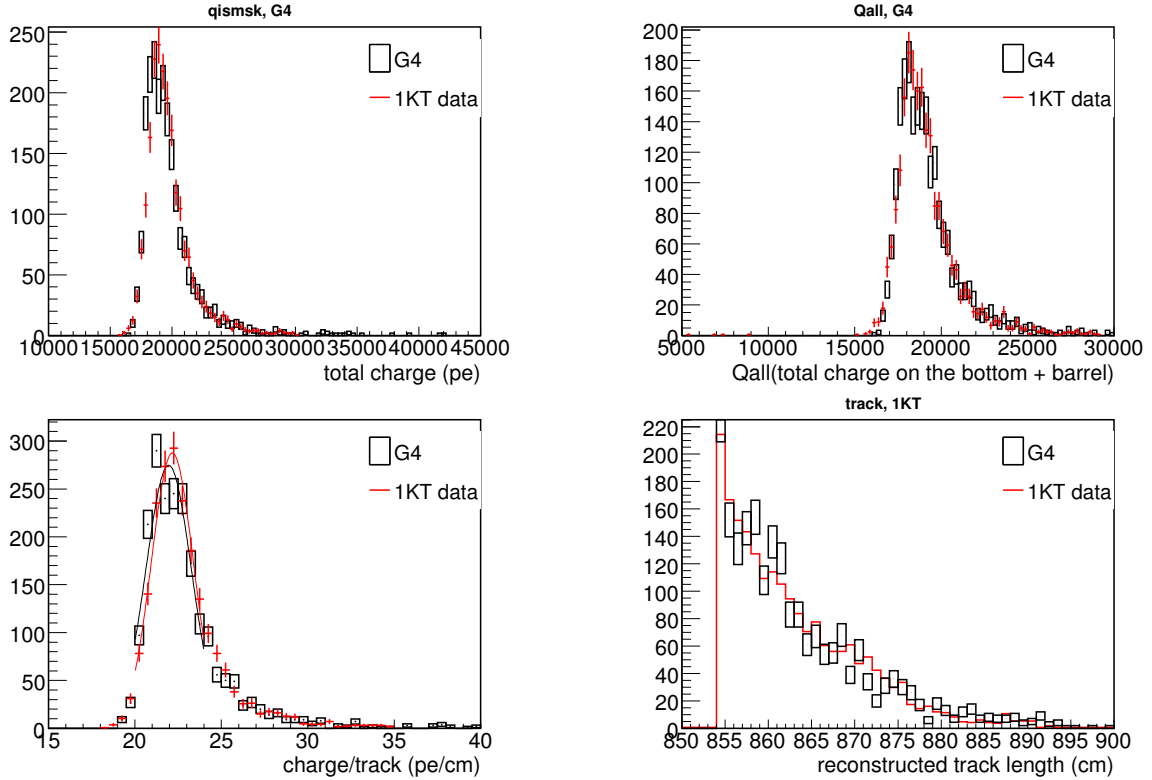


FIG. 4.6 – Comparaison entre données (points rouges) et Monte-Carlo (boîtes noires). L'accord est très bon pour toutes les observables : charge totale (en haut, à gauche), Q_{all} (en haut à droite), échelle de charge (en bas à gauche) avec fit gaussien, et longueur des traces reconstruites (en bas à droite) utilisée pour obtenir l'échelle de charge. Toutes les charges sont en photo-électrons.

Pour le réglage des réflexions (sur les PMT et le *black sheet*) on utilise les distributions en temps : le second pic dans la distribution des temps sur le sommet (figure 4.9) est dû aux photons réfléchis sur le fond du détecteur. On constate également un décalage d'environ 5 ns entre les données et le Monte-Carlo pour la position de ce pic, pour les mêmes raisons que précédemment. Ce pic a été ajusté grossièrement en augmentant la réflectivité du *black sheet* de 5% par rapport à la valeur utilisée dans le simulateur de Super-Kamiokande.

4.2.6 Comparaison aux données faisceau de K2K

Une fois les paramètres ajustés à l'aide des données cosmiques, on simule des événements ν_μ du faisceau de K2K et on compare les distributions obtenues aux données après reconstruction. On a utilisé le programme de reconstruction dit *k2k02a*, le même que celui utilisé pour reconstruire les données, mis à part quelques changements géométriques nécessaires (numérotation des tubes). La séparation FC/PC (événements contenus/sortants) s'effectue à l'aide de la variable *pomax20deg* : il s'agit du nombre de photo-électrons enregistrés par le PMT le plus touché, situé dans le cône de 20 degrés autour de la trace reconstruite. Comme le montre la figure 4.10 la réponse du simulateur est sensiblement différente de celle des données. La saturation de l'électronique est sommairement décrite dans le simulateur GEANT4 : tous les ATM ont un piédestal à 1000 coups, et sont saturés

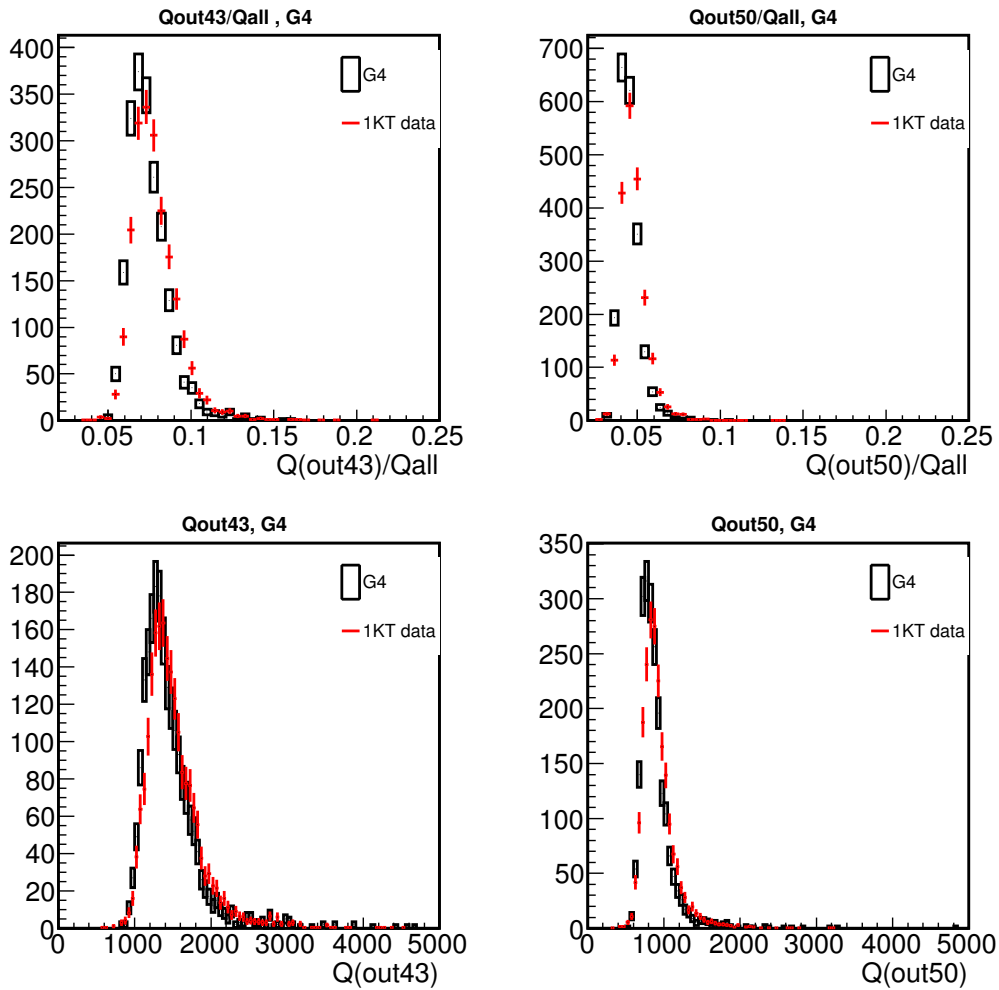


FIG. 4.7 – Distributions de la charge en dehors des cônes de demi-angles 43° et 50° , et des rapports $Q_{\text{out43}}/Q_{\text{all}}$ et $Q_{\text{out50}}/Q_{\text{all}}$ après ajustement des longueurs de diffusion Rayleigh. Les charges sont exprimées en nombre de photo-électrons.

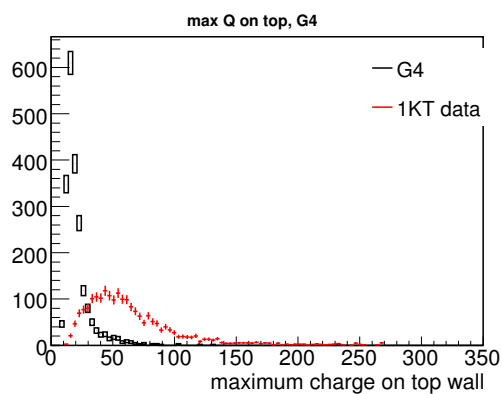


FIG. 4.8 – Charge maximale (en p.e.) enregistrée sur un PMT du sommet du détecteur. Le désaccord est très important et montre la difficulté de simuler correctement le point d'entrée d'une particule.

lorsque les 12 bits sont à 1, ce qui correspond à un pic à 309,5 photo-électrons. Pour le vrai détecteur, les ATM ont des piédestaux différents ce qui étale le pic.

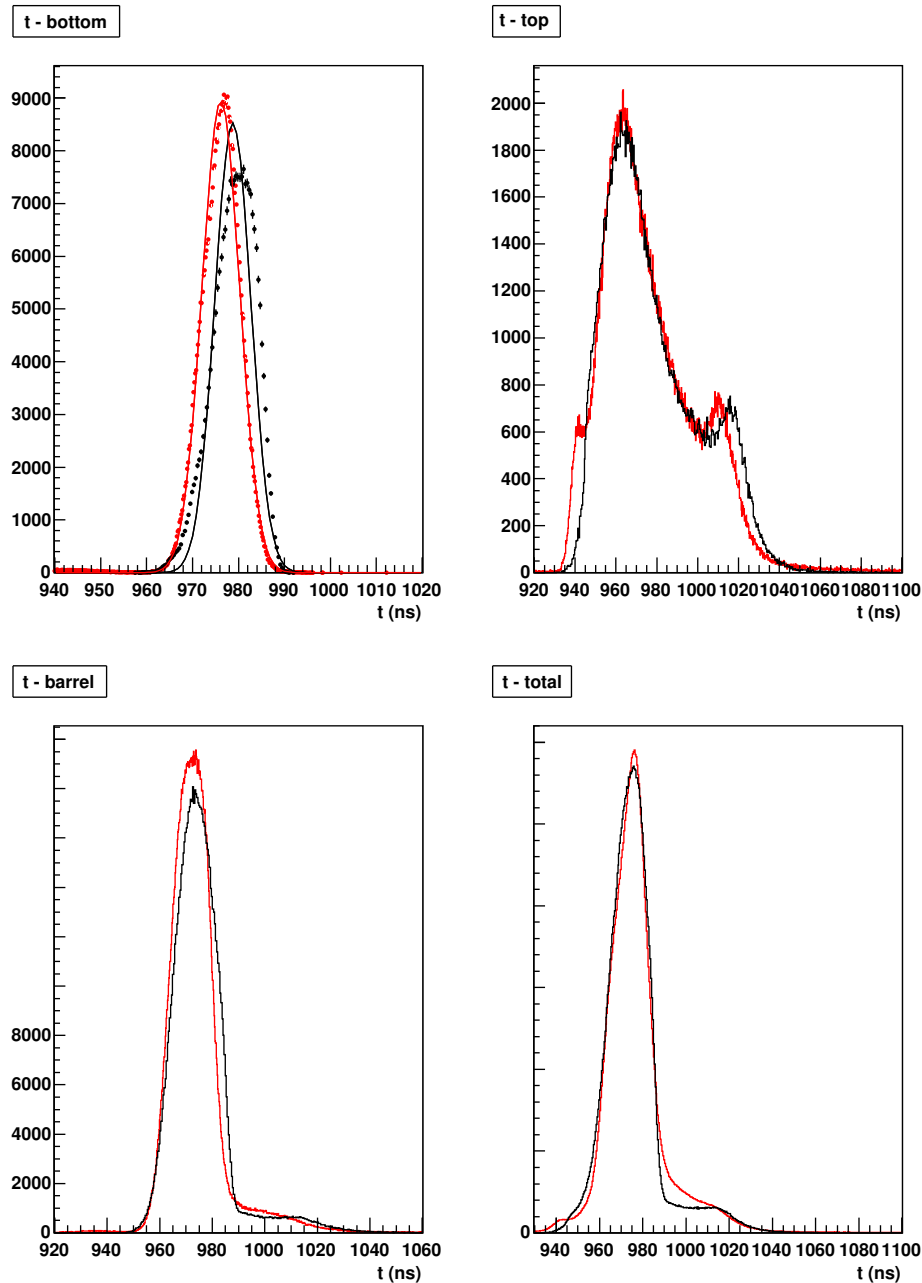


FIG. 4.9 – Temps d’impacts sur les PMT du fond, du sommet, du «mur», et sur l’ensemble des PMT. (voir texte).

Les résolutions sur les directions et le vertex pour diverses catégories d’événements sont résumées dans les figures 4.11, et dans la table 4.1. La résolution en position et en direction des événements à un anneau est légèrement inférieure pour le Monte-Carlo GEANT4, ce qui est probablement dû au fait que les motifs de charge attendue utilisés dans tous les calculs (cf chapitre 5, notamment le paragraphe 5.3) sont mieux adaptés à la simulation officielle (note : une légère erreur dans le programme de recherche du vertex a également été découverte et corrigée lors de la reconstruction des événements Monte-Carlo).

En ce qui concerne le comptage d’anneaux, plusieurs effets peuvent expliquer le désac-

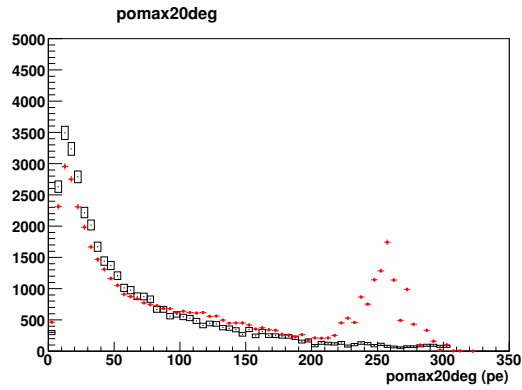


FIG. 4.10 – Distribution de la variable $pomax20deg$ dans les données 2003-2004 et le Monte-Carlo GEANT4. Des différences sont visibles. La saturation des PMT n'est pas simulée dans le Monte-Carlo, seule la saturation de l'électronique (pic à 309.5 p.e.) est présente.

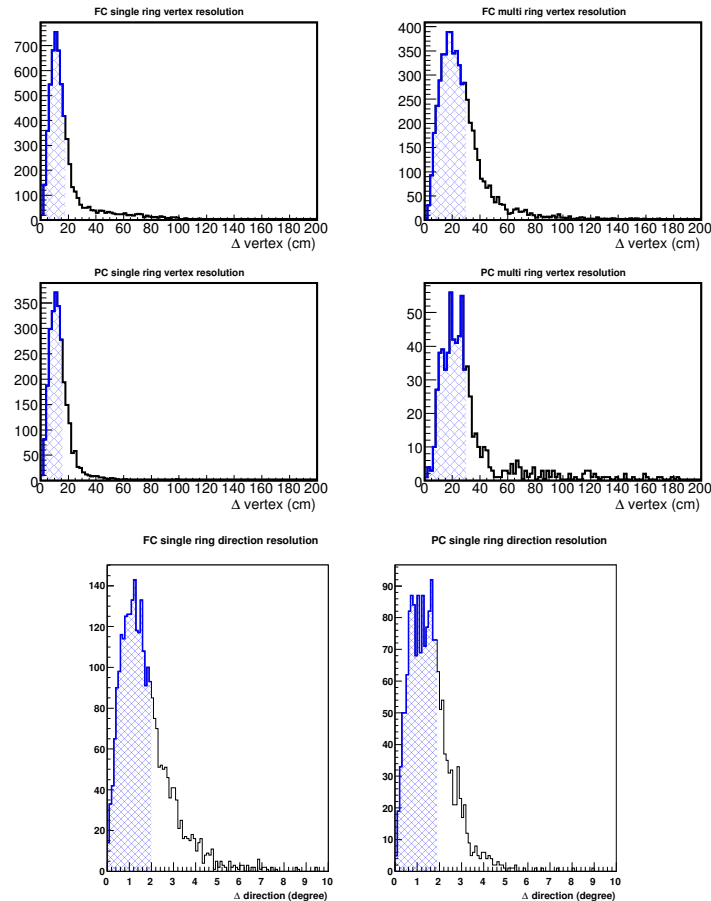


FIG. 4.11 – En haut : Résolution sur le vertex pour les événements contenus (FC) et non contenus (PC), à un anneau (1R) ou plus (multi-R). La partie hachurée correspond à 68% de l'intégrale. En bas : Angle entre la direction reconstruite et la direction vraie pour les événements à un anneau (FC et PC). Les valeurs sont compatibles avec les résultats de la simulation 1Kton officielle.

	FC	PC
1) un anneau	17,9 cm (16,8 cm)	15,4 cm (14,0 cm)
2) multi-anneaux	29,9 cm (33,9 cm)	29,8 cm (30,2 cm)
3) direction (év. CCQE à 1 anneau)	2,0° (1,8°)	1,9° (1,47°)

TAB. 4.1 – Résolution sur la position du vertex et sur la direction des trajectoires pour diverses catégories d'événements. Les valeurs officielles (c'est-à-dire obtenues avec le Monte-Carlo développé par le groupe 1kton de K2K) sont indiquées entre parenthèses.

cord. Le nombre d'anneaux observés dépend du modèle d'interaction de neutrinos choisis, et ne dépend donc pas seulement du simulateur GEANT4. Il dépend aussi du modèle d'interaction hadronique choisi dans GEANT4 pour la propagation des hadrons dans l'eau. Une étude a montré que la production de π^0 au cours de ces interactions variait sensiblement selon le modèle choisi (voir plus bas). La figure 4.12 résume cet effet. Il est également possible que des différences dans les motifs de charge affectent le comptage d'anneaux. Le fonctionnement de cet algorithme sera étudié au chapitre 5.

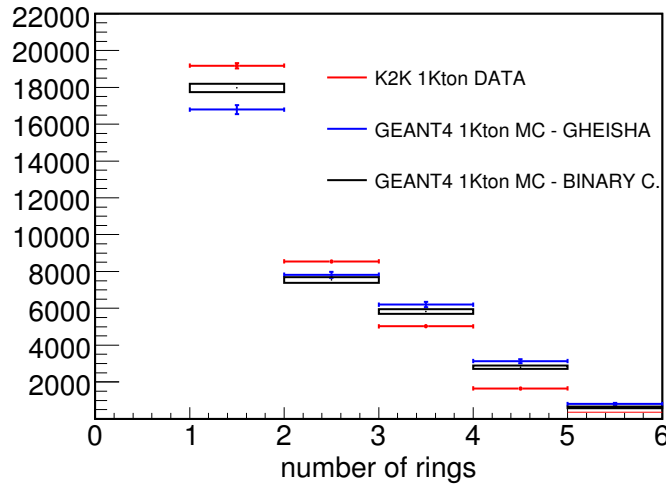


FIG. 4.12 – Nombre d'anneaux reconstruits en mode 1kton : comparaison avec les données 2003-2004, et le Monte-Carlo (après ajustement sur les cosmiques). Deux modèles hadroniques sont comparés (GEISHA et binary cascade). Tous les histogrammes ont été re-normalisés aux nombres d'événements FC, FV, $E_{vis} > 100$ MeV observés dans les données 2003.

En ce qui concerne l'estimateur d'identification de particules (PID), l'accord a été difficile à obtenir avec la simulation standard au sein du groupe 1kton. Il est vraisemblable que des différences résiduelles dans les distributions de photons puissent expliquer ce désaccord. Notons qu'il s'agit d'un décalage de l'estimateur. Une étude complète a été effectuée pour éliminer ce problème dans la simulation du détecteur à 2 km (cf chapitre 5 pour une description de l'algorithme de PID et des ajustements effectués pour le détecteur 2KM).

Une estimation de l'échelle d'énergie est obtenue en construisant la masse invariante des événements à deux anneaux *e-like*. On impose en plus que ces événements soient dans le volume fiduciel, pleinement contenus (FV, FC), avec une énergie déposée d'au moins

100 MeV. On obtient ainsi un pic à la masse du π^0 . Ce pic n'est pas localisé à la masse du π^0 dans les données : en effet, les noyaux d'oxygène peuvent produire un γ de 6 MeV en se désexcitant ce qui augmente la quantité de lumière. De plus le fitter de vertex reconstruit un seul vertex pour les deux anneaux, ce qui introduit un biais dans la reconstruction du vertex de ~ 20 cm vers l'aval de la trace (le point de conversion du γ de plus forte énergie est choisi) [83]. Ceci augmente artificiellement l'angle entre les deux traces et produit une masses invariante plus élevée.

Remarque :

Le pic de masse du π^0 est décalé par rapport aux données à ce stade de la reconstruction. En effet, rien dans le réglage à partir des muons cosmiques ne fait intervenir la conversion lumière \leftrightarrow énergie : on ajuste seulement la quantité totale de charge. Pour la simulation en mode 1KT on n'a pas reconstruit la table de conversion lumière \leftrightarrow énergie pour la simulation GEANT4 par manque de temps (voir le chapitre 5 pour une explication de cette table). On a simplement effectué un ajustement de +10% de l'impulsion dans le Monte-Carlo pour que le pic de masse du π^0 soit en accord avec les données. La figure 4.13 montre le niveau de l'accord après cet ajustement rapide.

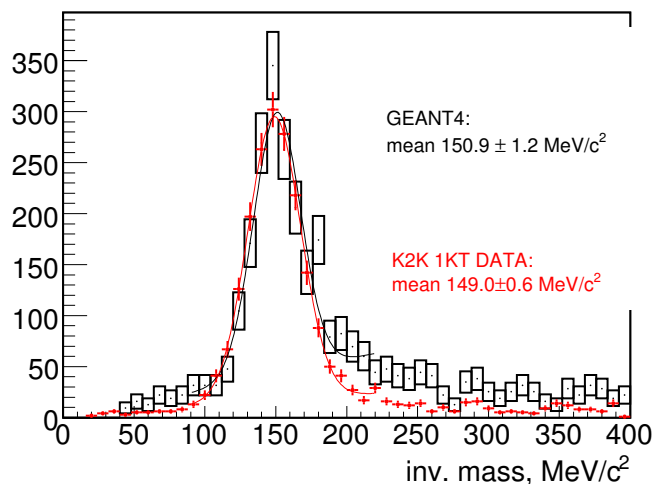


FIG. 4.13 – Pic de masse invariante des événements à 2 anneaux, e-like, FC, FV. Les données 2003-2004 sont en rouge et le Monte-Carlo GEANT4 en mode 1kton en noir (modèle hadronique : binary cascade).

Si l'on décale la coupure de l'estimateur PID pour les événements Monte-Carlo (ce qui permet de compenser le biais de l'estimateur observé pour les événements Monte-Carlo), et que l'on sélectionne les événements à un anneau, μ -like, on peut reconstruire le q^2 de l'événement, l'impulsion des μ et l'angle entre le μ et la direction moyenne du faisceau. On obtient alors la figure 4.14 qui montre un très bon accord entre données et Monte-Carlo.

Conclusion Après ajustement sur les données cosmiques, la simulation reproduit les données à $\sim 1\%$ près pour l'échelle de charge, et à mieux que 10% près pour la distribution angulaire des photons Cherenkov (pour les muons cosmiques). On constate cependant qu'il y a des différences entre données faisceau et Monte-Carlo en mode 1KT. Notons que des désaccords persistants entre données et Monte-Carlo officiel (dit *apdetsim*, codé en GEANT3) ont nécessité un effort important du groupe 1KT de K2K pour parvenir à un

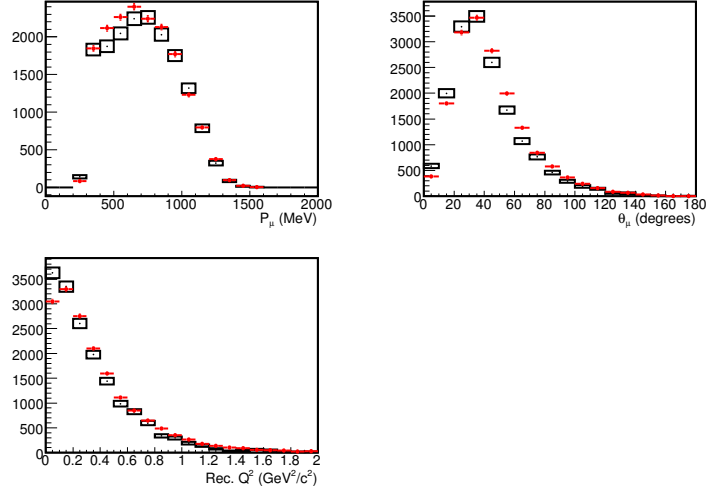


FIG. 4.14 – Distribution des impulsions, angles, et q^2 des événements à 1 anneau, μ -like (après avoir ajusté la coupure). On obtient un bon accord avec les données.

résultat.

Il y a essentiellement deux raisons aux désaccords entre données faisceau et Monte-Carlo GEANT4 :

- Il reste des différences résiduelles dans les distributions de charge et de temps. Ces différences proviennent des modèles propres à GEANT4 (absence de diffusion de Mie, modèle de section efficace différent pour la diffusion Rayleigh entre *apdet-sim* et GEANT4, calcul approché de la vitesse des photons dans l'eau, etc.); elles proviennent aussi de certaines simplifications par rapport au Monte-Carlo officiel, notamment dans la modélisation des interfaces eau/PMT et eau/*black-sheet*. En particulier il manque une correction tenant compte de la forme réelle des PMT (qui sont plus «aplatis» qu'une demi-sphère). Le Monte-Carlo officiel contient aussi des tables de calibration qui tiennent compte des caractéristiques individuelles des PMT, alors que tous les PMT ont été simulés de manière identique pour le 2 km. Notons (voir chapitre 5) que les distributions de lumière pour des électrons et des muons monochromatiques sont très proches entre les deux simulations, ce qui valide le réglage du Monte-Carlo GEANT4. De plus les programmes de reconstruction 1kton sont très complexes, et il est vraisemblable que les estimateurs usuels soient légèrement décalés, notamment à cause de ces différences résiduelles.
- Le traitement des interactions des hadrons dans l'eau sont différents entre les deux simulations (GEANT3 et GEANT4). Des études ont été réalisées par J. Raaf (Boston University) [84], et ont montré que les simulations standards de GEANT3 et GEANT4 donnaient des résultats assez différents. GEANT4 permet d'utiliser plusieurs modélisations de ces interactions (*GEISHA*, *binary cascade model*, *Bertini cascade model*, pour n'en citer que quelques unes), mais aucune n'est identique à celles de GEANT3. La simulation officielle *apdet-sim* utilise *GALOR* [85], ainsi qu'un modèle ad-hoc fondé sur l'étude des données d'une expérience de faisceau test réalisée à KEK vers 1996 pour Super-Kamiokande. Le modèle GEANT4 le plus proche de *apdet-sim* en ce qui concerne la production de π^0 par protons et neutrons dans l'eau est *binary cascade*. Un excès résiduel de π^0 d'environ 20% pour les événements élastiques courant neutre $\nu + N \rightarrow \nu + N$ du faisceau de T2K est

cependant constaté entre ces deux modèles. L'effet sur le comptage d'anneaux est visible sur la figure 4.12. Ces différences sont en cours d'investigation.

On montre au chapitre 5 qu'une adaptation des programmes de reconstruction aux événements à 2 km est nécessaire pour atteindre des performances similaires à celles de Super-Kamiokande. Pour améliorer l'accord entre données faisceau et GEANT4 en mode 1KT des ajustements du même type auraient été nécessaires.

Des développements futurs de cette simulation sont envisagés. Le plus important consisterait à simuler le détecteur Super-Kamiokande lui-même et à valider cette géométrie sur les données de calibration de ce détecteur.

4.3 Choix de la pixelisation du détecteur à 2 km

Cette étude a été réalisée à l'été 2004, en collaboration avec K. Okumura (ICRR). Nous avons utilisé la version d'août 2004 du simulateur (moins performante que celle dont on a présenté les résultats aux paragraphes précédents). Pour la reconstruction nous avons utilisé le logiciel de reconstruction du détecteur 1KT, avec des corrections liées aux différentes géométries étudiées.

En simulant des événements ν_μ (selon le spectre de T2K) à Super-Kamiokande et à 2 km, les deux géométries ont été comparées à SK. La figure 4.15 compare les efficacités de sélections pour les événements à un seul anneau de type muonique (1-R mu-like) : la différence entre SK et le 2 km n'est que de 1% pour les tubes de 8 pouces, contre 5% pour les tubes de 20 pouces.

De même, la distribution de l'estimateur de PID pour les événements ν_μ CCQE dépend de la géométrie (figure 4.16). Les événements pour lesquels l'estimateur est négatif sont déclarés être des électrons. Le taux d'erreur est clairement plus faible pour l'option utilisant les tubes de 8 pouces.

La résolution sur le vertex était (à l'époque[‡]) de 17 cm pour les événements ν_μ à un seul anneau dans le 2 km-8 inch et de 21 cm pour 2 km-20 inch. La résolution sur la direction du muon était de $1,7^\circ$ pour la géométrie 2 km-8 inch et de $2,4^\circ$ pour la géométrie 2 km-20 inch. Il est donc apparu que la pixelisation plus fine apportée par les tubes de 8 pouces donnait de meilleurs résultats que les tubes de 20 pouces à toutes les étapes de la reconstruction, ce qui était qualitativement prévisible : les efficacités de sélection et les résolutions étaient plus proches de celles de Super-Kamiokande dans la configuration utilisant ~ 6000 photo-tubes de 8 pouces, que celles que l'on obtenaient avec ~ 840 photo-tubes de 20 pouces. On a donc choisi en août 2004 d'utiliser 6000 photo-tubes de 8 pouces. Ce nombre a par la suite été ramené à 5660 tubes (la taille du détecteur a été légèrement réduite suite à des discussions concernant la taille du hall expérimental à creuser). Le simulateur et les programmes de reconstruction ainsi que les techniques d'analyse ont été améliorées depuis l'été 2004, pour les modes 8 inch et 1KT ; les résultats en mode 1KT ont été présentés au paragraphe 4.2.

[‡]les résultats du chapitre 5, ainsi que ceux du paragraphe 4.2 sont bien plus récents.

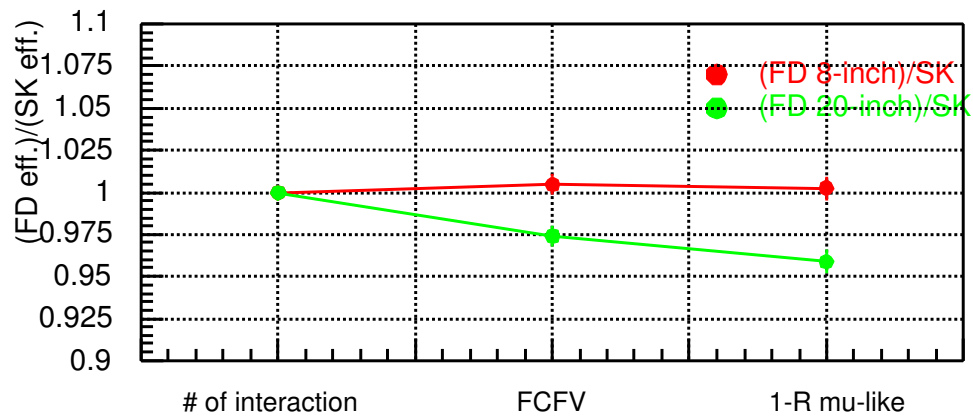


FIG. 4.15 – Comparaison des efficacités de sélection d'événements ν_μ (faisceau T2K) dans le volume fiduciel. La quantité représentée est le rapport de l'efficacité à 2 km et de l'efficacité à SK (PMT de 8 pouces : en rouge, PMT de 20 pouces en vert). Extrait de [3].

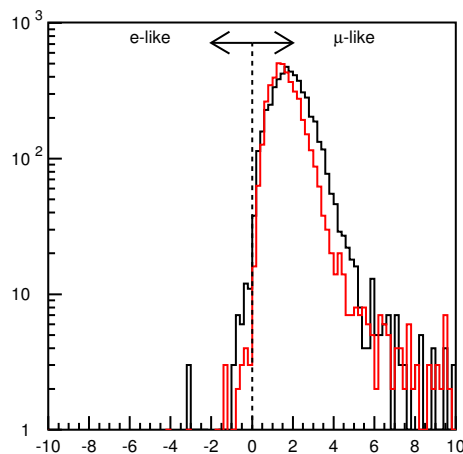


FIG. 4.16 – Comparaison des estimateurs de PID pour des événements ν_μ (faisceau T2K) dans le volume fiduciel. La quantité représentée est le rapport de l'efficacité à 2 km et de l'efficacité à SK (PMT de 8 pouces : en rouge, PMT de 20 pouces en vert). Extrait de [3].

Chapitre 5

Algorithmes de reconstruction et de séparation électron/ π^0

Dans ce chapitre on décrira (brièvement) les algorithmes utilisés dans les détecteurs Super-Kamiokande et K2K-1kton pour reconstruire les événements causés par les interactions de neutrinos atmosphériques ou de neutrinos du faisceau (K2K et T2K) dans l'eau. Ces événements sont dits de «haute énergie» à SK. Ces algorithmes ont été développés au cours des deux dernières décennies par les membres des collaborations Kamiokande (I,II,III) et Super-Kamiokande, et sont détaillés par exemple dans [44]. Pour les neutrinos solaires les techniques sont très différentes et n'ont pas été utilisées au cours de ce travail. J'insisterai sur l'algorithme de séparation électron/ π^0 utilisé à Super-Kamiokande et 1KT, et les améliorations que j'ai apportées.

5.1 Reconstruction dans les détecteurs Cherenkov à eau

Lorsque l'on traite les données de K2K ou de Super-Kamiokande, des programmes de filtrage (de «réduction») des événements permettent de réduire considérablement le volume des données en utilisant des coupures simples. Elles permettent de retirer la plupart des événements de basse énergie, ainsi que les événements causés par les muons cosmiques entrants. Ces programmes ne seront pas décrits ici, on se reportera à [4] pour plus de détails.

A K2K, ces coupures utilisent le temps entre le signal de l'accélérateur et le compteur GPS à Super-Kamiokande. Un système similaire sera utilisé à T2K. Ceci permet de réduire le bruit de fond dû aux cosmiques d'un facteur 10^{-6} à K2K [42].

On applique ensuite une série de programmes reconstruisant le vertex, puis comptant le nombre d'anneaux Cherenkov. On détermine ensuite la nature de chaque trace (gerbe électromagnétique ou non). On effectue alors une estimation finale de l'impulsion de chaque trace utilisant toutes les informations précédentes. Pour l'apparition de ν_e , on applique ensuite le programme de séparation électron/ π^0 sur les événements à un seul anneau compatible avec une gerbe électromagnétique. Une fois la reconstruction achevée, on analyse les données pour extraire les paramètres d'oscillation.

Les programmes sont légèrement différents entre le 1KT et Super-Kamiokande, le détecteur 1KT étant optimisé pour les événements PC (partiellement contenus), tandis que Super-Kamiokande est optimisé pour les événements FC (fully contained, complète-

ment contenus). Les programmes que j'ai utilisés sont ceux du détecteur K2K-1kton ; avec l'aide de K. Okumura (ICRR, U. Tokyo), C. Walter (Duke U.) et T. Kajita (ICRR) certains de ces programmes ont été adaptés au détecteur à 2 km, pour obtenir des performances similaires à celles de Super-Kamiokande.

Les programmes de reconstruction sont appliqués dans l'ordre suivant :

1. A-fit : première détermination du vertex, et de la trace principale
2. Comptage des autres anneaux Cherenkov avec détermination des traces associées (directions et première estimation des impulsions)
3. PID : Identification du type des particules («type gerbe EM» ou «type muon», *e-like* ou *μ -like*)
4. MS-fit : détermination précise du vertex pour les événements à un anneau
5. détermination finale des impulsions
6. On applique ensuite des algorithmes de nettoyage éliminant les faux anneaux (anneaux trop proches les uns des autres, ou causés par des PMT isolés), voir [44].
7. POLfit : Séparation électron/ π^0 pour les événements à un anneau de type électron.

5.1.1 Reconstruction du vertex : A-fit

Ce programme identifie le vertex de l'événement ainsi que l'anneau de plus forte énergie.

La reconstruction commence par un algorithme de recherche sur grille dit *point fit*. On fait l'hypothèse que toute la lumière Cherenkov provient du vertex \vec{O} . On minimise la largeur de la distribution des temps résiduels, c'est-à-dire les temps d'impacts sur les PMT auxquels on a soustrait le temps de vol d'un photon depuis le vertex :

$$t_i = t_i^0 - \frac{n}{c} \|\vec{A}_i - \vec{O}\| \quad (5.1)$$

en notant t_i^0 le temps d'impact et \vec{A}_i la position du PMT. La distribution de ces temps résiduels calculés à partir du vrai vertex comporte un pic pour les PMT appartenant à l'anneau Cherenkov, et une queue correspondant aux PMT touchés tardivement dus à la diffusion et aux réflexions. Pour un vertex éloigné du vrai vertex, cette distribution s'élargit. On choisit donc un estimateur exploitant cette propriété. On note $\sigma_i \sim 2.5$ ns la résolution d'un PMT. L'estimateur minimisé est

$$\sum_{i \in \text{PMT}} \frac{1}{\sigma_i^2} \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{t_i - t_0}{1.5 \cdot \sigma_i} \right)^2 \right).$$

Il aurait sa valeur maximale (1) si la lumière provenait effectivement d'un seul point. Ce fit est assez grossier et donne un point biaisé vers l'aval de la trace. On obtient une première approximation de la direction en calculant le barycentre des directions entre le vertex et les PMT pondérées par leur charge.

La seconde étape consiste à repérer le bord de l'anneau Cherenkov. Ce calcul se fait en trois étapes :

1. On calcule la distribution angulaire des *p.e.* $q(\theta)$, où θ est l'angle entre la direction du PMT et la direction candidate de l'anneau. On prend en compte l'acceptance angulaire des PMT en fonction de l'angle d'incidence ainsi que la transparence de

l'eau dans ce calcul (même calcul qu'au paragraphe 4.2.5), la charge est en fait $q_{corr,i} = \frac{q_i}{f(\theta) \exp(-\frac{L}{L})}$ où $f(\theta)$ est l'aire effective d'un PM sous l'incidence θ (voir [44]), obtenue par des mesures à Super-Kamiokande. Ce type de correction est omniprésent dans le code de reconstruction. L vaut environ 100 m ; sa valeur peut dépendre du temps, elle est donc lue dans les tables de calibrations, et on utilise la valeur correspondant à la période de la prise de données.

2. L'angle θ_{bord} est celui pour lequel la dérivée seconde de $q(\theta)$ est nulle. On prend $\theta_{bord} > \theta_{pic}$.
3. En faisant varier la direction, on maximise ensuite un estimateur qui revient à maximiser $\frac{dq}{d\theta}(\theta_{bord})$ et la charge totale contenue dans l'anneau, et en imposant que l'angle θ_{bord} soit proche de l'angle Cherenkov idéal qui dépend du type de particules. On essaie donc plusieurs hypothèses et la meilleure est choisie. Cette contrainte est gaussienne $\exp - \left(\frac{\theta_{bord} - \theta_{ideal}}{2\sigma^2} \right)^2$, où σ est une résolution qui est rendue plus petite à chaque itération du calcul.

On itère ces trois étapes jusqu'à l'obtention du maximum. Cet algorithme donne une valeur de la direction et de θ_{bord} .

Une fois ces estimations obtenues, on étiquette des PMT au bord de l'anneau trouvé. Notons que ces calculs sont répétés à chaque fois que l'on souhaite obtenir une nouvelle estimation de l'angle d'ouverture et étiqueter le bord de l'anneau, donc à chaque fois que le vertex change.

À 2 km, un algorithme légèrement différent, développé par K. Okumura, est utilisé. Il s'agit simplement de prendre un *profil de charges*, c'est-à-dire un histogramme des charges en fonction de l'angle d'ouverture (équation 4.1). θ_{bord} est alors simplement l'angle pour lequel cette distribution est maximale. De même des PMT au bord de l'anneau sont alors étiquetés. On sélectionne des PMT régulièrement espacés, avec un angle d'ouverture le plus proche possible de θ_{bord} : si leurs angles d'ouverture en sont trop éloignés on applique un poids inférieur à 1 à leur charge. Si plusieurs candidats conviennent on retient celui ayant enregistré la plus grande quantité de charge pondérée. Cet algorithme, plus simple, a de meilleures performances que l'algorithme standard pour des tubes de 8 pouces.

Enfin la dernière étape est un fit précis du vertex, appelé *TDC-fit*, pendant lequel la diffusion et la longueur de la trace de la particule sont prises en compte.

- On détermine la direction en minimisant la différence entre la moyenne arithmétique des angles d'ouverture des PMT étiquetés, et les angles d'ouverture des PMT étiquetés avec la direction candidate :

$$\chi^2 = \sum_{i \in \text{tagged PMT}} \sqrt{q_i} \left(\frac{(\theta_i - \langle \theta \rangle)}{\sigma_i} \right)^2,$$

avec $\sigma_i = d / \|\vec{VP}_i\|$ où d est la distance inter-centre des PMT (70 cm à SK/1KT et 28 cm à 2 km).

- On estime la longueur de la trace à partir du nombre de photo-électrons détectés dans un cône de 70 degrés autour de la direction candidate, en supposant que la perte d'énergie est constante égale à 2,5 MeV/cm. Pour un PMT donné, on calcule ensuite le point X de la trace dont proviennent ses photo-électrons, par simple projection géométrique. On note l la distance entre ce point et le vertex. Cette projection donne la distribution $Q(l)$ des photo-électrons par unité de longueur de

trace. On calcule alors

$$l' = \frac{\int_0^l Q(x)dx}{\int_{\text{whole track}} Q(l)dl}.$$

l' donne un meilleur estimateur du point d'émission pour les gerbes électromagnétiques (car on surestime la longueur de la gerbe avec l). On considère que le point dont les *p.e.* proviennent effectivement est éloigné du vertex de la plus petite des deux distances l et l' , notée l'' . On peut alors affiner le calcul du temps résiduel :

$$t_{r,i} = \begin{cases} t_i - l''_i/c - n/c \|\overrightarrow{XP_i}\| & \text{si le PMT appartient à l'anneau Cherenkov} \\ t_i - n/c \|\overrightarrow{OP_i}\| & \text{sinon} \end{cases} \quad (5.2)$$

Pour les PMT appartenant à l'anneau, l'estimateur est le même que précédemment. Pour les PMT en dehors de l'anneau on ajoute une contribution exponentielle à l'estimateur pour tenir compte de la diffusion. Le vertex est déplacé pour maximiser l'estimateur.

Ces trois étapes sont itérées jusqu'à convergence. On considère que l'ajustement a convergé si la distance entre deux positions successives est inférieure à 50 cm et le cosinus de l'angle entre deux directions successives est supérieur à 0,8 ; à 2 km, les études de K. Okumura ont montré que ces valeurs pouvaient être 20 cm et 0,99 respectivement (ce qui améliore la précision, sans augmentation importante du temps de calcul). Les étapes suivantes de la reconstruction dépendent fortement de la position du vertex, et améliorer la résolution sur la position du vertex s'est avéré nécessaire pour le détecteur à 2 km.

Après convergence on a obtenu le vertex et la direction du premier anneau.

5.1.2 Comptage d'anneaux Cherenkov

Le programme de comptage d'anneaux fonctionne en deux étapes, itérées un maximum de quatre fois. La première étape identifie des directions candidates pour un anneau supplémentaire, par une méthode appelée transformation de Hough. La seconde utilise un rapport de maximum de vraisemblance pour tester si chacun des candidats est effectivement un anneau. Si tel est le cas, il est ajouté à la liste.

Identification des candidats

La méthode utilisée est une technique classique de reconnaissance de formes en traitement des images appelée transformation de Hough (prononcer comme *tough*). Cette méthode fonctionne très bien pour identifier des cercles fins de rayon connu. Le principe est le suivant : en chaque point M d'un motif circulaire de rayon R , on dessine un cercle de centre M et de rayon R . Il est clair que tous ces cercles se coupent au centre O du motif circulaire, ce qui permet d'en retrouver le centre (à condition d'en connaître le rayon). L'*espace de Hough* est l'espace (θ, ϕ) des directions des anneaux candidats (en coordonnées sphériques d'axe Z depuis le vertex). Cet espace est binné (36 bins en θ et 72 en ϕ). Le choix du binning est important pour les performances de ce type de transformation. Chacun des cercles dessinés autour d'un PMT touché correspond à un ensemble de bins dans l'espace (θ, ϕ) , auquel on donne un poids de 1. En répétant l'opération pour chaque PMT, on obtient une distribution en (θ, ϕ) avec un pic dans le bin correspondant à la direction du centre de l'anneau formé par les PMT. Un PMT ayant enregistré une charge q aurait un poids de q .

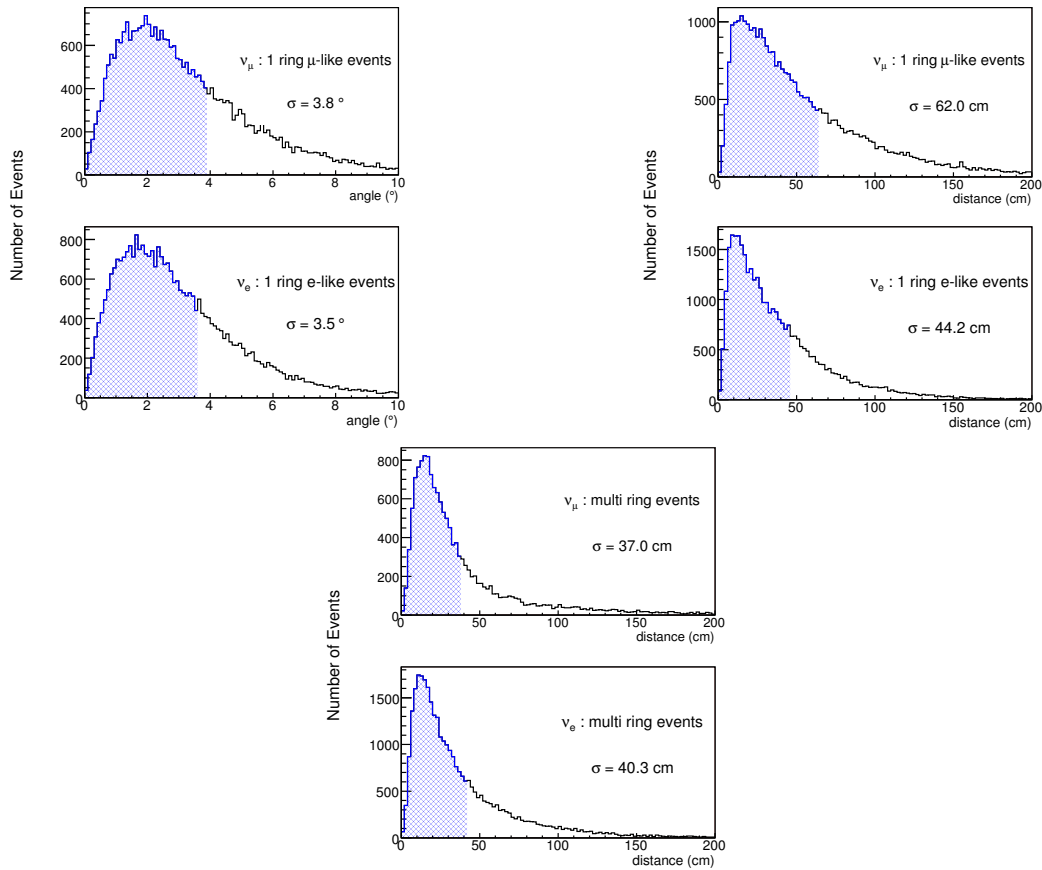


FIG. 5.1 – A-fit(TDC-fit) : résolution angulaire et résolution sur la position du vertex. L’aire hachurée correspond à 68% des événements.

À Super-Kamiokande (T2K, K2K 1kton, etc...), il est nécessaire de raffiner un peu la méthode. Les cercles sont obtenus en répartissant la charge attendue pour un électron de 500 MeV (notée Q_{exp}) ce qui donne des poids différents de 1 et prend en compte la largeur du motif annulaire. Le poids pour un PMT ayant observé la charge q est de $qQ_{exp}(\alpha)$, où α est l’angle entre la direction du PMT et la direction du bin courant dans l’espace de Hough. De plus, on calcule la distribution de Hough pour plusieurs valeurs du rayon de l’anneau c’est-à-dire de l’angle Cherenkov, et on choisit celle pour laquelle le pic le plus fin est observé; ceci permet de prendre en compte les anneaux «fermés» dus aux particules d’impulsion faible. Au préalable on soustrait la contribution des anneaux déjà identifiés pour empêcher ces anneaux plus «forts» d’écraser les plus faibles. Les pics dans la distribution de Hough sont identifiés et ceux qui sont à moins de 15 degrés d’un anneau déjà identifié sont rejetés. La figure 5.2 montre la projection en coordonnées sphériques du motif de lumière d’un π^0 de 250 MeV dans le détecteur à 2 km et les cartes de Hough associées.

Test des candidats

On utilise une méthode de rapport de maximum de vraisemblance, servant à tester l’hypothèse “N+1-anneaux” contre l’hypothèse “N-anneaux”. Au cours de ce processus on effectue en parallèle la *séparation des charges*, qui consiste à calculer, pour chaque PMT, la fraction de charge due à chaque anneau Cherenkov déjà identifié. Les fonctions

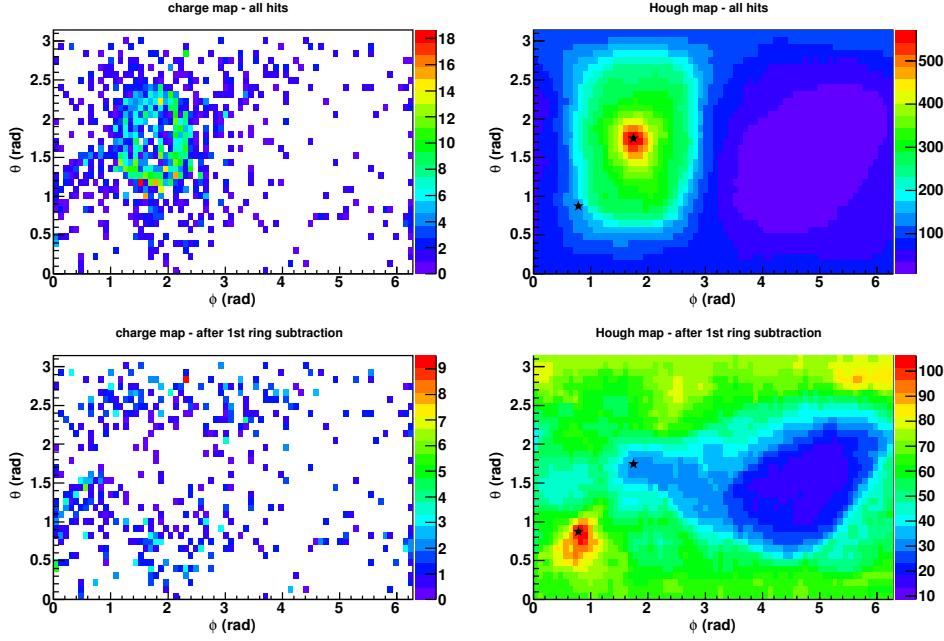


FIG. 5.2 – π^0 de 250 MeV dans le détecteur à 2 km. Coin supérieur gauche : histogramme des directions des PMT touchés en coordonnées sphériques, pondérées par le nombre de photo-électrons. On distingue au moins un des anneaux Cherenkov. Coin supérieur droit : transformation de Hough de la figure précédente. Coin inférieur gauche : même chose que l’histogramme du coin sup. droit, en ayant soustrait la contribution du premier anneau (obtenue par une première séparation des charges). Coin inférieur droit : Transformation de Hough de la figure précédente. Les deux étoiles noires indiquent les directions vraies des deux γ . On ne peut que constater la grande efficacité de la méthode.

de vraisemblance utilisées sont toutes de la forme

$$\mathcal{L} = \sum_i \log p(q_i | q_i^{exp}). \quad (5.3)$$

L’ensemble des PMT sélectionnés ainsi que le calcul des q_i^{exp} dépendent de l’algorithme. $p(q_o | q_e)$ est la densité de probabilité d’observer q_o sachant que l’on attend q_e . Cette fonction a été obtenue par des mesures.

À ce stade on fait l’hypothèse que toutes les traces sont des gerbes électromagnétiques. On calcule une vraisemblance, comprenant le $N+1$ -ième anneau. La vraisemblance à $N+1$ anneaux est calculée sur les PMT pour lesquels au moins l’un des angles d’ouverture avec l’une des $N+1$ directions est plus petit que 1,2 fois l’angle Cherenkov estimé. Dans ce calcul la charge attendue pour l’anneau $N+1$ est celle d’un électron de 500 MeV. La charge attendue pour les autres anneaux a été obtenue itérativement au préalable en utilisant la charge observée lissée (voir plus bas). On pose $q_i^{exp} = \sum_{k=1}^{N+1} \alpha_k \cdot q_{i,k}^{exp}$. On maximise la vraisemblance par rapport aux coefficients α (qui sont en fait liés à l’énergie déposée par chaque trace). Pour le calcul à N anneaux, on somme sur les mêmes PMT mais on a retiré la contribution en lumière attendue de l’anneau candidat. Un rapport des maxima des vraisemblances est utilisé pour décider de la qualité du candidat. Si la trace n’est pas rejetée, on calcule quatre fonctions, dont la différence des deux log-vraisemblances précédentes, avec une correction liée à la charge totale de l’événement. On calcule aussi la charge totale située près du bord du $N+1$ -ième anneau, et n’appartenant qu’au $N+1$ -ième

anneau (ie dans le cône d'angle 70 degrés autour de la N+1-ième direction, et dans aucun des N autres cônes). La troisième fonction est la somme de toutes les charges considérées comme appartenant seulement au N+1-ième anneau, et situées en dehors du N+1-ième cône Cherenkov (d'angle $\theta_{C,N+1} < 42^\circ$). Enfin on calcule la charge totale résiduelle (c'est-à-dire charge observée moins charge attendue) pour les N anneaux déjà reconstruits, avec une correction liée à la charge totale de l'événement. Ces quatre fonctions sont combinées linéairement, avec des poids choisis empiriquement. Si l'estimateur obtenu est positif, on accepte le N+1-ième candidat, sinon on le rejette. La figure 5.4 résume la distribution de ces estimateurs pour les ν_μ et les ν_e du faisceau T2K. Il s'agit de l'estimateur testant l'hypothèse "1 seul anneau" contre l'hypothèse "plus de 1 anneau". Notons que si aucune direction candidate n'a été trouvée, l'événement est considéré comme étant à 1 seul anneau. Ces événements ne figurent pas dans les distributions de la figure 5.4.

Avant d'incrémenter le nombre d'anneaux, on «sépare» les contributions de chaque anneau, c'est-à-dire que l'on répartit la charge observée sur chaque tube entre les différents anneaux : $q_{i,k}^{sep} = q_i \cdot \frac{\alpha_k q_{i,k}^{exp}}{\sum_j \alpha_j q_{i,j}^{exp}}$. À l'étape suivante, les $q_{i,k}^{exp}$ sont obtenus à partir des $q_{i,k}^{sep}$ lissés, et non à partir de la charge attendue pour un électron. Cette étape est importante pour la détermination de l'impulsion des anneaux.

Pour le détecteur à 2 km il s'est avéré nécessaire d'introduire un décalage constant dans l'estimateur appelé *Dlfc* (rapport de vraisemblance entre l'hypothèse «1 anneau» et l'hypothèse «au moins 2 anneaux») pour le centrer sur 0. Un décalage similaire avait dû être ajouté lors du passage de SK au 1KTON, et aussi lors du passage de SK-I à SK-II. Ceci provient des différences dans les nombres de tubes utilisés pour calculer la vraisemblance, qui modifient légèrement l'estimateur. Pour SK-II et 1KT, ce décalage est validé par la comparaison données-Monte-Carlo.

La figure 5.3 résume les efficacités du comptage d'anneaux pour les événements neutrinis CCQE du faisceau de T2K. Les événements induits par les ν_e sont moins bien reconstruits car ce sont des gerbes électromagnétiques, donnant un anneau diffus ; le comptage d'anneaux est donc plus difficile. L'efficacité de la sélection pour les événements CCQE (reconstruits dans le volume fiduciel, pleinement contenus et d'énergie visible supérieure à 100 MeV) est de 97,6% pour les ν_μ et 93,2% pour les ν_e ; à Super-Kamiokande, elle est de 97,6% et 92,5% respectivement (avec une erreur statistique de l'ordre de 0,1%, sauf pour les ν_e à SK où elle vaut 0.5%).

5.1.3 Identification de particules

Le processus de *PID* (Particle IDentification) sert à distinguer les anneaux créés par les gerbes électromagnétiques (dits *e-like* dans la suite) et les anneaux qui ne sont pas causés par des gerbes (dits *μ -like*). En effet dans une gerbe électromagnétique, les processus de bremsstrahlung, de création de paires, et de diffusion Compton, créent un ensemble d'électrons et de positrons, ayant une direction proche de la particule initiale (à cause du boost de Lorentz), et formant chacun un cône Cherenkov. Comme leurs directions sont légèrement différentes, les cônes sont légèrement décalés. La gerbe dans son ensemble produit donc un cône «à bords diffus». Pour les muons (ou les pions chargés) il ne se forme pas de gerbe, l'énergie est déposée principalement par ionisation. Il ne se forme qu'un seul anneau qui est donc à bords nets. Le seul effet observé est la diffusion multiple qui peut donner des discontinuités dans le motif annulaire des PMT touchés. La figure 5.5 montre des motifs de charge pour des événements simulés dans le détecteur à 2 km.

Pour séparer ces deux types de motifs, on utilise une méthode de rapport de maximum de

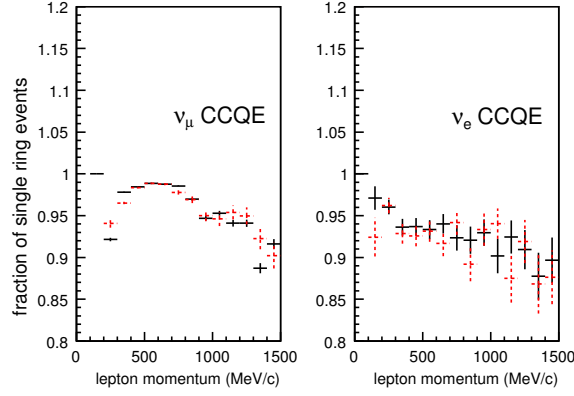


FIG. 5.3 – Fraction des événements neutrinos CCQE (spectre du faisceau de T2K) identifiés comme ayant un seul anneau Cherenkov, en fonction de l'impulsion du lepton, à 2 km (noir) et SK (pointillés rouges).

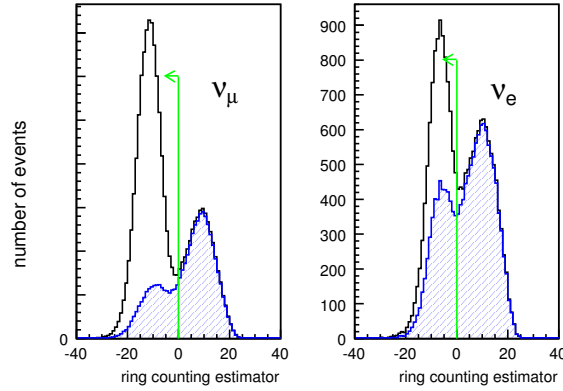


FIG. 5.4 – Distribution des estimateurs de comptage d'anneaux (hypothèse 1 anneau vs. plus de 1 anneau), pour les ν_μ (à gauche) et les ν_e (à droite). Les événements retenus comme n'ayant qu'un seul anneau ont une valeur négative de l'estimateur. La partie hachurée en bleu montre les événements non CCQE, qui sont majoritairement multi-anneaux. voir texte.

vraisemblance. Chaque anneau est étudié à tour de rôle. La définition de la vraisemblance est similaire à l'équation 5.3, avec quelques modifications. La partie la plus importante du programme est la production de motifs de charge attendus, à partir d'une trace (vertex, direction, impulsion et angle Cherenkov) donnée en entrée. Pour déterminer le type du n -ième anneau, la charge attendue sur le PMT i est $q_i^{exp} = q_{i,n}^{exp,a} + \sum_{k \neq n} q_{i,k}^{sep}$, où a désigne l'hypothèse e -like ou μ -like. Cette équation complexe équivaut à soustraire de la charge observée la contribution des autres anneaux q^{sep} (obtenue lors du comptage d'anneaux) et de la lumière diffusée (estimée par calcul). La forme des motifs q_i^{exp} est discutée plus bas, et les q^{sep} ont été décrits précédemment. On veut également prendre en compte la contribution de la diffusion des photons Cherenkov au motif de charges. On calcule le temps résiduel (ou résidu) de chaque PMT comme pour *TDC-fit*. Si le résidu est éloigné (3 sigmas) du résidu moyen on considère que la lumière observée ne peut provenir directement de la trace étudiée et qu'il s'agit de lumière diffusée; le terme utilisé dans la

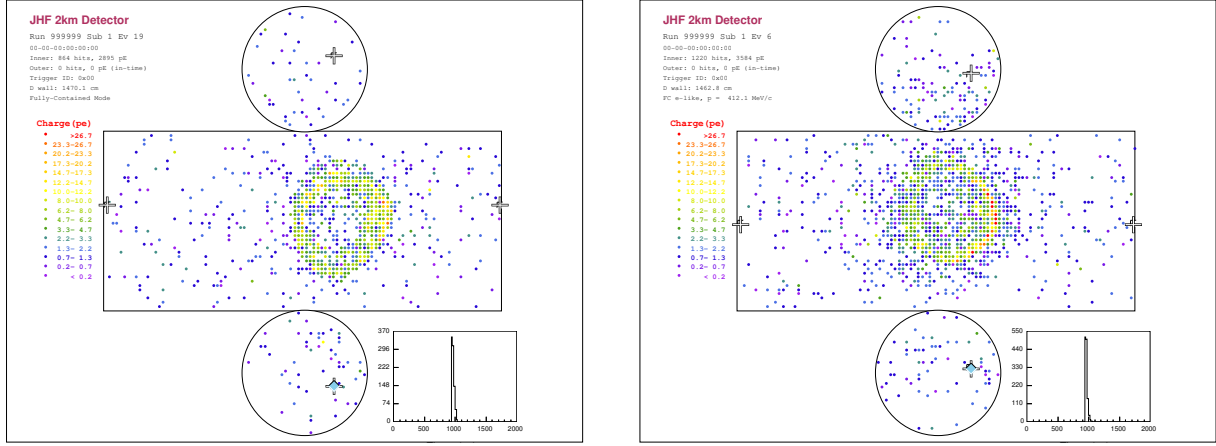


FIG. 5.5 – Vue « déroulée » du détecteur à 2 km : muon de 500 MeV (à gauche) et électron de 400 MeV (à droite).

vraisemblance est :

$$p(q_{obs} | q_{total}^{exp}) \times p(0 | q_{total}^{exp}) = p(q_i^{obs} | q_i^{obs} - \sum_{k \neq n} q_{i,k}^{sep} + S_n^i) \times p(0 | q_{i,n}^{exp,a} + \sum_{k \neq n} q_{i,k}^{sep} - S_n^i - q_i^{obs}), \quad (5.4)$$

où S_n^i est une estimation de la lumière diffusée due à la trace étudiée.

Pour chaque hypothèse (e et μ), le programme maximise la fonction de vraisemblance, en faisant varier (légèrement) la direction du n -ième anneau, ainsi que l'angle d'ouverture du n -ième cône. L'impulsion reste fixée. L'opération est répétée pour chaque anneau. Cette maximisation est une façon d'éliminer les « paramètres de nuisance » (direction et angle d'ouverture) pour ce test d'hypothèse. La variation de l'angle d'ouverture pendant le fit peut sembler étrange, puisque l'angle devrait être complètement contraint par l'impulsion de la particule. Cette variation sert à prendre en compte de possibles déviations de l'angle Cherenkov avec la valeur idéale (en cas de biais dans la position du vertex par exemple). Elle sera commentée plus bas.

On obtient donc, pour chaque anneau, deux maxima de vraisemblance \mathcal{L}_e et \mathcal{L}_μ , et deux angles ajustés θ_e et θ_μ . On écrit $\chi_e^2 = -2 \log(\mathcal{L}_e)$ et $\chi_\mu^2 = -2 \log(\mathcal{L}_\mu)$, et on note χ_{min}^2 le plus petit des deux. On calcule ensuite l'estimateur

$$PID_{pattern}(n) = \frac{\chi_e^2(n) - \chi_\mu^2(n)}{\sqrt{2}\sigma}.$$

$\sigma^2 = 2(N-1)$ est la variance d'une loi de χ^2 à $N-1$ degrés de liberté, où N est le nombre de PMT utilisés dans le calcul de la vraisemblance. $PID_{pattern}(n)$ est l'écart en nombre de sigmas entre les deux χ^2 minimaux. L'événement est déclaré e -like si $PID_{pattern}$ est négatif, et μ -like dans le cas contraire.

On combine les deux χ^2 minimaux pour former l'estimateur

$$P_{pattern}(a) = \exp\left(-\frac{(\chi_a^2 - \chi_{min}^2)^2}{2\sigma^2}\right).$$

On constate immédiatement que l'un des deux $P_{pattern}$ vaut 1 (celui pour lequel χ_a^2 est le χ_{min}^2). Pour les événements à 2 anneaux ou plus ($multi$ -ring ou $multi$ -anneaux dans la

suite), on utilise seulement cet estimateur pour déterminer le type des anneaux ($PID_a = P_{pattern}(a)$). Pour les événements à un anneau, on calcule également

$$P_{angle}(a) = \exp\left(-\frac{(\theta_a - \theta_a^C)^2}{2\sigma_\theta^2}\right).$$

θ_a^C est l'angle Cherenkov idéal dans l'hypothèse a , c'est-à-dire 41,9 degrés pour $a = e$ et une fonction de l'impulsion pour $a = \mu$. σ_θ est l'incertitude sur l'angle obtenue précédemment au cours de la reconstruction (de l'ordre de ~ 1 degré). L'estimateur complet est $PID_a = P_{angle}(a) \cdot P_{pattern}(a)$, ce qui revient à ajouter l'information sur les angles en quadrature. L'estimateur représenté habituellement est $\sqrt{-\log PID_e} - \sqrt{-\log PID_\mu}$, qui donne qualitativement une «traduction» en nombre de sigmas de l'écart entre les deux hypothèses. Si cet estimateur est négatif l'événement est déclaré *e-like*, sinon il est dit *μ -like*.

Pour les événements à un anneau la déformation des motifs attendus peut se comprendre de la manière suivante. On constate que l'on peut (par exemple) obtenir un bon χ^2 dans l'hypothèse μ pour un événement électron, à condition d'augmenter l'angle d'ouverture du motif muonique. L'angle d'ouverture au meilleur fit est alors proche de 42 degrés, ce qui est assez éloigné de la valeur idéale de l'angle pour un muon de faible impulsion, et donne donc une faible valeur de PID_{angle} . On observe également le phénomène inverse (hypothèse électronique pour un événement muonique de faible impulsion). La variable PID_{angle} permet donc de récupérer ce type d'événements. Elle sert surtout à basse énergie en dessous de $\sim 500 - 600$ MeV/c, là où les angles d'ouvertures entre muons et électrons sont suffisamment différents.

La figure 5.7 montre les estimateurs PID pour les événements neutrinos T2K à un anneau à SK et à 2 km (après certaines modifications dans le calcul des charges attendues qui seront expliquées plus bas). L'efficacité de l'identification de particules pour les événements CCQE à un seul anneau du faisceau de T2K est présentée sur la figure 5.6. En utilisant des événements CCQE ν_μ et ν_e , le taux d'échec de l'identification pour les événements à un seul anneau de type électronique et de type muonique est respectivement de 0,7% et 3,4% à 2 km, et de 0,8% et 1,1% à Super-Kamiokande en utilisant les événements faisceau de T2K. Dans l'état actuel du logiciel de reconstruction il reste une perte d'efficacité de sélection des événements ν_e CCQE à 2 km, qui se traduira donc par une baisse de l'efficacité au signal.

5.1.4 Fitter supplémentaire pour les événements à un anneau : MS-fit

Pour les événements à un anneau on constate que le premier fitter de vertex donne des vertex biaisés dans la direction longitudinale : le vertex est reconstruit en moyenne vers l'aval de la trace pour les électrons à 2 km, et vers l'amont pour les muons à 2 km (cf figure 5.8) En effet, se déplacer le long de la trace modifie les temps résiduels de la même façon, et modifie peu l'estimateur utilisé dans TDC-fit*

Un programme supplémentaire appelé *MS-fit* (pour Muon/Shower fit) est utilisé pour pallier ce problème. Ce fitter utilise la vraisemblance du programme de PID, mais la nature de la particule est fixée (à celle obtenue précédemment par le programme de PID).

*Les différences de comportement entre électrons et muons sont dues au comportement différent de l'algorithme de recherche du bord de l'anneau pour les deux types d'anneaux.

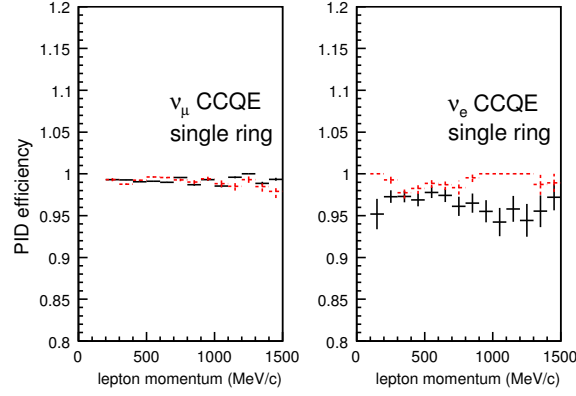


FIG. 5.6 – Efficacité de la coupure PID pour les événements neutrinos (faisceau de T2K) CCQE à un seul anneau, en fonction de l’impulsion du lepton (MeV/c), à 2 km (noir) et SK (pointillés rouges). On constate une légère baisse de l’efficacité pour les ν_e à 2 km.

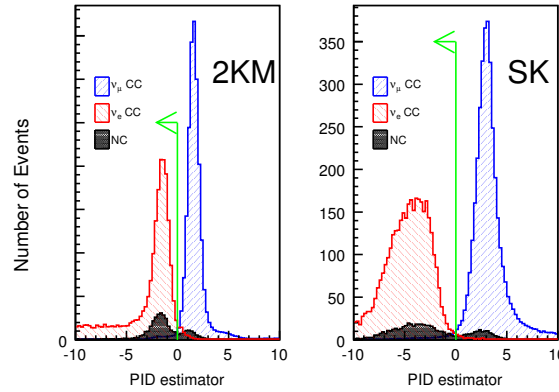


FIG. 5.7 – Estimateurs de PID à 2 km et SK, pour les événements CC et NC du faisceau de T2K. La séparation entre électrons et muons est excellente. Les distributions sont différentes selon les détecteurs en raison des différents motifs de charge attendue utilisés (cf plus bas). On a renormalisé les événements ν_e au nombre d’événements ν_μ pour pouvoir comparer facilement. En réalité les ν_e du faisceau ne représentent que 2% des interactions. Les courants neutres sont dans le rapport NC/CC donné par le Monte-Carlo NEUT.

Le vertex est déplacé parallèlement à la trace pour maximiser la vraisemblance. Dans la direction perpendiculaire on utilise l’estimateur de TDC-fit. On itère les deux types de déplacement jusqu’à convergence, c’est-à-dire lorsque le déplacement du vertex devient inférieur à 5 cm et le changement de direction inférieur à $0,5^\circ$. L’amélioration est flagrante (cf fig. 5.9 et fig. 5.8) : la résolution est grandement améliorée, et le biais est corrigé pour les muons. Pour les événements multi-anneaux le vertex est moins biaisé car les multiples traces empêchent ce type de dégénérescence longitudinale, et MS-fit n’est pas utilisé. Pour le détecteur à 2 km, on a constaté qu’il était préférable d’itérer deux fois les étapes PID et MS-fit, ce qui explique le gain de performances par rapport à SK.

Les performances de la reconstruction du vertex et de la direction du lepton principal pour les événements à un seul anneau sont résumées dans la table 5.1, que l’on peut comparer (pour les ν_μ) à la première colonne de la table 4.1.

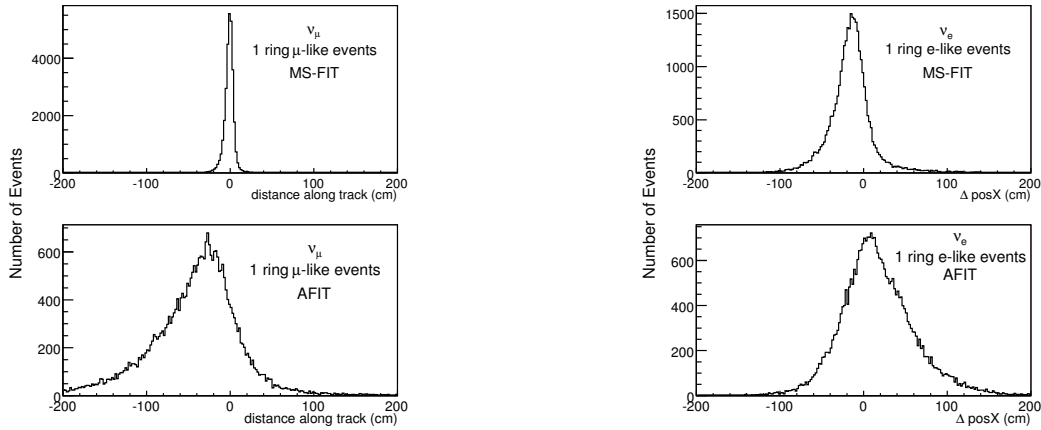


FIG. 5.8 – Projection le long de la trace de la distance entre le vertex reconstruit et le vrai vertex. On a utilisé des événements ν_μ et ν_e à T2K. L'amélioration apportée par MS-fit est flagrante.

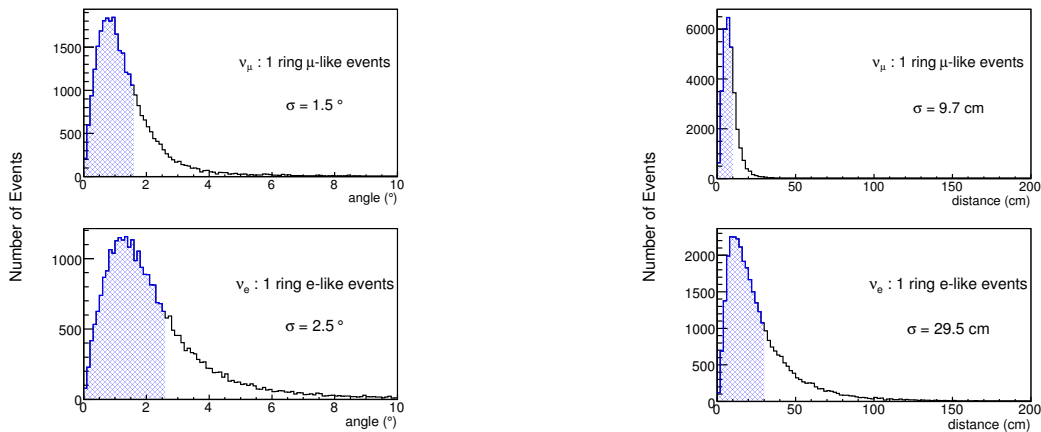


FIG. 5.9 – MS-fit : distance entre vertex vrai et reconstruit ; angle entre directions vraie et reconstruite. L'aire hachurée correspond à 68% des événements.

	ν_μ	ν_e
1) un anneau (MS-fit)	9,7 cm (20,8 cm)	29,5 cm (33,7 cm)
2) multi-anneaux (A-fit)	37,0 cm (50,4 cm)	40,3 cm (51,8 cm)
3) direction : un seul anneau (MS-fit)	1,5° (1,8°)	2,5° (2,0°)

TAB. 5.1 – Résolution sur la position du vertex et sur la direction des trajectoires pour diverses catégories d'événements. La résolution est définie comme étant la valeur au-dessous de laquelle on reconstruit 68% des événements. La résolution obtenue à SK est indiquée entre parenthèses (obtenue à partir d'événements faisceau T2K simulés).

5.1.5 Détermination des impulsions

La quantité de lumière Cherenkov est approximativement proportionnelle à la longueur parcourue dans l'eau (cf [19] chap. 28 par exemple). Pour les électrons la quantité de photons Cherenkov est approximativement proportionnelle à l'énergie (pour $E > \sim$

qq · 10 MeV), tandis que pour les muons il existe un effet de seuil.

On utilise la quantité totale de photo-électrons dans un cône de 70 degrés d'angle d'ouverture autour de chaque trace; on corrige les charges de l'atténuation dans l'eau, de l'acceptance angulaire sur les PMT, et de la diffusion dans l'eau. On ne considère que les PMT ayant un temps résiduel depuis le vertex entre -50 ns et +250 ns du pic des résidus pour éliminer les effets des électrons de désintégration des muons. La quantité de lumière obtenue est notée $R_{tot}(n)$ pour le n -ième anneau.

En simulant des électrons et des muons monochromatiques, isotropes dans le volume du détecteur, on obtient une table reliant l'impulsion vraie, et la moyenne de R_{tot} (pour des événements à un anneau). L'impulsion est obtenue par interpolation linéaire des valeurs de la table. Dès qu'une estimation de l'impulsion d'un anneau est nécessaire, notamment pour estimer la longueur de la trace dans A-fit ou PID, on calcule $R_{tot}(n)$ et on utilise cette table. La qualité de l'estimation s'améliore plus on progresse dans la reconstruction. Le contenu de cette table est présenté à la figure 5.10.

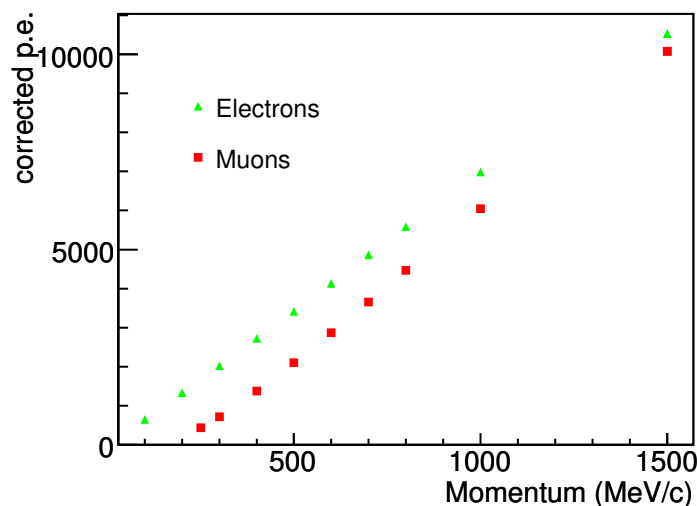


FIG. 5.10 – Valeur moyenne de l'estimateur RTOT pour des muons et des électrons monochromatiques dans le détecteur 2KM, distribués de manière isotrope dans le volume fiduciel (vertex reconstruit à plus de 2m des murs).

À la fin de la reconstruction, connaissant le vertex, les directions de chacune des traces, la nature de chacune des traces, et des estimations grossières des impulsions précédemment obtenues, on effectue une nouvelle séparation des charges (comme après le comptage d'anneaux), mais les charges attendues sont obtenues en utilisant une table obtenue par simulation Monte-Carlo GEANT3. Ces charges attendues prennent en compte de manière très réaliste tous les effets (diffusion, réflexions etc.) affectant la propagation des photons, et permettent d'obtenir une séparation de meilleure qualité, c'est-à-dire une estimation précise des poids relatifs de chaque anneau Cherenkov, en tenant compte de la nature de la particule (électron ou muon). On obtient alors la valeur finale des $R_{tot}(n)$ et donc des impulsions. La résolution sur l'impulsion est estimée à $\pm 3,3\%$ pour les muons et $\pm(3,2 + 1,4/\sqrt{P \text{ GeV/c}})\%$ pour les électrons (cf figure 5.11). À titre de comparaison, la résolution à Super-Kamiokande est $0,6 + 2,6/\sqrt{P(\text{GeV/c})}\%$ pour les électrons (à un seul anneau) et $1,7 + 0,7/\sqrt{P(\text{GeV/c})}\%$ pour les muons à un seul anneau.

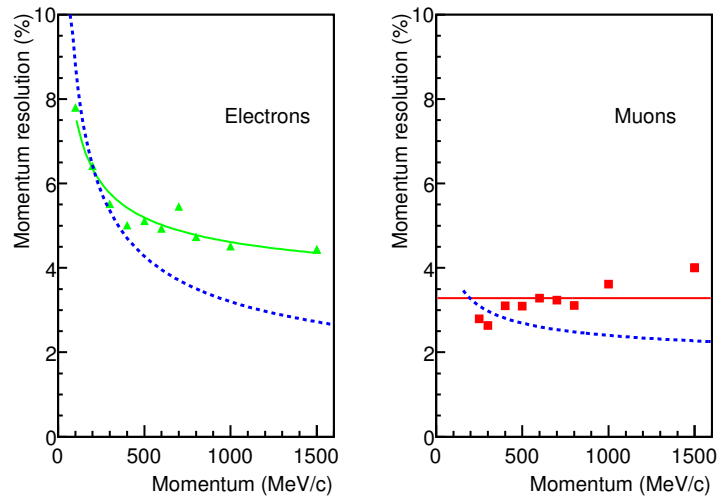


FIG. 5.11 – Résolution en impulsion σ_p/p pour le détecteur à 2 km. On a utilisé des électrons et des muons monochromatiques, distribués de manière isotrope dans le volume fiduciel. Les courbes en pointillés bleus donnent la résolution en impulsion à Super-Kamiokande [4].

5.1.6 Recherche des électrons de désintégration

Les électrons de désintégration sont utilisés dans l'analyse décrite plus loin, il est donc important de décrire leur reconstruction. Comme expliqué au chapitre 4, il y a deux possibilités :

- a l'électron de désintégration appartient à l'événement principal (pour des temps de désintégrations inférieurs à ~ 900 ns),
- b l'électron de désintégration appartient à un événement indépendant. La procédure de réduction des données expliquant comment cet événement secondaire est accolé au premier événement est détaillée dans [46].

Dans le premier cas, le programme de reconstruction utilise une fenêtre de 30 ns de large, démarrant 100 ns après le trigger principal. Cette fenêtre est déplacée jusqu'à la fin de l'événement, et un électron de désintégration est identifié si 40 coups au-dessus du bruit sont observés en coïncidence. Cette technique est appliquée à 2 km et fonctionne correctement.

Dans le second cas, un programme d'ajustement d'anneaux Cherenkov de basse énergie est appliqué. À Super-Kamiokande, un électron est considéré comme étant correctement reconstruit si l'on observe 60 coups en 50 ns, et que ce programme peut convenablement ajuster un anneau Cherenkov à l'événement observé [4]. Il s'agit d'un programme de *grid-fit*, utilisant un estimateur très semblable à celui de A-fit, mais modifié pour les traces de basse énergie, voir par exemple [86].

5.2 Pattern Of Light FIT (POLfit)

Ce programme est appliqué à la dernière étape de la reconstruction, sur les événements à un anneau de type électron. Il a pour but **d'identifier les événements π^0 n'ayant pas été repérés au moment du comptage d'anneaux et étant donc à un seul anneau, de type électronique.**

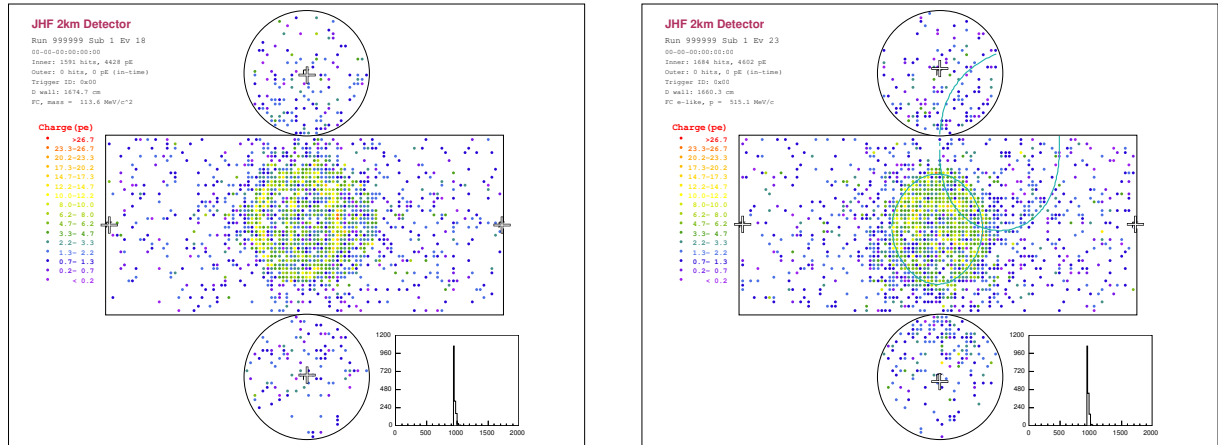


FIG. 5.12 – Vue « déroulée » du détecteur à 2 km : π^0 de 400 MeV. À gauche les deux anneaux sont bien visibles. À droite la désintégration est asymétrique, l'information Monte-Carlo sur les anneaux est indiquée.

Les π^0 sont vus comme n'ayant qu'un seul anneau dans deux cas :

- en cas de désintégration asymétrique, c'est-à-dire lorsque l'un des γ emporte une faible quantité d'énergie à cause de l'effet du boost de Lorentz. Ceci correspond à des angles d'émission dans le centre de masse θ^* proches de 0.
- pour les π^0 d'impulsion $> \sim 600$ MeV/c, les deux γ sont boostés vers l'avant et les deux anneaux sont superposés et donc indiscernables.

Notons que la seconde raison est une limitation physique difficilement surmontable des Cherenkov à eau : l'efficacité de reconstruction des π^0 est une fonction décroissante de l'impulsion dans ce type d'appareil puisque l'on y compte des anneaux, et que la proportion d'événements π^0 à anneaux superposés augmente avec l'énergie (à cause du boost de Lorentz). Ceci justifie la présence à T2K de détecteurs à grain fin détectant l'ionisation (TPC à argon liquide par exemple) et n'étant donc pas affectés par ce problème.

Notons que les gerbes γ et électroniques sont légèrement différentes :

- a Une gerbe électromagnétique causée par un électron se produit immédiatement, et le vertex reconstruit correspond au point de production de l'électron.
- b Au-dessus de quelques dizaines de MeV, un photon γ tend à se convertir en une paire e^+e^- après une traversée d'une longueur de l'ordre de la longueur de radiation X_0 du milieu ($X_0 = 36$ cm pour l'eau). Les programmes de reconstruction identifient ce point de conversion comme vertex. Pour un π^0 identifié comme événement à un seul anneau, le vertex est donc biaisé vers l'aval.
- c En dessous de cette énergie la section efficace de diffusion Compton est dominante, et c'est l'électron diffusé qui produit une gerbe. Ceci peut se produire dans une direction différente de celle du γ initial et peut causer un problème dans l'identification des π^0 : ceci a été constaté lors de la conception du détecteur POD à 280m pour les π^0 de faible impulsion. Ce problème affecte aussi potentiellement les détecteurs Cherenkov à eau et devra être étudié ultérieurement.

Ces différences dans les types de gerbe ne sont pas prises en compte dans l'identification de particules standard, mais elles sont importantes pour la séparation électron/ π^0 .

POLfit est un programme qui effectue un test d'hypothèse : le motif de lumière est ajusté deux fois par maximum de vraisemblance, la première fois en supposant que la lumière provient d'un π^0 (2 traces γ), et la seconde fois en supposant qu'elle provient d'un

électron. La masse invariante des deux traces γ reconstruites au cours de la première étape et le rapport des maxima de vraisemblance permettent de discriminer entre les deux hypothèses. POLfit utilise une méthode originale pour le calcul du motif de lumière, sensiblement différente des méthodes utilisées pour la PID. Notons qu'à la différence des algorithmes précédents, POLfit ne repose pas sur l'identification du bord des anneaux Cherenkov : on n'y ajuste pas les angles d'ouverture des cônes.

POLfit a été écrit par T. Barszczak et D. Casper (University of California, Irvine) et est décrit dans [46]. Conjointement avec S. Mine (UCI) et D. Casper j'ai travaillé à son amélioration, d'abord en corrigeant certaines erreurs dans la version standard (dite version 2), puis en développant une nouvelle version (dite version 5). Des idées pour des développements futurs sont détaillées dans ce paragraphe. POLfit2 a été utilisé à K2K pour l'analyse d'apparition de ν_e décrite dans [87].

Notons que dans ce travail de thèse l'objectif est d'identifier des électrons. Les coupures ont donc été choisies en ce sens. Une étude cherchant à optimiser la recherche de π^0 utiliserait d'autres critères.

5.2.1 Calcul des charges attendues : `expq` et `expq++`

`expq` est le nom de la bibliothèque de calcul des charges attendues utilisée par POLfit. Une version plus récente, prenant en compte l'effet des réflexions et codée en C++ est surnommée `expq++`. Cet ensemble de routines sert à calculer la quantité de lumière (ou de charge) reçue par chaque PMT pour une configuration donnée de traces (directions, impulsions et natures des particules) originaires d'un même vertex.

Le programme commence par déterminer une quantité de lumière directe par PMT, à partir d'une table obtenue en simulant un grand nombre de particules monochromatiques, en ayant supprimé tout effet optique (diffusion, absorption et réflexion des photons). Il s'agit simplement de la densité «brute» de photons Cherenkov

$$\frac{d^3 N}{dp dr d \cos \theta},$$

où p est l'impulsion de la particule, r la distance depuis le vertex et θ l'angle d'ouverture entre la direction courante et la direction de la trace (coordonnées sphériques centrées sur le vertex). Ce flux est supposé être symétrique de révolution autour de l'axe (indépendant de ϕ). Des tables ont été obtenues pour les muons, les électrons et les photons γ . Il y a 50 bins en impulsion de 50 à 2000 MeV, 30 bins en r de 100 cm à 3000 cm, et 200 bins en $\cos \theta$ de -1 à 1 . On interpole (ou extrapole) linéairement la table pour obtenir le flux de photons. Notons que pour les photons γ , cette distribution est moyennée sur la position du point de conversion à partir duquel la gerbe se produit. La distribution de lumière obtenue est une distribution moyenne, donc différente de la distribution obtenue pour un photon individuel (voir commentaires plus bas).

Pour des raisons de temps de calcul, il n'est pas possible de faire un calcul exact de la quantité de lumière indirecte (diffusée ou réfléchi). Une méthode approchée a été développée par les physiciens de UCI. Elle ne dépend que de la position du vertex. Elle permet de calculer rapidement et assez précisément la quantité de lumière indirecte pour n'importe quelle configuration de traces pourvu que le vertex reste fixe.

L'hypothèse principale est la suivante : toute la lumière est émise depuis le vertex. On suppose aussi que lumière indirecte (diffusée ou réfléchi) est une fonction linéaire de la lumière directe (pour chaque tube) ; seule la distribution géométrique de la lumière

indirecte doit être calculée. Pour chaque «rayon» de lumière directe émis dans la direction du PMT i , on veut calculer la quantité de lumière indirecte produite sur le PMT j , c'est-à-dire une matrice M telle que $I = MD$ où I est le «vecteur» des quantités de lumière indirecte et D le «vecteur» des quantités de lumière directe. Comme une telle matrice serait bien trop encombrante en mémoire, on divise le détecteur en «patches» directs et indirects (on regroupe les PMT voisins), et on calcule les éléments de matrice patch par patch. Les PMT d'un même patch voient la même quantité de lumière. La matrice n'est pas carrée : à Super-Kamiokande on utilise 52 patches directs et 488 patches indirects.

Dans la nouvelle version, on calcule trois matrices, pour la diffusion, les réflexions sur le *black sheet* et les réflexions sur les PMT.

Calcul des éléments de matrice pour la diffusion

On considère un «rayon de lumière» allant du vertex V au centre C d'un patch direct, ainsi que le centre S d'un patch indirect. Ce rayon VC est une source de lumière indirecte (secondaire). On divise ce rayon en segments; chaque segment s'atténue exponentiellement avec la distance depuis le vertex en raison de l'atténuation. On considère les centres de chaque segment comme des sources de lumière indirecte : la quantité de lumière diffusée émise est égale à la quantité de lumière atténuée dans le segment correspondant, soustraite de la quantité de lumière réfléchi. On suppose que la lumière diffusée est isotrope ce qui est une approximation. En pratique la division en segments consiste à effectuer une intégration numérique le long du rayon, d'une fonction de diffusion isotrope proportionnelle à $\exp -(x + R(x))/L$ où x est la distance entre le vertex et le point courant le long du rayon direct, et R la longueur du rayon indirect (entre le point courant et S). À chaque étape on tient compte de l'angle d'incidence sur les patches et de l'angle solide sous-tendu par chaque PMT. On constate que ces éléments de matrice sont indépendants des traces effectivement suivies par les particules émettant la lumière directe (puisque l'on n'intègre que sur les «rayons»), ils ne dépendent que du vertex et des patches.

Calcul des éléments de matrice pour les réflexions

On utilise le même procédé, mais le calcul est beaucoup plus simple car il n'y a pas de perte le long des rayons. Le calcul se ramène donc à un calcul d'angles, et en utilisant les valeurs tabulées de la quantité de lumière réfléchi en fonction de l'angle on calcule aisément les éléments de matrice. Ce calcul fait également intervenir les réflectivités des surfaces (on utilise les mêmes valeurs que dans le Monte-Carlo).

Dans la première version de la bibliothèque (expq), les réflexions ne sont pas calculées. Notons que dans la seconde version (expq++), le temps de vol approximatif des photons indirects est calculé, et il est possible d'appliquer une coupure en temps pour éliminer les photons trop tardifs.

Motif de lumière attendue

La dernière étape du calcul consiste à faire une combinaison linéaire des trois sources de lumière indirecte et de la lumière directe. Par défaut les poids sont de 1, ce qui veut dire que l'on utilise la même fraction de lumière indirecte que celle prédite par le Monte-Carlo. On peut artificiellement modifier la proportion de lumière indirecte en faisant varier les coefficients. Un réglage empirique de ces paramètres a été effectué (pour la seconde

version), en comparant les motifs attendus à ceux obtenus par le Monte-Carlo de Super-Kamiokande. J'ai utilisé des électrons de 500 MeV pour effectuer ce réglage (figure 5.13).

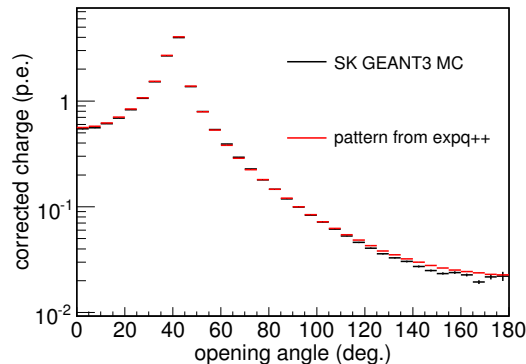


FIG. 5.13 – Profils de charge (charge corrigée de l'atténuation et de l'incidence sur les PMT en fonction de l'angle d'ouverture du cône) pour des électrons de 500 MeV à Super-Kamiokande. L'accord entre expq++ et la simulation GEANT3 est excellent. On a utilisé les vrais vertex et directions pour calculer les profils.

5.2.2 Principe du fitter de π^0

La version originale du programme POLfit est décrite dans [46]. La version décrite dans ce paragraphe est une version plus récente dite version 2 (polfit2). Le programme fonctionne en deux étapes indépendantes : la première étape ajuste le motif de lumière à l'aide de deux motifs γ , pour tester l'hypothèse π^0 ; la seconde ajuste le motif à l'aide d'un motif électronique unique (hypothèse électron).

Ce programme utilise comme variables d'entrée le vertex \vec{V} et la direction \vec{d} obtenus à la fin de la reconstruction standard (MS-fit). Pour un π^0 mal identifié au cours du comptage d'anneau, la première partie de POLfit devrait identifier l'anneau manquant du second γ , avec une grande valeur de la vraisemblance \mathcal{L}_{π^0} et une masse invariante proche de la masse au repos du π^0 (134,9 MeV/ c^2). Pour un vrai électron, il ne sera pas possible d'ajuster le motif lumineux par deux motifs γ à moins de superposer complètement les deux traces γ . Ceci a pour effet de donner une masse invariante proche de 0. La seconde étape de POLfit donnera en revanche une meilleure valeur de la vraisemblance \mathcal{L}_e . Les variables discriminantes obtenues en sortie du programme sont donc le rapport de ces deux maxima des vraisemblances $\mathcal{L}_{\pi^0}/\mathcal{L}_e$, ainsi que la masse invariante $M_{\gamma\gamma}$. Si la quantité de lumière diffusée est trop importante, deux traces avec un grand angle d'ouverture pourront donner un bon ajustement au motif observé, y compris pour les électrons. Ceci a été constaté en particulier dans le cas du détecteur à 2 km (cf paragraphe 5.2.4). C'est pourquoi les PMT dont les temps résiduels sont trop grands sont rejetés avant calcul : une coupure en temps est appliquée au motif observé avant tout calcul de la vraisemblance, afin d'obtenir un motif «propre». En effet les PMT touchés par des photons directs ont des résidus assez proches les uns des autres[†], ce qui provoque un pic dans la distribution. Des PMT touchés par une autre source de lumière (diffusion, réflexions) ont des temps résiduels

[†]L'équation 5.1 suppose que toute la lumière provient d'un seul point. Les résidus obtenus sont donc mieux calculés pour les traces courtes devant la taille du détecteur. L'équation 5.2 pallie ce problème.

bien plus grands, et sont donc éliminés par la coupure. Notons qu'une coupure semblable est appliquée avant le comptage d'anneaux, exactement pour les mêmes raisons.

Détails techniques du fit π^0

Au début du fit π^0 , la charge observée est projetée sur une sphère de rayon 1 m centrée sur le vertex (après avoir corrigé de l'atténuation dans l'eau). Cette distribution de charge est considérée comme une distribution de masse, dont on calcule le tenseur d'inertie qui est ensuite diagonalisé. Le vecteur propre \vec{e}_3 correspondant à la plus grande valeur propre est donc orthogonal au plan contenant la plus grande quantité de charge. Dans un cas idéal, ceci correspond au plan contenant les deux photons γ . Le programme utilise un système de coordonnées sphériques, dans lequel l'axe X est confondu avec la direction du premier γ ; l'axe Z est défini par

$$\vec{u}_z = \frac{1}{\|\vec{e}_3 - \vec{u}_x(\vec{u}_x \cdot \vec{e}_3)\|} (\vec{e}_3 - \vec{u}_x(\vec{u}_x \cdot \vec{e}_3)).$$

C'est une correction au vecteur \vec{e}_3 obtenue par orthonormalisation à partir de \vec{u}_x . Le vecteur \vec{u}_y est obtenu par produit vectoriel.

Le plan de l'équateur ainsi obtenu est une bonne approximation du plan $\gamma\gamma$ trouvé par diagonalisation du tenseur. La direction du premier γ est maintenue constante pendant le fit.

Le programme fait varier la direction du second γ (deux paramètres libres angulaires θ et ϕ) ainsi que la fraction d'énergie f emportée par ce dernier (un paramètre libre énergétique) : la quantité d'énergie totale est constante. Pour chaque configuration des trois variables, un motif de lumière attendue est engendré, et comparé au motif observé (après la coupure en temps éliminant la lumière diffusée) par un calcul de vraisemblance (équation 5.3). Le meilleur triplet (θ, ϕ, f) est obtenu en maximisant la vraisemblance par un algorithme de *simplex* [88]; une deuxième direction est donc trouvée, et l'énergie totale est répartie sur les deux traces. On peut donc calculer la masse invariante $M_{\gamma\gamma}$ de ces deux traces γ . Notons que pour un événement π^0 1Re, la trace identifiée est celle du γ principal. Comme indiqué précédemment le vertex reconstruit (point de départ de la gerbe) est donc biaisé vers l'aval de la trace. Ce décalage peut introduire des biais dans la distribution de masse invariante.

hypothèse électron

La seconde étape est plus simple : un motif de lumière attendue de type électronique est produit à partir du vertex et de la direction donnés en entrée. La vraisemblance de ce motif est calculée.

Le principal changement par rapport à la version originale se trouve dans cette deuxième étape; dans la version originale, on utilisait à nouveau deux motifs γ , mais les points initiaux du simplex correspondaient à un très faible angle d'ouverture, ce qui imposait au simplex de chercher un maximum pour deux anneaux γ quasi-superposés. Cette méthode donnant de moins bons résultats, elle a été abandonnée.

Résultats

Les figures 5.14 et 5.15 montrent les distributions des variables discriminantes obtenues avec la simulation officielle de SK, sur des événements monochromatiques (e^- et π^0).

Dans toute cette étude (y compris dans les paragraphes suivants), les vertex sont distribués uniformément dans le volume fiduciel et les directions sont isotropes. Pour Super-Kamiokande, le volume fiduciel est un cylindre vertical de 22,5 kilotonnes, obtenu en laissant 2 m entre la paroi du détecteur et le bord du volume fiduciel. Pour le détecteur 1KT dans lequel les mêmes programmes ont été testés le volume fiduciel est de 50 tonnes ; il s'agit d'un cylindre d'axe horizontal de 2 m de rayon et de 4 m de long, centré sur le centre du détecteur (qui est d'axe *vertical*).

On n'a appliqué le programme que sur les événements n'ayant qu'un seul anneau reconstruit, de type électron. Les π^0 déjà identifiés par le comptage d'anneaux ont donc été retirés. Ceci explique que la séparation paraisse moins efficace à Super-Kamiokande : le comptage d'anneaux y étant plus efficace qu'au 1KT (en raison de la meilleure pixelisation), les π^0 restants sont « plus difficiles » à identifier.

On constate que les électrons et les π^0 se comportent effectivement de manière différente, la masse invariante étant la principale variable discriminante, avec un pic à la masse du π^0 pour les π^0 . La séparation est visiblement plus difficile à mesure que l'impulsion augmente. Notons que la masse invariante a un maximum pour ~ 50 MeV pour les électrons. Ceci montre que POLfit trouve un second anneau dans la lumière diffusée.

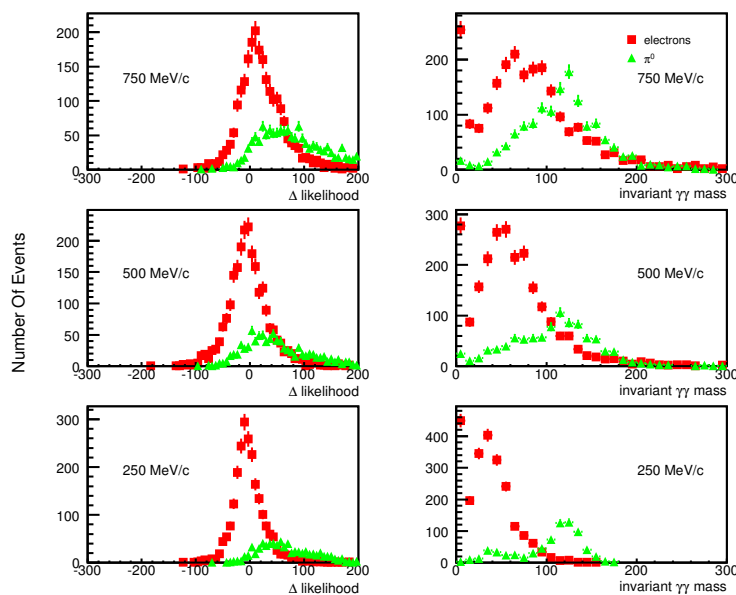


FIG. 5.14 – Distributions des variables discriminantes de POLfit (masse invariante et rapport de vraisemblances, pour SK. Les électrons sont en vert, et les π^0 en rouge.

Pour mieux comprendre le fonctionnement de POLfit, et du programme standard de comptage d'anneaux, on peut étudier la variable $\cos\theta^*$, où θ^* est l'angle que fait la direction du γ principal avec la direction du π^0 , dans le centre de masse. Comme le π^0 est de spin nul, les désintégrations sont isotropes dans le centre de masse, les deux γ sont émis dos-à-dos, avec des énergies égales. La distribution de $\cos\theta^*$ est uniforme. La figure 5.16 montre cette distribution pour les événements π^0 à 2 anneaux (π^0 identifiés par le compteur d'anneaux) et pour les événements π^0 à 1 anneau. Dans les deux cas on a utilisé l'information reconstruite, ce qui explique que la distribution ne soit pas rigoureusement uniforme. Pour les événements à 1 anneau on utilise le second γ donné par POLfit. On constate immédiatement que le fitter standard (compteur d'anneaux) identifie

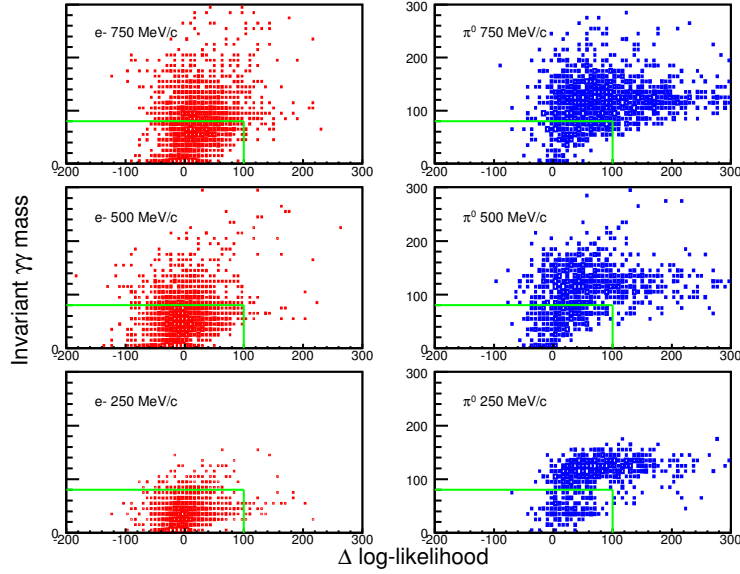


FIG. 5.15 – Distributions bidimensionnelles des variables discriminantes de POLfit (masse invariante et rapport de vraisemblances), pour SK. Les électrons sont à gauche (en rouge), et les pions à droite (en bleu). Les boîtes vertes indiquent la position des coupures utilisées pour sélectionner le signal d'électrons.

correctement[‡] les π^0 pour lesquels $\cos\theta^*$ est proche de 0, c'est-à-dire les désintégrations «symétriques» : les deux γ ont alors des énergies comparables. Il est également clair que l'efficacité de cette reconstruction diminue lorsque l'impulsion des π^0 augmente. POLfit (appliqué sur les événements à 1anneau) permet de récupérer des événements asymétriques pour lesquels l'angle θ^* est proche de 0 : dans ce cas l'un des γ est fortement boosté tandis que l'autre l'est faiblement, ce qui introduit une forte asymétrie entre les deux photons. Le second γ donne un anneau plus difficile à identifier par comptage, mais identifiable par POLfit. De même plus l'énergie des π^0 augmente, plus il devient difficile de reconstruire les π^0 manqués lors du comptage d'anneaux : la somme des deux distributions n'est pas uniforme (ce qui est aussi en partie dû au fait qu'il s'agit de θ^* reconstruit). À plus haute énergie, les événements symétriques tendent à donner des anneaux superposés (voir plus haut) : cet effet est également visible dans la perte d'efficacité observée pour $\cos\theta^* \sim 0$.

Résultats de POLfit2

On utilise des coupures sur le rapport des maxima de vraisemblance ainsi que sur la masse invariante reconstruite. Les coupures utilisées pour polfit2 sont $\log \mathcal{L}_{\pi^0} - \log \mathcal{L}_e < 80$ et $M_{\gamma\gamma} < 100 \text{ MeV}/c^2$ (indiquées en vert sur les figures). On a choisi ces coupures pour optimiser la sensibilité de l'expérience (voir chapitre 6). En conséquence, ces coupures ne sont pas optimales pour séparer les électrons des π^0 dans le cas d'événements monochromatiques en quantité quasi-identique. De plus, on s'est limité à un cas simple, prenant une «boîte» dans le plan $(\Delta L, M_{\gamma\gamma})$, indépendante de l'énergie des particules. Il sera nécessaire dans la suite de l'expérience T2K de faire une analyse complète pour optimiser la position de ces coupures, par exemple en utilisant une combinaison linéaire des deux variables discriminantes. Notons qu'au vu des figures précédentes, la différence des vraisemblances

[‡]c'est-à-dire pour lesquels il compte deux anneaux.

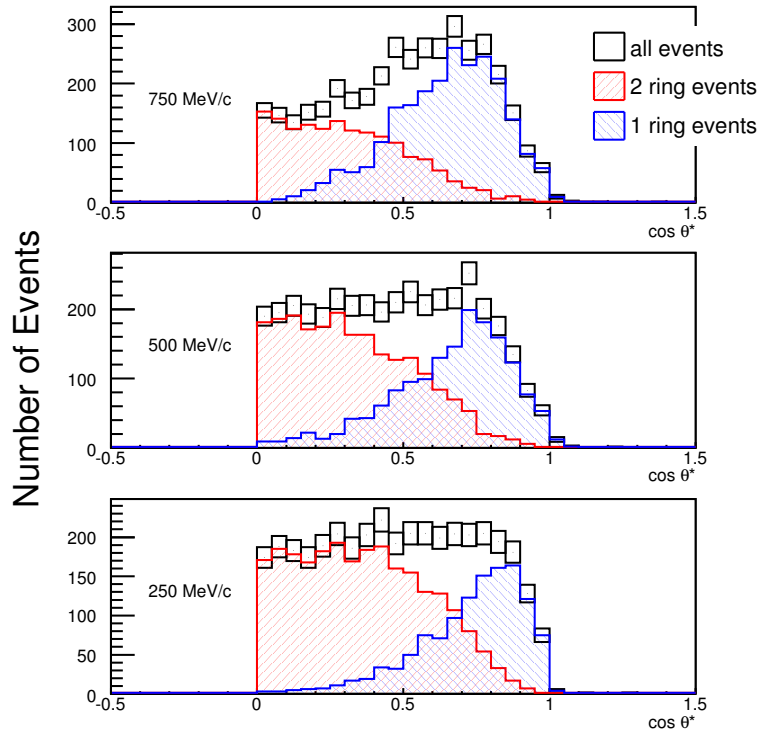


FIG. 5.16 – Distributions du cosinus de l’angle d’émission du γ principal dans le centre de masse. On a séparé les distributions obtenues pour les événements à 2 anneaux (fitter standard) et à un seul anneau (POLfit). Dans les deux cas l’information reconstruite est utilisée. Aucune coupure de sélection de π^0 sur les variables de POLfit n’a été appliquée. Seuls les événements à 1 et 2 anneaux ont été utilisés.

n’est pas une variable très discriminante, elle n’est pas utilisée dans l’analyse de K2K [87].

Dans ce paragraphe, l’efficacité est définie comme étant le rapport du nombre d’événements sélectionnés au nombre total d’événements engendrés dans le volume fiduciel. On calcule ce rapport pour les π^0 et les électrons. Les coupures sont choisies pour que cette valeur soit la plus faible possible pour les π^0 et la plus grande possible pour les électrons. Dans la table 5.2 figurent les efficacités de sélection des échantillons monochromatiques précédents, avec et sans POLfit2. Cette table permet de voir l’intérêt d’utiliser POLfit sur les événements à un anneau de type e , au lieu de se contenter du comptage d’anneaux : la fraction de π^0 mal identifiés est réduite (au moins d’un facteur 3), et croît moins rapidement avec l’impulsion, au prix d’une certaine réduction de l’efficacité de sélection des vrais électrons. Les puretés correspondantes figurent dans la table 5.3, on constate également l’amélioration apportée par POLfit. Remarquons cependant que l’évaluation de la pureté est peu utile ici, car on est dans le cas de deux populations monochromatiques de taille identique ; ce ne sera pas le cas à T2K, la pureté ne sera donc pas la même, et ne peut pas être directement transposée au cas du faisceau de T2K.

5.2.3 Améliorations : POLfit5

Le premier défaut que l’on constate est l’effet d’un déplacement du vertex sur la qualité de la séparation. Il apparaît qu’un déplacement des vertex en entrée de 30 cm, c’est-à-dire d’une longueur de l’ordre de la longueur de radiation dans l’eau, entraîne des variations dans l’efficacité de séparation d’environ 15-20% selon l’énergie (voir figure 5.17). On sait

	1Re-like (%)	1Re-like et coupures POLfit2 (%)
π^0 250 MeV/c	$29,8 \pm 0,7$	$8,9 \pm 0,4$
π^0 500 MeV/c	$39,3 \pm 0,9$	$12,7 \pm 0,5$
π^0 750 MeV/c	$56,3 \pm 0,8$	$13,2 \pm 0,5$
e^- 250 MeV/c	$92,6 \pm 0,4$	$89,0 \pm 0,5$
e^- 500 MeV/c	$94,1 \pm 0,4$	$77,6 \pm 0,7$
e^- 750 MeV/c	$93,5 \pm 0,4$	$62,4 \pm 0,8$

TAB. 5.2 – Efficacités de sélection pour les π^0 et électrons monochromatiques simulés dans le détecteur SK (simulation GEANT3), avec et sans POLfit2.

	1Re-like (%)	1Re-like et coupures POLfit2 (%)
250 MeV/c	$75,7 \pm 0,6$	$90,9 \pm 0,5$
500 MeV/c	$70,8 \pm 0,6$	$86,0 \pm 0,6$
750 MeV/c	$62,4 \pm 0,6$	$82,6 \pm 0,8$

TAB. 5.3 – Puretés des échantillons d'événements à un seul anneau *e-like*, avant et après les coupures de POLfit2. Ces puretés ne sont valables que pour les échantillons d'événements monochromatiques décrits précédemment.

de plus que la reconstruction (MS-fit) introduit des biais de vertex d'environ 10 cm aussi bien dans le détecteur 1KT qu'à Super-Kamiokande (mais à Super-Kamiokande l'effet est moins important) [42]. Ces biais dépendent de l'énergie de la trace, et peuvent donc potentiellement perturber la séparation électron/ π^0 . Il a donc été décidé de transformer le vertex en paramètre libre dans les deux étapes de polfit. Ces biais étant parallèles à la direction de la trace, le vertex est astreint à se déplacer le long de la trace principale (électron ou γ principal). Il n'y a donc qu'un seul paramètre libre supplémentaire (distance d depuis le vertex de MS-fit). Ceci a pour avantage d'économiser du temps de calcul (un fit tridimensionnel donne des temps de calcul inacceptables). Cette version est appelée polfit5. Les détails techniques sont donnés dans les deux paragraphes suivants. Notons d'ores et déjà que la séparation électron/ π^0 n'a pas été améliorée de manière spectaculaire par l'introduction de ce paramètre libre supplémentaire ; le but est de rendre la séparation électron/ π^0 relativement indépendante du biais sur le vertex d'entrée et donc de réduire une source d'erreur systématique sur la séparation électron/ π^0 .

Hypothèse π^0

Les déplacements de vertex sont des opérations coûteuses en temps de calcul puisque la bibliothèque *expq* doit reprendre le calcul des éléments de matrice à zéro à chaque nouvelle position. Il s'est donc avéré impossible de traiter de manière identique le paramètre d relatif au vertex et les trois paramètres (θ, ϕ, f) . L'idée est donc de maximiser la vraisemblance à d fixé, par rapport aux autres paramètres, puis de faire varier d indépendamment. Le programme calcule donc, à d_0 fixé : $\mathbf{L}_1(d_0) = \max_{\theta, \phi, f} \mathbf{L}(\theta, \phi, f, d_0)$, en utilisant le même

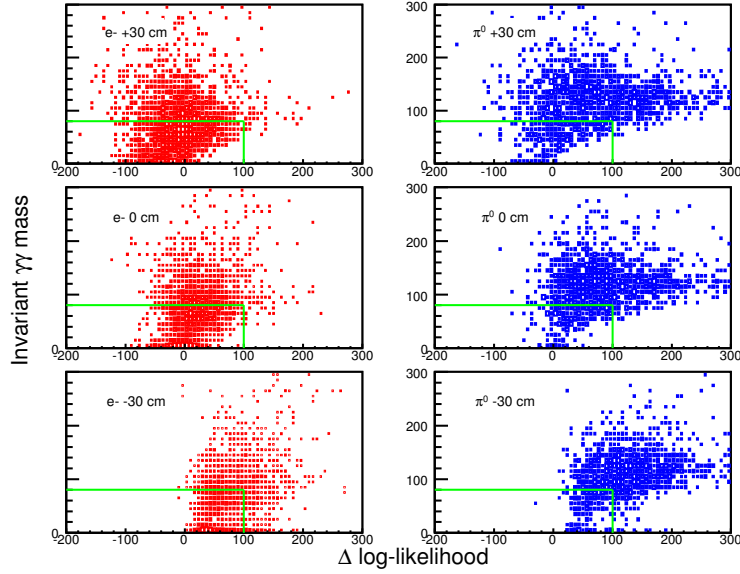


FIG. 5.17 – Distributions bidimensionnelles des variables discriminantes de POLfit (masse invariante et rapport de vraisemblances), pour des électrons et π^0 de 750 MeV/c à SK. Les électrons sont à gauche (en rouge), et les pions à droite (en bleu). Les boîtes vertes indiquent la position des coupures utilisées pour sélectionner le signal d'électrons. On a artificiellement décalé le vertex de -30 cm, 0 cm et +30 cm le long de la trace principale. On voit un déplacement des distributions, surtout pour les biais négatifs.

type de simplex à 3 dimensions que polfit2. Pour contrôler la maximisation de $\mathbf{L}_1(d)$ par rapport à d , un second simplex à 1 dimension est utilisé. Le gain en vitesse par rapport à un unique simplex à 4 dimensions est d'un facteur 3 à 4, sans perte d'efficacité de séparation.

Hypothèse électron

La vraisemblance \mathcal{L}_e est maximisée en faisant varier la position du vertex le long de la trace. Cette maximisation est faite en utilisant la même méthode de simplex, à une seule dimension.

Résultats

Dans la suite de cette étude j'ai défini l'efficacité de la manière suivante (N est le nombre d'événements) :

$$\epsilon = \frac{N(\text{1 anneau e-like \& coupures POLfit})}{N(\text{1 anneau e-like})}.$$

On notera ce rapport S pour les électrons et N pour les π^0 . Autrement dit, l'efficacité ne prend pas en compte la première sélection due au comptage d'anneaux et à l'identification de particules qui sont beaucoup plus efficaces à Super-Kamiokande, afin d'évaluer la performance de POLfit seul. S mesure l'efficacité de la sélection d'électrons tandis que N mesure la probabilité de sélectionner à tort un π^0 . Pour obtenir le même niveau de bruit pour les événements à 500 MeV/c dans les deux versions, on utilise les coupures $\log \mathcal{L}_{\pi^0} - \log \mathcal{L}_e < 150$ et $M_{\gamma\gamma} < 110$ MeV/c² pour POLfit5. Ces coupures ont simplement

pour but de comparer la performance des différentes versions du programme POLfit. En ce qui concerne le détecteur de 1kton de K2K on obtient les résultats de la table 5.4. Pour Super-Kamiokande les résultats sont résumés dans la table 5.5.

Impulsion (MeV/c)	200	500	800	
polfit2- e^- MC (%)		71,9±0,9		}S(e^-)
polfit5- e^- MC (%)	94,6±0,3	83,5±0,6	79,6±0,7	
polfit2- π^0 MC (%)		22,0±1,3		}N(π^0)
polfit5- π^0 MC (%)	13,6±1,6	22,3±1,1	21,2±0,7	

TAB. 5.4 – Efficacité de sélection pour des π^0 et électrons (MC) dans le détecteur 1KT de K2K (simulation GEANT3). Une amélioration de 10% de l'efficacité de sélection des électrons (signal) pour le même niveau de bruit est observée.

Impulsion (MeV/c)	250	500	750	
polfit2- e^- MC (%)	96,1±0,3	82,4±0,6	66,8±1,0	}S(e^-)
polfit5- e^- MC (%)	97,0±0,3	86,7±0,6	67,6±0,8	
polfit2- π^0 MC (%)	29,8±1,3	32,5±1,1	23,4±0,9	}N(π^0)
polfit5- π^0 MC (%)	33,3±1,5	33,7±1,3	26,3±1,0	

TAB. 5.5 – Efficacité de sélection pour des π^0 et électrons (MC) dans le détecteur SK (simulation GEANT3). La séparation semble de moins bonne qualité que dans le 1KT car le comptage d'anneaux a déjà éliminé plus de π^0 à SK. Les π^0 restant sont donc en moyenne plus difficiles à identifier.

Le but recherché avec POLfit5 étant la robustesse de l'ajustement face aux biais de vertex, on a déplacé le vertex de ± 60 cm et ± 30 cm le long de la trace principale, et on a étudié la variation des efficacités de sélection. L'effet est surtout sensible pour le déplacement de -60 cm. Les efficacités de sélection varient d'un facteur ~ 2 pour des particules de 750 MeV/c à Super-Kamiokande. Pour les électrons de 500 MeV/c, la variation d'efficacité est de $\sim 30\%$ pour un biais négatif de 60 cm. Pour les autres déplacements les effets sont plus faibles (de l'ordre de 10%), notamment à cause de la correction d'une erreur dans l'un des algorithmes de normalisation de la charge attendue. À 250 MeV/c, l'effet maximal est de 10%. Pour les π^0 , l'effet est bien plus important, en raison du décalage de la position du pic de masse invariante, les variations atteignent $\sim 30\%$ à 500 MeV/c.

L'introduction des deux fits de vertex dans POLfit-5 permet de maintenir les variations au niveau de $\sim 1,5\%$ pour les électrons. Pour les π^0 , les variations sont de $\sim 20\%$, 3,7% et 5,6% pour 250, 500 et 750 MeV/c à SK.

Critiques

On constate donc que l'ajout de ces deux fits de vertex a bien pour effet de protéger le programme contre les biais de vertex à l'entrée. L'objectif (suppression de cette source d'erreur systématique) est donc atteint. Cependant, l'effet est surtout important pour les forts biais négatifs (60 cm), ce qui arrive assez peu en pratique. Les corrections des erreurs

révélées par cette étude ont permis de limiter l'effet des biais de vertex dans POLfit2, rendant la présence des fits de vertex moins indispensable.

On constate aussi qu'il n'y a pas d'amélioration de la séparation électron/ π^0 à Super-Kamiokande, un ajustement des coupures pouvant donner des résultats équivalents. La séparation électron/ π^0 est en revanche significativement améliorée pour le détecteur 1kton, et ce vraisemblablement en raison d'une meilleure description des charges attendues. Soulignons encore une fois que ces coupures ne sont pas optimales et pourraient dépendre de l'impulsion. On constate ici un exemple de différences de comportement entre un grand et un petit Cherenkov à eau, qui ont été insuffisamment étudiées jusqu'à présent.

5.2.4 Autre possibilité : fit avec contrainte de masse

Une possibilité qu'il m'a semblé utile d'explorer était d'introduire la contrainte de masse dans le fit π^0 , c'est-à-dire de restreindre l'espace exploré par le simplex à la région physique. En effet seule une partie de l'espace (θ, ϕ, f) correspond à la désintégration d'un π^0 . Pour un vrai π^0 , ces trois variables sont liées par l'équation :

$$\cos(\Theta) = \cos(\theta) \cos(\phi) = 1 - \frac{M_{\pi^0}^2}{2f(1-f)E^2},$$

où E est l'énergie du π^0 dans le référentiel du laboratoire, et Θ l'angle d'ouverture entre les deux γ (la première égalité provient du système de coordonnées utilisé dans polfit). Ceci a donc pour avantage supplémentaire de retirer l'une des variables du simplex et donc d'accélérer la convergence du fit. Pour un vrai π^0 , le second γ manqué lors du comptage d'anneaux doit satisfaire cette contrainte; la vraisemblance doit donc être effectivement maximale en un point où la contrainte est satisfaite. Pour un électron, on a montré précédemment que les deux anneaux γ étaient superposés dans le fit sans contrainte. Dans ce fit 1C, le second anneau ne peut plus être superposé au premier; l'accord entre motif attendu et observé est donc nécessairement moins bon ce qui doit dégrader la vraisemblance. Comme $M_{\gamma\gamma}$ est fixée à la masse vraie du π^0 , le rapport des maxima de vraisemblance est la seule variable discriminante obtenue en sortie du programme. Les conditions imposées par la contrainte devraient permettre d'obtenir une combinaison quasi-optimale des variables discriminantes en une seule. Ceci permettrait de simplifier l'optimisation des coupures.

Détails techniques

J'ai fait le choix de supprimer la variable f (fraction d'énergie emportée par le second γ). L'équation précédente donne :

$$f = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4}{A}} \right)$$

où on a noté :

$$A = 2 \frac{M_{\pi^0}}{E} (1 - \cos(\theta) \cos(\phi)).$$

A est nécessairement positif et la région physique correspond à $A > 4$. La masse est contrainte en ajoutant une fonction de pénalisation $-G$ à la vraisemblance qui devient

$L = G(\theta, \phi)$ avec

$$G(\theta, \phi) = \begin{cases} \exp(W(4 - A)) - 1 & \text{si } A \leq 4, \\ 0 & \text{si } A \geq 4. \end{cases}$$

J'ai empiriquement placé le paramètre W à 100. La masse M_{π^0} a été fixée à la «vraie» masse du π^0 , 134,976 MeV/c². Ainsi cette fonction G croît très rapidement dès que l'on quitte la région physique. Elle est de plus continue afin de ne pas perturber le fonctionnement du simplex. La masse est donc quasiment constante pendant le fit. J'ai bien sûr combiné cette méthode avec le fit de vertex décrit dans les paragraphes précédents.

L'une des difficultés de ce fit 1C est de choisir les paramètres de départ du simplex (2 paramètres donc 3 sommets), qui doivent à présent tous être dans la région physique. Les trois sommets initiaux sont donc calculés et dépendent de l'énergie.

Résultats

La figure 5.18 montre les estimateurs ΔL et $M_{\gamma\gamma}$ obtenus lorsque l'on applique la contrainte de masse. On constate que la masse est bien fixée à sa valeur d'entrée. Le rapport des maxima de vraisemblance devient très discriminant aux basses impulsions. Cependant les performances autour de 500 MeV/c sont semblables à celles des versions précédentes.

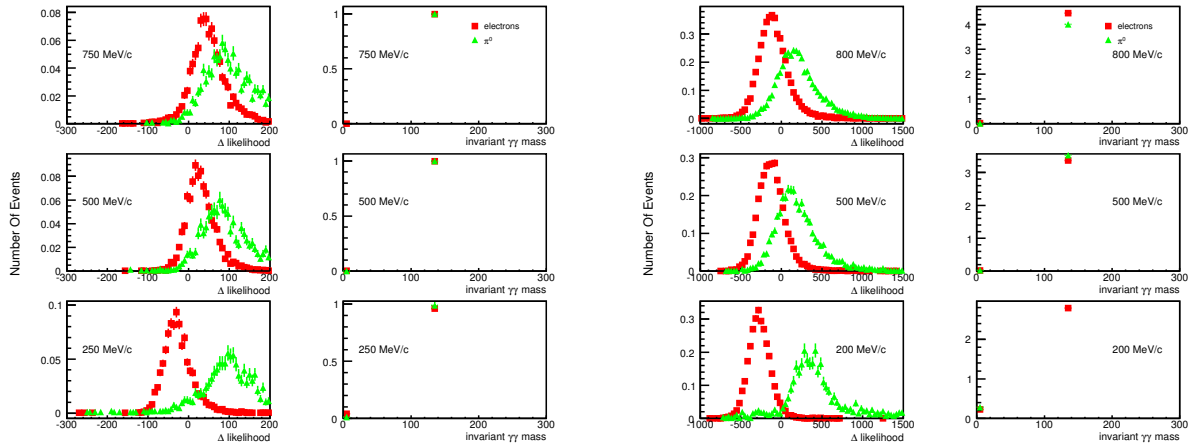


FIG. 5.18 – Distributions de $M_{\gamma\gamma}$ et ΔL pour POLfit5 avec contrainte de masse, appliqué sur des électrons et π^0 monochromatiques dans Super-Kamiokande (à gauche) et dans le détecteur 1KT de K2K. La masse invariante est fixée à 134,976 MeV/c². Les distributions sont normalisées à la même aire.

Les tables 5.6 et 5.7 résument les efficacités de sélection pour des électrons et des π^0 monochromatiques, distribués de manière isotrope dans le volume fiduciel. La coupure utilisée a été choisie pour que la contamination en π^0 soit la même que pour polfit2 à 500 MeV/c : $\Delta L < 15$ pour 1KT, et $\Delta L < 65$ pour SK.

Critiques

On constate que l'on obtient de très bons résultats à basse énergie (π^0 de 200 MeV/c²), en particulier sur le Monte-Carlo du détecteur 1KT. Aux plus hautes énergies les résultats sont semblables aux versions précédentes.

Impulsion (Mev/c)	200	500	800
polfit5 contrainte $-e^-$ MC (%)	97,4 \pm 0,3	82,0 \pm 0,7	82,4 \pm 0,7
polfit5 contrainte $-\pi^0$ MC (%)	5,7 \pm 1,0	22,9 \pm 1,1	23,4 \pm 0,7

TAB. 5.6 – Efficacité de sélection pour des π^0 et électrons (MC) dans le détecteur 1KT de K2K (simulation GEANT3), avec contrainte de masse. La séparation devient excellente pour les électrons et π^0 de basse impulsion (200 MeV/c).

Impulsion (Mev/c)	250	500	750
polfit5- e^- contrainte (%)	97,5 \pm 0,3	83,5 \pm 0,6	67,8 \pm 0,8
polfit5- π^0 contrainte (%)	26,1 \pm 1,3	32,6 \pm 1,2	26,0 \pm 0,9

TAB. 5.7 – Efficacité de sélection pour des π^0 et électrons (MC) dans le détecteur SK (simulation GEANT3). De même il y a une légère amélioration à basse impulsion.

Des études ultérieures devront déterminer la meilleure valeur de la masse utilisée pour la contrainte (qui peut être différente de la vraie masse en raison de biais divers dans la reconstruction).

Notons que la position du vertex le long de la trace et la direction du second γ sont corrélées : si l'on déplace le vertex vers l'aval de la trace, il est nécessaire d'augmenter l'angle entre les deux γ afin d'obtenir un anneau au même endroit. Ce type de corrélation n'est pas pris en compte pour le moment.

Enfin le principal défaut du fit avec vertex est le temps de calcul, qui est 5 à 8 fois plus lent que l'ensemble de la reconstruction, ceci étant principalement lié aux multiples changements de vertex dans le calcul des charges attendues.

D'autres améliorations peuvent être envisagées, mais je n'ai pas eu le temps de les réaliser pendant ce travail de thèse.

La première amélioration concerne la table de densité de photons Cherenkov pour les gerbes γ . Pour les γ d'énergie assez haute (100 MeV), le processus dominant pour le démarrage de la gerbe est la création d'une paire e^+e^- . Comme la densité de photons tabulée est moyennée par construction sur la position de ce point (distribuée selon une loi exponentielle de longueur caractéristique de l'ordre de X_0), les motifs γ attendus sont «lissés», et ne sont pas parfaitement semblables à un motif γ individuel. On pourrait donc tabuler la densité de photons à partir du point de conversion, et en faire un paramètre libre dans le fit. Une autre méthode (suggestion de D. Casper) serait de binner la table en fonction de la position de ce point de conversion. Le fit π^0 devrait ensuite être modifié pour fitter séparément les deux vertex γ , en introduisant un poids pénalisant exponentiellement les distances trop lointaines du vertex d'entrée. Notons que pour les γ de faible énergie (< 50 MeV), la diffusion Compton est le processus dominant à l'origine de la gerbe. La gerbe peut donc se développer dans une direction non colinéaire à la direction initiale ce qui empêche de remonter à la masse invariante du π^0 puisque l'information sur la direction est perdue. Les π^0 fortement asymétriques avec un γ de très basse énergie resteront donc difficiles à reconstruire. Il serait malgré tout utile d'étendre le domaine de définition de la table à des valeurs de l'énergie inférieures à 50 MeV pour les γ .

Un autre avantage de cette méthode serait de relâcher la contrainte du vertex unique, et donc d'éliminer les corrélations entre la position du vertex et la masse invariante. Il faudra cependant tenir compte des temps de calcul.

Remarques sur le détecteur à 2 km

Comme expliqué précédemment, une coupure en temps ayant pour but d'éliminer les charges dues à la lumière diffusée est appliquée à chaque changement de vertex dans polfit. La largeur de cette coupure est de 30 ns à Super-Kamiokande pour les événements en dessous de ~ 8000 photo-électrons. Lorsque l'on utilise la même coupure à 2 km, on constate que POLfit ne fonctionne plus correctement, et reconstruit les électrons avec une masse invariante élevée. Ceci est dû au fait que la lumière diffusée n'est pas suffisamment éliminée par la coupure en temps, car la largeur de 30 ns est trop grande pour un petit détecteur comme le 2 km. Le programme parvient alors à trouver une solution viable en plaçant le second anneau γ dans la lumière diffusée, faisant un angle non nul avec le premier γ (ce qui augmente la masse invariante). En étudiant la fraction de charge éliminée par la coupure en temps et à Super-Kamiokande, il est apparu que la fenêtre en temps à 2 km devait avoir une largeur d'environ 10 ns pour éliminer la même quantité de lumière qu'à SK. La figure 5.19 résume cet effet. En appliquant cette coupure plus fine, on obtient de bons résultats avec polfit2 sur les données simulées du 2 km. J'ai donc décidé d'utiliser polfit2 pour les études présentées à la réunion de collaboration de janvier 2006.

Avec polfit5 à 2 km, on observe que le programme tend à reconstruire les événements π^0 avec un vertex fortement biaisé vers l'amont de la trace. Ces remarques laissent penser que des phénomènes similaires peuvent apparaître à Super-Kamiokande. J'ai constaté la présence d'événements reconstruits avec une masse invariante autour de $50 \text{ MeV}/c^2$ et un biais de vertex de l'ordre de plusieurs mètres. Ces événements ayant une haute valeur du rapport de vraisemblance, ils n'apparaissent pas dans la boîte du signal, et ne sont donc pas un problème pour l'apparition de ν_e à Super-Kamiokande. Cependant cet effet montre que la largeur de la coupure en temps, et son effet sur la vraisemblance π^0 , doit être étudiée plus précisément et ce y compris à Super-Kamiokande. Dans les prochains mois une étude supplémentaire de ces effets devra être entreprise à SK et à 2 km afin d'optimiser cette coupure en temps (ce qui n'a jamais été fait pour POLfit), ainsi que pour comprendre son effet sur le déplacement du vertex dans POLfit5.

5.3 Portage des algorithmes au détecteur T2K-2KM

Comme expliqué au chapitre 4, on a choisi d'appliquer les programmes de reconstruction du 1KT pour le 2 km, puisque ces détecteurs sont de tailles comparables.

Comme lors de la comparaison entre les données du faisceau de K2K et le Monte-Carlo, on constate que la reconstruction n'est pas aussi performante qu'à Super-Kamiokande. On a donc effectué des améliorations aux algorithmes, permettant d'obtenir une performance quasi-identique à celle de Super-Kamiokande. Certaines de ces modifications (en particulier le calcul de la charge attendue) pourront être appliquées au logiciel de reconstruction de Super-Kamiokande.

5.3.1 Modifications générales

Dans un premier temps il a fallu tenir compte de la nouvelle géométrie. J'ai donc modifié toutes les variables globales servant à définir la géométrie du détecteur. Certaines

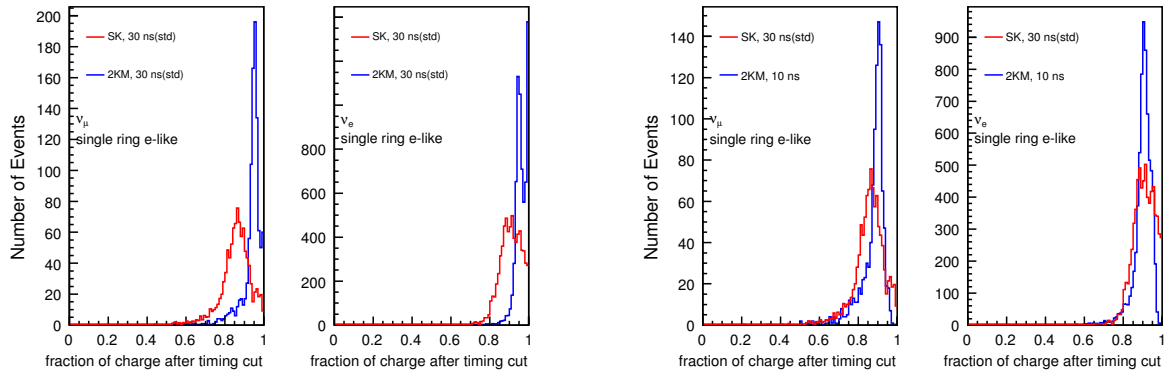


FIG. 5.19 – Fraction de la charge totale retenue après coupure en temps, pour des événements neutrinos à un seul anneau de type e . L’histogramme rouge est obtenu à Super-Kamiokande, avec la largeur standard de 30 ns. Les histogrammes bleus sont obtenus à 2 km. Il est clair qu’une largeur de 10 ns (figure de droite) est mieux adaptée qu’une largeur de 30 ns (figure de gauche).

routines ont également dû être adaptées car la numérotation des PMT dans le Monte-Carlo du 2 km est différente de celle de SK/1KT. En particulier l’algorithme servant à obtenir les numéros des PMT voisins d’un PMT donné a dû être revu.

Comme expliqué précédemment, d’autres modifications ont été apportées à A-fit et MS-fit par K. Okumura, augmentant la précision sur le vertex reconstruit, en particulier pour les muons. Ces modifications se sont de plus avérées nécessaires pour obtenir des performances correctes lors du comptage d’anneaux et de l’identification de particules.

5.3.2 Modification de l’algorithme de PID

L’identification de particules s’est avérée être un problème difficile à résoudre. On a en effet observé en mode 1kton que l’estimateur de PID a un comportement différent sur le Monte-Carlo GEANT4 que sur les données 1kton. Ceci suggère que les légères différences résiduelles entre les distributions de $p.e.$ ont un effet sensible sur les calculs de maxima de vraisemblance.

La figure 5.20 montre que le désaccord concerne essentiellement l’estimateur de motif (*pattern PID*), c’est-à-dire la différence $PID_{pattern}(n) = \frac{\chi_e^2(n) - \chi_\mu^2(n)}{\sqrt{2\sigma}}$ (cf paragraphe 5.1.3). Les distributions des valeurs des χ_{min}^2 sont donc différentes avec le Monte-Carlo GEANT4. Il nous a donc semblé utile d’étudier les distributions angulaires de lumière Cherenkov (profils de charge) provenant du Monte-Carlo et des algorithmes de calculs de charge attendue utilisés pour l’identification de particules.

Calculs des charges attendues : méthode standard

Pour calculer la distribution de lumière attendue, on doit tenir compte de la distance entre les PMT et la trace, de l’angle d’ouverture entre la direction du PMT et la trace, et de l’impulsion de la particule. On cherche donc à calculer une distribution de la quan-

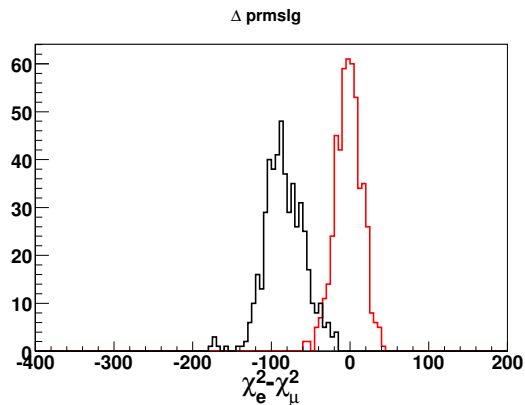


FIG. 5.20 – Électrons et Muons de 400 MeV/c simulés en mode 1kton. En utilisant les vertex et direction vrais, on a obtenus les estimateurs standards de PID. On constate que la distribution de l’estimateur PID-motif est centrée sur 0, on reproduit donc dans ce cas très simple les problèmes observés avec les neutrinos au chapitre précédent.

tité de lumière dans ces trois variables. Les détails sont donnés dans [44], on en rappelle simplement les principes.

On note θ_{op} le demi-angle d’ouverture de la trace (obtenu par A-fit), et p l’impulsion de la particule. On commence par calculer une quantité de lumière diffusée, proportionnelle à la lumière totale observée, et répartie uniformément en ϕ autour de la trace. Pour le calcul de la lumière directe, on divise la trace en 50 segments de longueurs égales (longueur liée au parcours de la particule, donc à l’impulsion p). Pour les électrons on prend une longueur constante de 5 m (voir plus bas). Chaque point de l’espace est repéré depuis le vertex par son angle θ (avec la direction de la trace) et sa distance r (coordonnées sphériques centrées sur le vertex et dont l’axe est la direction de la trace). On suppose que la densité de photons est à symétrie de révolution autour de la trace. L’espace est donc binné en (r, θ) , et la contribution de chaque segment de la trace est ajoutée à un histogramme $Q(r, \theta)$.

Pour les électrons on utilise une distribution angulaire semi-analytique, et chaque segment a un poids donné par le profil de déposition d’énergie d’une gerbe électromagnétique d’énergie p (distribution Γ [19]), ce qui permet de prendre en compte la longueur de la gerbe. Pour les muons, le calcul est analytique et prend en compte la fermeture de l’angle Cherenkov avec la perte d’énergie de la trace. On obtient la charge attendue sur chaque PMT en interpolant linéairement l’histogramme Q , et en tenant compte de l’acceptance angulaire des PMT et de l’atténuation dans l’eau. On obtient les résultats de la figure 5.21. Comme on peut le constater il y a des différences importantes entre le Monte-Carlo et ces motifs attendus, pour le Monte-Carlo GEANT4 à 2 km (ces motifs sont adaptés à Super-Kamiokande). Ceci est la cause probable du décalage de l’estimateur PID par rapport à zéro.

Calculs des charges attendues : autres motifs

Le calcul est identique à ce qui précède, mais au lieu d’utiliser les distributions précédentes (semi-analytique pour les gerbes, analytique pour les muons), on utilise un autre algorithme de calcul du motif de charges : la routine servant à la détermination finale des impulsions.

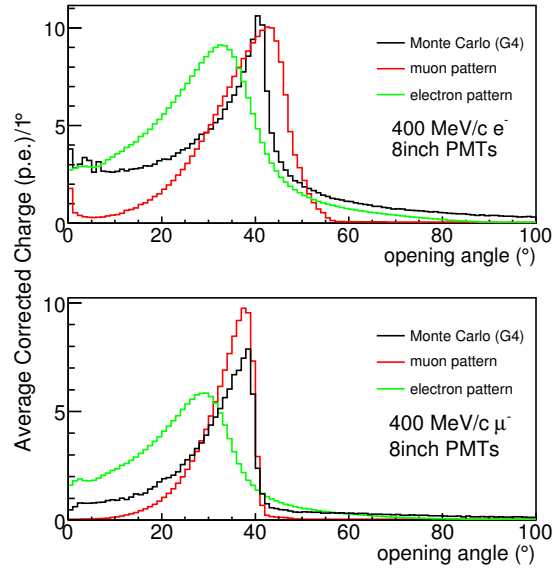


FIG. 5.21 – Électrons et Muons de 400 MeV/c simulés en mode 2 km. En utilisant les vertex et direction vrais, on a calculé les profils de charges obtenus dans le Monte-Carlo GEANT4 (en noir), ainsi que les profils provenant des calculs standards des distributions de lumière attendues (hypothèse μ en rouge, hypothèse e en vert), au meilleur fit. On constate des désaccords importants entre le Monte-Carlo GEANT4 et ces calculs.

Comme expliqué précédemment, on a tabulé, pour les gerbes électromagnétiques (électrons) et les muons, la quantité de lumière Cherenkov produite en simulant un grand nombre de particules monochromatiques. La quantité de lumière Cherenkov est tabulée en fonction de l'angle d'ouverture, de la distance depuis le vertex, et de l'impulsion. Une intégration sur ces trois variables, puis des corrections pour tenir compte de l'angle solide couvert par un tube et de l'acceptance angulaire d'un tube, suffisent pour obtenir la quantité de charge attendue. Cette tabulation a été effectuée avec les simulations officielles (GEANT3), elle est donc *complètement indépendante du Monte-Carlo du 2 km qui utilise GEANT4*.

On a donc comparé le résultat de ce motif avec la simulation de Monte-Carlo GEANT4. L'accord est bon (voir figure 5.22). Les différences résiduelles proviennent en partie des différences entre la géométrie du 2 km et celle du 1KT, ainsi que des différences dans les modèles de diffusion dans l'eau.

On constate de plus que l'estimateur PID-motif n'est plus centré sur zéro, ce qui résout le principal problème. Ceci confirme que les différences observées dans les estimateurs de PID étaient liées aux motifs utilisés, trop différents du résultat du Monte-Carlo GEANT4.

Comme la table est obtenue par simulation répétée d'événements monochromatiques d'impulsion p , l'angle d'ouverture est égal à l'angle d'ouverture idéal $\theta(p)$. La variation de l'angle d'ouverture est donc discontinue (fixe dans chaque bin). Comme expliqué précédemment, l'ajustement utilisé dans le code PID cherche le bord de l'anneau Cherenkov, en autorisant l'angle Cherenkov à varier au cours du fit. Pour pouvoir ajuster l'angle Cherenkov (et ainsi obtenir l'estimateur PID-angle), on déforme le motif en le multipliant par $\theta_{input}/\theta(p)$, où θ_{input} est la valeur candidate de l'angle d'ouverture. Le programme de PID ajuste θ_{input} et la direction de la trace, et calcule les mêmes estimateurs qu'au paragraphe 5.1.3.

La fraction d'événements monochromatiques mal identifiés (c'est-à-dire électrons déclarés

mu-like et vice versa) est inférieure à $\sim 2\%$ pour les muons et $\sim 4\%$ pour les électrons, avec une nette amélioration à mesure que l'énergie augmente (cf figure 5.24). Il est vraisemblable que ces performances relativement médiocres pour les électrons de basse énergie soient dues au binning trop grossier de la table en impulsion pour les muons. En effet les bins ont 100 MeV/c de large, et entre 200 et 400 MeV/c les motifs muoniques varient beaucoup (parcours, angle Cherenkov, etc.). Les développements futurs prévoient d'améliorer ceci. Pour l'analyse de l'apparition de ν_e à T2K ceci se traduit par une légère baisse d'efficacité au signal, l'important étant de maintenir la contamination en muons la plus faible possible. La figure 5.6 montre les efficacités correspondantes pour des événements neutrinos.

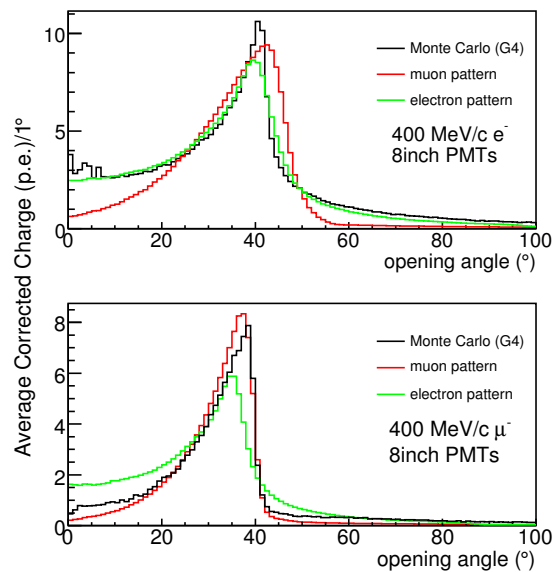


FIG. 5.22 – Électrons et Muons de 400 MeV/c simulés en mode 2 km. En utilisant les vertex et direction vrais, on a calculé les profils de charges obtenus dans le Monte-Carlo GEANT4 (en noir), ainsi que les profils attendus (hypothèse μ en rouge, hypothèse e en vert), au meilleur fit, *en utilisant la nouvelle méthode*. L'accord est bon.

5.3.3 Conclusion sur les algorithmes de reconstruction à 2 km

Cette étude a donc révélé les points suivants :

- Il y a un désaccord entre les motifs “attendus” habituellement utilisés pour la PID et les motifs obtenus avec la simulation GEANT4 des détecteurs de petite taille 1KT et 2 km. Ces motifs attendus sont en revanche adaptés à SK.
- Les motifs utilisés pour la détermination finale de l'impulsion, provenant de la tabulation d'événements GEANT3 du 1KT de K2K, sont en bon accord avec les motifs obtenus en GEANT4 *ce qui montre que la simulation GEANT4 produit des distributions de p.e. correctes, proches de la simulation standard*. Ceci est très important et fournit une validation supplémentaire du Monte-Carlo GEANT4 du 2 km. En mode 2 km-8 inch, on utilise aussi ces motifs bien qu'ils proviennent du 1KT, car les désaccords restent faibles.
- Une fois ces changements effectués, la simulation GEANT4 reconstruite à l'aide des programmes modifiés donne des résultats comparables à ceux de Super-Kamiokande.

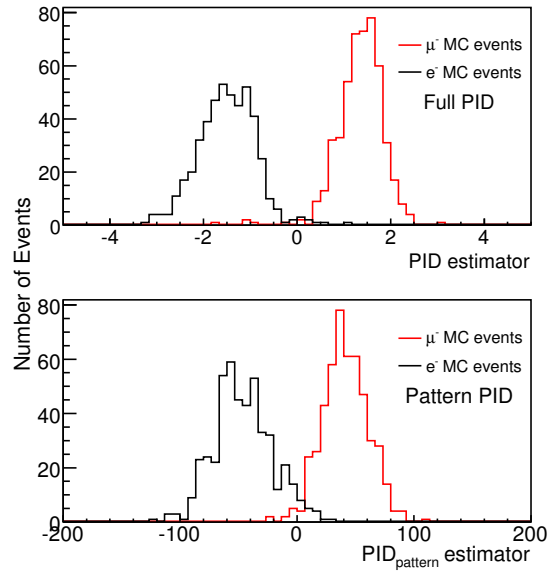


FIG. 5.23 – Électrons et Muons de 400 MeV/c simulés en mode 2 km, après reconstruction complète. On constate que la séparation à partir de l'estimateur complet est excellente. La séparation n'utilisant pas l'information sur l'angle est légèrement moins bonne pour les électrons.

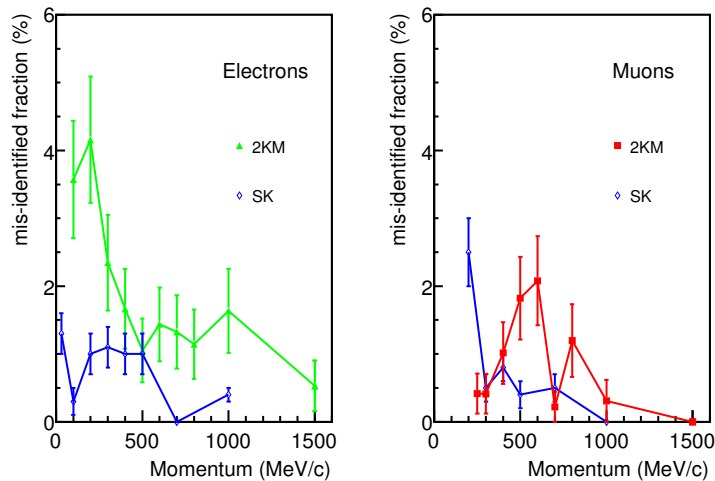


FIG. 5.24 – Fraction des événements à un anneau mal identifiés par le programme de PID. Les événements sont des muons et des électrons monochromatiques dans le détecteur à 2 km (resp. en rouge et vert) et à Super-Kamiokande (en bleu). Les erreurs sont statistiques.

À ce stade le logiciel de reconstruction est opérationnel, et donne des performances similaires à celles de Super-Kamiokande. Il est donc possible de faire une étude précise de la sensibilité de l'expérience T2K à l'apparition de ν_e , ce qui est fait au chapitre 6.

Chapitre 6

Sensibilité de T2K à θ_{13}

Dans ce chapitre je décrirai une méthode d'analyse ayant pour but d'observer l'apparition de ν_e , et donc de mesurer θ_{13} . J'étudierai en premier lieu la sélection des événements à Super-Kamiokande, ainsi qu'au détecteur Cherenkov à eau à 2 km, les deux méthodes étant quasi identiques. Je présenterai ensuite une méthode « simple » d'extrapolation à SK de la mesure du fond à 2 km, avec estimation de l'erreur systématique sur cette prédiction. Enfin j'étudierai la sensibilité proprement dite de l'expérience T2K, en allant de la méthode la plus simple à la méthode la plus élaborée : je considérerai d'abord T2K comme une simple expérience de comptage à SK comme dans [89], puis j'inclurai diverses sources d'erreurs systématiques dans un programme de fit combiné complet.

Notons que pendant ce travail de thèse, je me suis concentré sur l'apparition de ν_e . Une extension de ce travail consistera à combiner cette étude avec une analyse de la disparition de ν_μ . Ces études ont été réalisées en collaboration avec le groupe de Duke University.

6.1 Apparition de ν_e dans les détecteurs Cherenkov à eau

Comme expliqué dans les chapitres précédents, on désire sélectionner un échantillon d'interactions CCQE de ν_e le plus pur possible. Le bruit de fond provient de la contamination en ν_e du faisceau (bruit de fond irréductible) et de l'identification incorrecte de certains événements, surtout les événements π^0 (courant neutre).

6.1.1 Échantillon de données simulées

Des échantillons d'événements ont été mis à la disposition de la collaboration, correspondant à des événements ν_μ et ν_e à SK et 2 km, en supposant une énergie de 40 GeV à J-PARC et un angle de $2,5^\circ$ hors-axe.

Pour les ν_μ à 2 km, la statistique initialement disponible était fortement insuffisante. En utilisant le programme décrit au paragraphe 3.7, j'ai simulé 2,3 millions d'interactions de ν_μ pour compenser ce manque. Les interactions ont été simulées dans les simulateurs respectifs des deux détecteurs : pour Super-Kamiokande, on a utilisé le programme *skdet-sim* GEANT3 (travail effectué en collaboration avec J. Raaf), proche de celui du 1KT, voir par exemple [44, 42] ; pour le 2 km, j'ai utilisé le simulateur GEANT4 décrit au chapitre 4. Ces événements simulés ont ensuite été reconstruits en utilisant les programmes respectifs des détecteurs (cf chapitre précédents). La statistique MC disponible est décrite

dans la table 6.1.

	ν_μ	ν_e
SK	922507 (total)	67097 (total)
	580357 (FV)	40728 (FV)
	338,5 ans	1018,4 ans
2 km	2306238 (total)	250000 (total)
	839605 (FV)	92548 (FV)
	3,4 ans	17,1 ans

TAB. 6.1 – Nombres d'événements Monte-Carlo simulés. On indique le nombre total d'événements simulés, le nombre d'événements appartenant effectivement au volume fiduciel (22,5 kt à SK, 100,2 t à 2 km), et l'équivalent en nombre d'années pour un faisceau délivrant 10^{21} pot/an.

6.1.2 Coupures

Dans un détecteur Cherenkov à eau, les critères sont en apparence assez simples : il s'agit de sélectionner des événements à un seul anneau de type e^- , pour sélectionner les interactions CCQE de ν_e . Le signal proprement dit est constitué des événements CC dus aux ν_e apparus par oscillation. Il faut remarquer qu'en raison de la petitesse de θ_{13} , le signal sera faible : il faut donc rejeter très efficacement les ν_μ CC, d'où l'intérêt d'avoir une excellente séparation e/μ et des considérations du chapitre précédent. Les deux autres sources de bruit de fond sont les ν_e du faisceau, irréductible, et les événements à courant neutre, principalement de production de π^0 . On sépare donc le bruit de fond en ν_μ -CC (mal identifiés), ν_e du faisceau, et événements courant neutre NC. Ces trois catégories seront utilisées dans toute la suite de ce chapitre. Des coupures supplémentaires sont nécessaires pour réduire le bruit de fond dû aux π^0 .

Énergie visible $E_{vis} > 100$ MeV :

On sélectionne les événements ayant plus de 100 MeV d'énergie visible. L'énergie visible d'un anneau Cherenkov est l'énergie d'un γ ou d'un électron qui aurait déposé la même quantité de lumière. Pour un muon elle est donc inférieure à l'énergie de la particule. L'énergie visible totale est la somme des énergies visibles. Cette coupure a pour but d'éliminer les événements de basse énergie (mal reconstruits), mais également les pions chargés déposant peu d'énergie dans le détecteur (dus aux interactions ν -noyau ou interactions hadroniques secondaires dans l'eau).

Volume Fiduciel (FV) :

Il faut aussi que les vertex soient reconstruits dans le volume fiduciel (noté FV dans la suite). Ce volume est défini empiriquement, pour assurer une bonne qualité de reconstruction : les algorithmes décrits au chapitre précédent échouent si le vertex est trop près du mur. On choisit donc de ne conserver que les vertex situés à une distance du mur $D_{wall} > 2$ m. À SK le volume fiduciel est donc cylindrique, et contient 22,5 kilotonnes d'eau.

À 2 km, l'axe du cylindre est horizontal et quasiment confondu avec l'axe du faisceau afin de contenir le plus possible d'événements : la section efficace CCQE pique à

l'avant, donc les leptons chargés seront majoritairement produits dans l'axe du faisceau. Une épaisseur d'eau supplémentaire est prévue pour les contenir. On impose donc d'avoir des vertex à plus de 2 m du mur, sauf pour le mur aval pour lequel cette distance est portée à 4 m. Le volume fiduciel à 2 km fait donc 2,25 m de rayon, et 6,30 m de long, pour une masse totale de 100,2 tonnes.

Évènements pleinement contenus (FC) :

Il faut que les événements soient pleinement contenus (ce que l'on note FC pour fully-contained), c'est-à-dire que les traces s'arrêtent à l'intérieur du volume interne instrumenté pour que l'on puisse déterminer l'énergie des particules. La situation inverse est notée PC (partiellement contenu). À Super-Kamiokande, l'OD est lui instrumenté, et muni d'un algorithme de *clustering* de ses PMT. Si une particule s'échappe dans l'OD, il y aura un excès local de lumière dans l'OD autour de la trace. Des études antérieures [4] ont montré qu'un échantillon quasi-pur d'événements FC est obtenu en sélectionnant les événements avec moins de 10 coups dans le cluster le plus chargé de l'OD. Cette coupure a été conservée pour cette étude.

À 2 km, j'ai défini cette coupure en utilisant un critère proche de celui du 1KT de K2K : il s'agit de la charge maximale observée sur un PMT dans l'événement (notée $pomax$). En effet, si une particule quitte le détecteur, les PMT près du point de sortie de la trace auront collecté une grande quantité de charge. Le PMT le plus chargé de l'événement contient assez d'information pour décider de la nature FC/PC de l'événement, d'où le choix de cette variable. Comme le montre la figure 6.1, placer la coupure à $pomax < 100$ p.e.

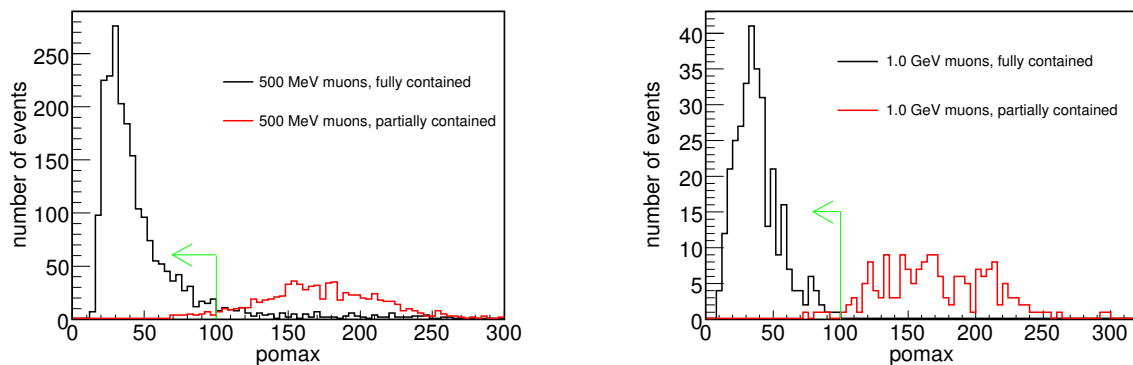


FIG. 6.1 – Distribution de la charge individuelle maximale enregistrée $pomax$, pour des muons de 500 MeV (à gauche) et de 1 GeV (à droite) dans le détecteur à 2 km. En utilisant l'information Monte-Carlo, on voit nettement la séparation entre les deux populations.

s'avère adéquat. Cette valeur est très peu dépendante de l'énergie* Pour les événements de T2K, la distribution de $pomax$ est donnée par la figure 6.2. On voit bien la séparation pour les événements ν_μ . Pour les ν_e , on constate que la coupure introduit une légère baisse d'efficacité au signal, les gerbes étant en général contenues.

Évènements à un seul anneau de type électronique (1Re) :

*Les muons en dessous de $\sim 2 - 3$ GeV sont presque au minimum d'ionisation, la quantité de lumière déposée par unité de longueur est indépendante de leur énergie. Le segment de trace servant de source lumineuse pour les PMT près du point de sortie a donc une intensité indépendante de l'énergie ce qui explique que la quantité maximale de charge recueillie soit constante avec une bonne approximation.

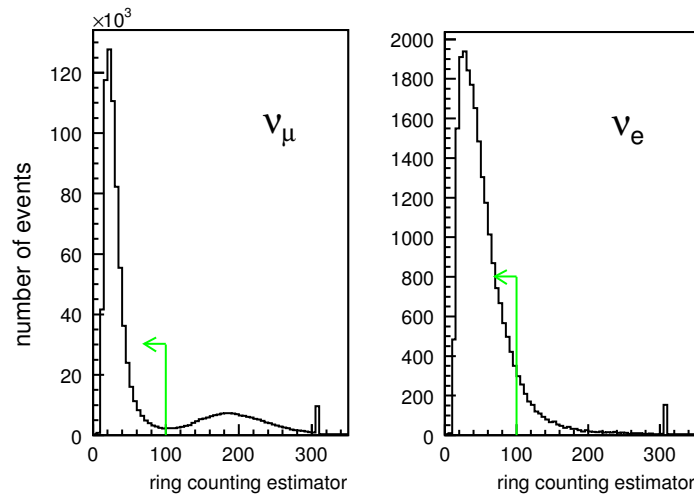


FIG. 6.2 – Distribution de la charge individuelle maximale enregistrée $pomax$, pour les événements ν_μ et ν_e du faisceau de T2K. Les coupures $E_{vis} > 100$ Mev et FV ont été appliquées.

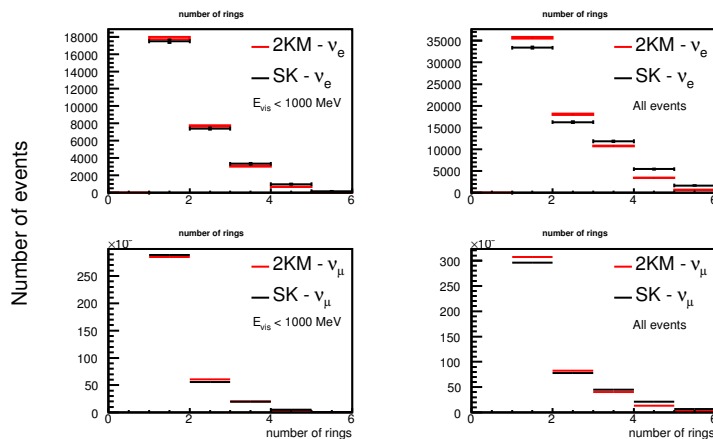


FIG. 6.3 – Distribution du nombre d'anneaux Cherenkov reconstruits pour les événements ν_e faisceau et ν_μ , à SK (noir) et 2 km (rouge). La figure de droite est obtenue avec les événements FC, FV, $E_{vis} > 100$ MeV. Pour la figure de gauche on impose en plus $E_{vis} < 1$ GeV. L'accord est très bon pour les événements en dessous du GeV.

Les deux coupures suivantes consistent à sélectionner les événements à un seul anneau de type électronique. Ce choix repose sur les résultats des programmes décrits au chapitre précédent. Les distributions de l'estimateur de comptage d'anneau sont visibles sur la figure 5.4 du chapitre 5. Les distributions de l'estimateur de PID sont visibles sur la figure 5.7 du même chapitre. Le nombre d'anneaux Cherenkov reconstruits pour les événements du faisceau de T2K à 2 km sont visibles sur la figure 6.3. On notera cette coupure $1R_e$ dans la suite. $1R$ désigne la coupure portant seulement sur le nombre d'anneaux.

Aucun électron de désintégration :

Afin d'augmenter encore la pureté de l'échantillon, on impose qu'aucun électron de désintégration ne soit identifié dans cet événement. Ceci permet de rejeter les muons incor-

rectement identifiés encore présents à ce stade. À Super-Kamiokande cette coupure repose sur l'information reconstruite par le programme présenté au chapitre 5. L'électronique de SK est inefficace 900 ns après un premier trigger. De plus un électron de désintégration peut-être « partagé » entre deux triggers successifs [4]. On rejette donc les électrons de désintégration reconstruits entre 800 ns et 1200 ns : on considère que les événements associés n'ont pas d'électron de désintégration. Les efficacités de détection sont de 63% pour les μ^- et de 80% pour les μ^+ , la différence étant due à la capture des μ^- par les noyaux d'oxygène ($\mu^- + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{16}\text{N} + \nu$).

Dans la simulation du 2 km, il n'y pas encore de trigger pour les électrons de désintégration. On suppose que les efficacités de détection sont les mêmes qu'à Super-Kamiokande, ce qui permet de calculer la probabilité qu'au moins un des électrons de désintégration soit observé. On décide si l'événement est rejeté ou non par un tirage aléatoire.

Coupure sur l'énergie reconstruite $350\text{MeV} < E_\nu < 850\text{MeV}$:

L'énergie est reconstruite selon la formule 6.1 présentée au chapitre 2,

$$E_\nu = \frac{m_p^2/2 - m_n^2/2 - m_e^2/2 + m_n E_e}{m_n - E_e + p_e \cos \theta_{\nu e}}. \quad (6.1)$$

On suppose donc que les événements sont ν_e -CCQE, ce qui n'est vrai que pour la majorité des événements ν_e du faisceau et de signal, mais pas pour les autres catégories. Pour ces dernières l'énergie reconstruite E_ν est biaisée vers les basses valeurs de E_ν car on n'a pas identifié toutes les particules (NC, modes non QE) ou car le muon est identifié comme un électron ; dans ce dernier cas, on attribue par erreur son énergie visible à un électron, oubliant les 160 MeV d'énergie sous le seuil Cherenkov (invisibles). En revanche le signal a un pic dans cette gamme d'énergie. Cette coupure a donc été choisie dans le but de sélectionner le signal. Elle est seulement utilisée dans l'analyse du paragraphe 6.2, et non pour le fit combiné.

À ce stade la contamination en événements ν_μ CC est très faible (voir tables ci-dessous). Les coupures suivantes de séparation électron/ π^0 ont pour but de supprimer la production de π^0 par courant neutre.

Rejet des petits angles de diffusion : $\cos \theta_{\nu e} < 0.9$

On rejette les événements pour lesquels l'angle entre la direction du faisceau et la direction de l'électron reconstruit est trop faible. En effet, le transfert d'impulsion est faible lors de la production *cohérente* de π^0 , donc l'angle de diffusion est faible. Cette coupure permet de supprimer cette composante du fond. On suppose dans cette étude que la production cohérente de neutrino suit le modèle de Rein et Sehgal à SK et à 2 km. Si le résultat de K2K est confirmé, et que ce mode contribue de manière négligeable à la section efficace totale, ce mode d'interaction sera retiré de la simulation et cette coupure sera supprimée. La figure 6.5 montre la distribution de l'angle $\theta_{\nu e}$ pour les événements cohérents et résonants, lorsque le π^0 est correctement identifié (2 anneaux, de type e). Notons que l'on détectera environ 28500 événements de ce type à 2 km, ce qui donnera un échantillon à haute statistique de π^0 à étudier pour améliorer les algorithmes existants.

Coupures de POLfit : $M_{\gamma\gamma} < 100 \text{ MeV}/c^2$ et $\log \mathcal{L}_{\pi^0} - \log \mathcal{L}_e < 80$

Ces deux dernières coupures permettent d'améliorer la pureté de l'échantillon final. La coupure sur la masse invariante $M_{\gamma\gamma}$ est la plus discriminante. Comme expliqué au

chapitre précédent, le programme POLfit est en cours d'amélioration. Pour la production d'événements de début 2006 il n'a pas été possible d'utiliser les nouvelles versions du chapitre précédent (voir le paragraphe 5.2.4). Ces coupures ont été choisies sur la base de la sensibilité de l'expérience vue comme expérience de comptage. Des optimisations supplémentaires seront envisagées ultérieurement. L'effet des coupures sur ces trois variables est détaillé sur la figure 6.4. On constate que la distribution en $\cos\theta_{\nu e}$ est fortement piquée vers 1 pour les ν_μ (majoritairement des courants neutres), ce qui est lié aux événements cohérents. De plus, on distingue clairement un pic de masse invariante pour les ν_μ , ces derniers produisant en majorité des interactions à courant neutre. Les événements CCQE résiduels donnent de faibles masses invariantes (premier bin) : l'oscillation les réduit à SK. On constate qu'il reste des différences entre SK et le 2 km : on peut supposer qu'une optimisation plus fine de la coupure en temps de POLfit à Super-Kamiokande (cd paragraphe 5.2.4) permettra de réduire encore ces différences. La distribution de $M_{\gamma\gamma}$ pour les ν_e du faisceau est en revanche décroissante. La structure visible aux faibles $M_{\gamma\gamma}$ montre que POLfit a fitté un second anneau γ au motif de lumière, avec un angle non nul ; ce comportement est moins sensible à 2 km où l'on a optimisé la largeur de la coupure en temps. Le rapport des maxima de vraisemblance est peu discriminant entre électrons et π^0 .

On constate sur la table 6.3 que le rapport s/\sqrt{b} (où s est le signal attendu à la limite de Chooz et b le bruit de fond) passe de 14,9 à 18,8 en appliquant les coupures n° 6, 7, 8 de séparation électron/ π^0 .

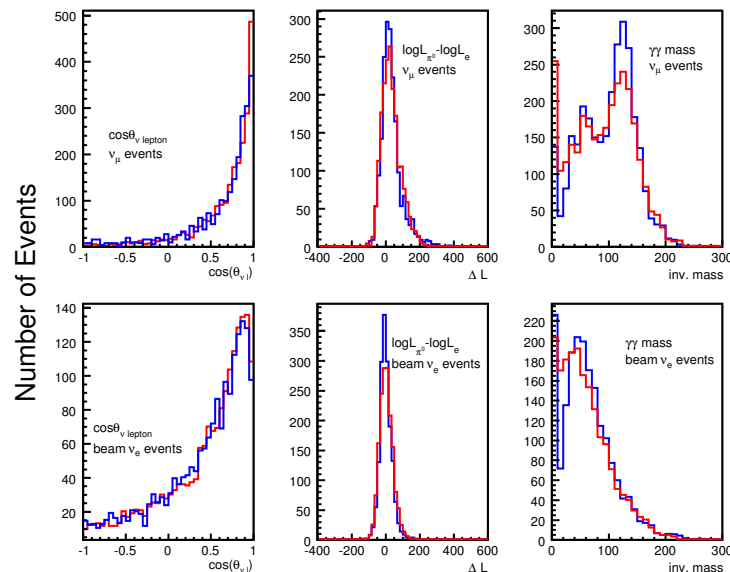


FIG. 6.4 – Variables discriminantes utilisées pour la séparation électron/ π^0 . Les résultats de SK figurent en bleu, ceux du 2 km en rouge. L'accord entre les distributions est bon (voir texte pour $M_{\gamma\gamma}$).

6.1.3 Résultats

Pour les calculs des probabilités d'oscillation, on a utilisé l'équation 1.10 du chapitre 1, avec des simplifications. Les effets de matière sont négligeables pour T2K car la distance parcourue dans la croûte terrestre est assez faible, nous ne les avons pas décrits. On a

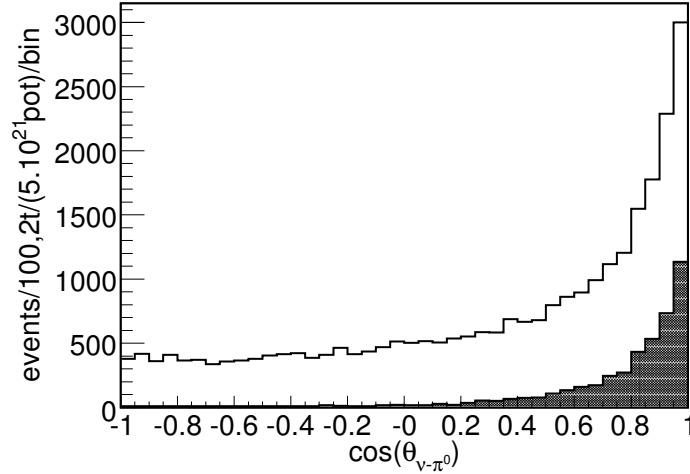


FIG. 6.5 – Évènements à 2 anneaux, de type e : distribution de l'angle entre la direction reconstruite du π^0 et la direction du faisceau. L'histogramme hachuré correspond à la production cohérente.

choisi $\Delta m_{23}^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ (oscillation maximale), on a négligé le terme d'oscillation solaire (comptant pour environ 2,2 événements), et on a fixé $\delta = 0$.

On obtient les tables 6.2 et 6.3 à 2 km et SK (respectivement.). Pour SK, on a fait figurer dans la colonne « signal » les nombres d'événements obtenus pour $\sin^2 2\theta_{13} = 0,1$, c'est-à-dire exactement à la limite de la zone exclue par Chooz : ces nombres sont donc une limite supérieure sur ce qu'on peut attendre pour la phase I de T2K. Notons qu'à Super-Kamiokande, l'oscillation atmosphérique réduit le fond de ν_μ -CC identifiés à tort comme ν_e . Rappelons que les événements NC « n'oscillent pas » : à cause de l'universalité des interactions faibles, la valeur propre de saveur effectivement choisie lors de l'interaction n'a aucune importance. Il faut donc simplement pondérer les événements CC par la probabilité de survie $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ ou $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$. Ici on a simplement supposé que $P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \approx 1$ (on néglige l'oscillation solaire et l'effet de θ_{13}).

Pour obtenir les ν_e CC du signal, on pondère les événements ν_e simulés. En effet ces derniers sont distribués selon le spectre donné par la simulation du faisceau (cf fig. 3.17 au chapitre 3). En notant ϕ_α et σ_α les flux et section efficace totale pour un neutrino de l'espèce α et d'énergie E le poids pour le bin i est :

$$w_i(E) = \begin{cases} \frac{\int_{\text{bin } i} dE \phi_\mu(E) \sigma_e(E)}{S_i^e} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e; E) & \text{pour les } \nu_e \text{ signal,} \\ \left(\frac{\int_0^{10 \text{ GeV}} dE \phi_e(E) \sigma_e(E)}{\sum_i S_i^e} \right) P(\nu_e \rightarrow \nu_e; E) & \text{pour les } \nu_e \text{ faisceau,} \\ \left(\frac{\int_0^{10 \text{ GeV}} dE \phi_\mu(E) \sigma_\mu(E)}{\sum_i S_i^\mu} \right) P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu; E) & \text{pour les } \nu_\mu \text{ faisceau.} \end{cases} \quad (6.2)$$

en notant S_i^a le contenu du bin i du spectre de ν_e simulé. Ces facteurs de normalisation permettent d'obtenir les nombres correspondant à une seule année. Ils sont indépendants du bin pour les ν_e et ν_μ , il s'agit simplement d'un facteur global renormalisant le Monte-Carlo ; pour les ν_e signal, une pondération dépendant de l'énergie est requise.

Le contenu du bin i est :

$$E_i = \sum_{\text{evts Monte-Carlo}} w_i.$$

On utilise un calcul similaire pour les deux détecteurs. On a utilisé des bins de 50 MeV pour ce calcul (pour le calcul de la probabilité d'oscillation, on a dans chaque cas utilisé l'énergie vraie événement par événement et non pas le centre du bin).

La figure 6.6 résume les deux tables précédentes en termes d'efficacités après chaque coupure. On ne peut que constater la grande similitude entre les réponses du 2 km et de SK, avec des efficacités quasi-identiques pour le bruit de fond. L'efficacité au signal est de 42,2% avec ces coupures, de 1,2% pour les courants neutres (π^0) et de 7,4% pour les ν_e du faisceau.

Le niveau de signal varie légèrement si l'on tient compte de l'oscillation solaire. Si l'on fixe δ à zéro, et θ_{13} à la limite de Chooz, en plaçant les paramètres solaires au meilleur ajustement de [25] on obtient 93,8 événements (40,9% d'efficacité); en hiérarchie inverse on obtient 94,6 événements (43,5% d'efficacité). Rappelons qu'en cas d'observation d'un signal significatif, l'information sur les paramètres d'oscillation se traduira par un contour dans le plan (θ_{13}, δ) .

	NC	ν_e du faisceau (CC)	CC- ν_μ
1) FC,FV, $E_{vis} > 100$ MeV	97075	16980	564229
2) 1-ring	27141	9600	426562
3) e -like	21705	9379	12264
4) no decay- e	17817	7470	3284
5) $0,35 < E_{\nu_e}^{rec} < 0,85$ GeV	7150	2219	1223
6) $\cos \theta_{\nu_{lepton}} < 0.9$	4784	1942	964
7) POLfit $M_{\gamma\gamma} < 100$ MeV/c ²	1437	1601	537
8) POLfit $\Delta L < 80$	1121,7 (1,16%)	1551,5 (9,14%)	468,7 (0,083%)

TAB. 6.2 – Nombres d'événements observés dans le détecteur Cherenkov à eau à 2 km pour $5 \cdot 10^{21}$ pot, dans le volume fiduciel de 100 tonnes, après les coupures détaillées dans le texte.

6.1.4 Spectres à 2 km et Super-Kamiokande

Une fois les événements sélectionnés la distribution la plus utile est la distribution de l'énergie reconstruite E_ν (bien entendu on n'applique pas la coupure sur E_ν). La figure 6.7 montre les différentes composantes du bruit de fond pour l'apparition de ν_e . On notera la grande similitude entre SK et 2KM, sur laquelle repose l'analyse du paragraphe suivant. Les trois sources de fond ont des formes très différentes : l'énergie reconstruite E_ν est incorrecte pour les NC et les ν_μ -CC. Elle est non biaisée pour les ν_e -CCQE du faisceau. Dans la fenêtre d'énergie $[0,35\text{GeV}; 0,85\text{GeV}]$, les ν_e du faisceau proviennent principalement de la désintégration de muons ($\sim 77,3\%$). Le reste provient des désintégrations $Ke3$ des K^+ et des K_L^0 .

Il est également instructif d'ajouter le signal à Super-Kamiokande, ce qui donne la figure 6.8. On a supposé $\sin^2 2\theta_{13} = 0,1$.

	NC	ν_e du faisceau (CC)	CC- ν_μ	SIGNAL
1) FC,FV, $E_{vis} > 100$ MeV, $potot > 200$ p.e.	828,6	156,7	2077,3	217,9
2) 1-ring	221,0	82,2	978,7	184,3
3) e -like	173,5	81,6	39,0	182,2
4) no decay- e	154,2	68,1	13,4	166,4
5) $0,35 < E_{\nu_e}^{rec} < 0,85$ GeV	52,7	19,2	1,36	127,2
6) $\cos \theta_{\nu_{lepton}} < 0.9$	38,4	16,4	0,96	111,4
7) POLfit $M_{\gamma\gamma} < 100$ MeV/c ²	12,7	13,5	0,46	94,1
8) POLfit $\Delta L < 80$	10,2 (1,2%)	13,2 (8,4%)	0,36 (0,017%)	91,9 (42,2%)

TAB. 6.3 – Nombres d'événements observés à Super-Kamiokande pour $5 \cdot 10^{21}$ pot, dans le volume fiduciel de 22,5 kilotonnes. On a supposé $\Delta m_{23}^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\theta_{23} = \pi/4$ pour calculer le nombre d'événements ν_μ -CC. Une coupure supplémentaire (plus de 200 photo-électrons de charge totale observés par événement, $potot > 200$ pe) est appliquée par le programme de reconstruction. Elle n'affecte que la partie de basse énergie du spectre, et donc n'a pas d'effet sur le résultat final.

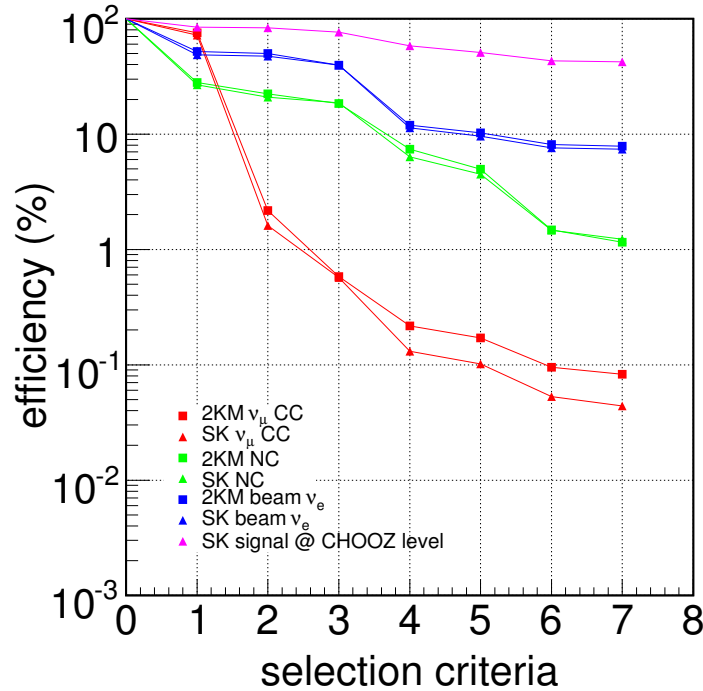


FIG. 6.6 – Efficacité de sélection pour les diverses catégories d'événements, à 2 km (carrés) et SK (triangles). Les ν_μ -CC mal identifiés sont en rouge, les événements NC sont en vert et les ν_e faisceau en vert. Le signal à SK pour la limite de Chooz figure en violet. L'oscillation atmosphérique n'a pas été appliquée à SK afin de comparer directement les réponses. On constate la grande similitude des deux réponses. Les plus grandes différences sont visibles pour les ν_μ CC. Les coupures sont numérotées dans l'ordre du texte.

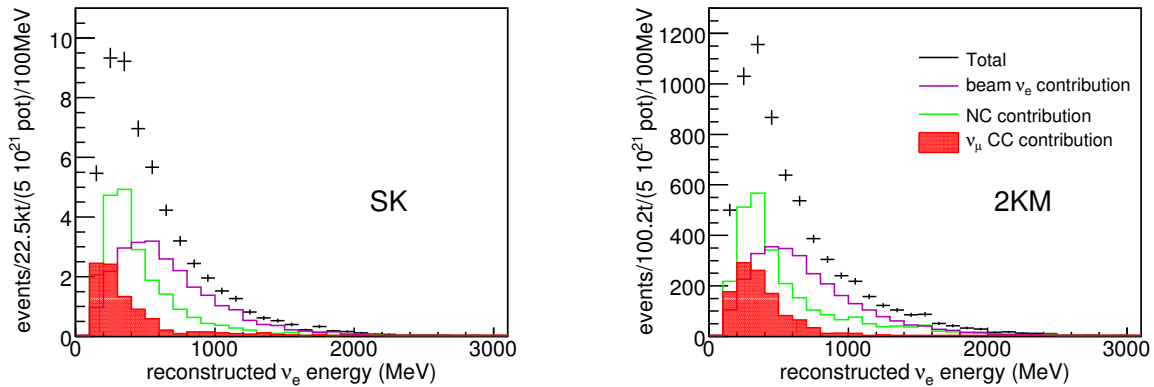


FIG. 6.7 – Spectres des diverses composantes du fond à SK et 2 km. L'oscillation atmosphérique a été supprimée à SK pour pouvoir comparer les événements ν_μ CC.

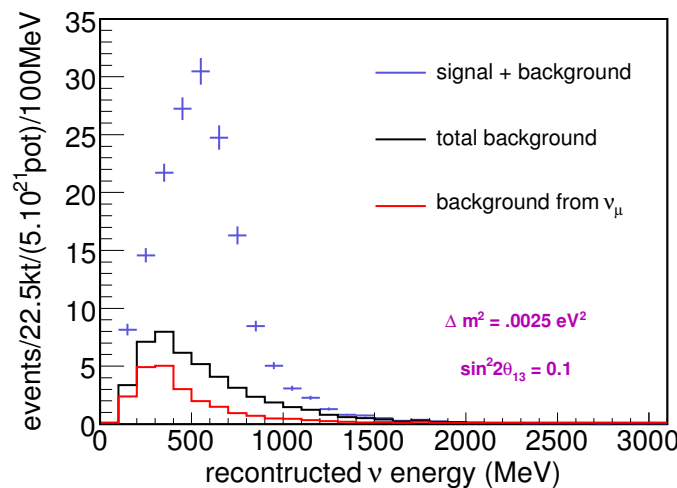


FIG. 6.8 – Apparition de ν_e à Super-Kamiokande : distribution de l'énergie reconstruite des neutrinos de l'échantillon défini dans le texte.

6.2 Extrapolation depuis le détecteur à 2 km

6.2.1 Méthode utilisée à K2K

Pour extrapoler la mesure en position proche à la position lointaine il est clair qu'il faudra utiliser le rapport des masses fiducielles. Comme expliqué plus haut il faudra faire intervenir les probabilités de survie pour les événements CC. Enfin il faudra utiliser un facteur dépendant des flux et des sections efficaces.

Au paragraphe 3.5 on a décrit deux méthodes possibles pour extrapoler la mesure en position proche à la position lointaine : il s'agit du *rapport far/near* et de la *matrice de corrélation* de Para et Szelepper. On a évoqué le calcul de ces quantités pour les flux.

À K2K on a utilisé le rapport F/N binné, c'est-à-dire la quantité :

$$R_i = \frac{\int_{\text{bin } i} dE \phi_F(E) \sigma(E) \varepsilon_F(E)}{\int_{\text{bin } i} dE \phi_N(E) \sigma(E) \varepsilon_N(E)}, \quad (6.3)$$

où on a noté σ la section efficace d'interaction ν -eau, ϕ le flux, ε l'efficacité, et les indices F et N désignent les détecteurs lointain et proche (respectivement). À K2K, le flux ϕ est obtenu par Monte-Carlo du faisceau, lequel est ajusté sur les données des détecteurs proches et du PIMON (voir chapitre 2). Les efficacités sont obtenues par Monte-Carlo. Un autre facteur intervient pour tenir compte des différences de temps mort entre les deux positions. On obtient ainsi le nombre d'interactions attendues à Super-Kamiokande sans oscillation. L'erreur systématique sur les R_i (liée au Monte-Carlo du faisceau) et l'erreur systématique sur le rapport des masses fiducielles (liée aux biais de vertex dans le détecteur 1KT) dominent la mesure [1, 42].

6.2.2 Méthode retenue pour le détecteur à 2 km

La méthode retenue ici consiste à tenir compte des très grandes similitudes entre le détecteur à 2 km et SK. On n'applique donc *aucune correction*, ni pour le faisceau, ni pour les différences d'efficacités. On utilise donc :

$$N_{SK}^i = N_{2km}^i \times \left(\frac{L_{2km}}{L_{SK}} \right)^2 \times \frac{M_{SK}}{M_{2km}} \times \frac{\varepsilon_{SK}^i}{\varepsilon_{2km}^i}, \quad (6.4)$$

où M désigne la masse d'eau dans le volume fiduciel, L_i la distance entre la source et le détecteur i et ε l'efficacité. La probabilité de survie pour les ν_μ CC est appliquée.

Le choix du rapport $\left(\frac{L_{2km}}{L_{SK}} \right)^2$ consiste à supposer que les faisceaux sont identiques à 2 km et SK (alors qu'on sait qu'il y a une déviation de l'ordre de 5% avec cette loi cf chapitre 3), c'est-à-dire à ne faire aucune correction à partir de la simulation du faisceau. Le rapport des efficacités est également pris égal à 1. On obtient alors les valeurs de la table 6.4.

6.2.3 Estimation des erreurs systématiques

Dans ce paragraphe on effectue une estimation **simple** des erreurs systématiques. Il s'agit d'obtenir une *borne supérieure* de l'erreur sur le nombre d'événements extrapolés, en ne tenant compte d'aucune corrélation ni d'aucune annulation de ces erreurs. En pratique, les technologies et les algorithmes étant les mêmes, on s'attend à ce que les systématiques se compensent largement. Nous n'utiliserons pas ces effets dans ce paragraphe.

L'erreur systématique sur le nombre d'événements extrapolé N_{SK} provient de trois sources :

1. erreur systématique liée à l'analyse et aux coupures de sélection. L'erreur due à la calibration en énergie des détecteurs requiert un traitement spécial.
2. erreur systématique liée au rapport des masses fiducielles : on considère que ce rapport sera déterminé à 4% près en se fondant sur l'expérience K2K. Ceci correspond à 2,8% pour chaque détecteur, en les considérant comme non corrélés.

3. erreur systématique sur le rapport Far/Near. Une estimation grossière consiste à prendre 5%, c'est-à-dire à considérer l'écart avec la loi en $1/r^2$ comme erreur systématique.

Erreur systématique liée à l'analyse :

L'erreur liée à l'analyse est prise égale à la différence relative d'efficacités entre les deux détecteurs. Cependant on n'utilise pas l'efficacité finale, mais on ajoute en quadrature les différences d'efficacités relatives pour chaque coupure utilisée précédemment :

$$\sigma^2 = \sum_i \left(\frac{\varepsilon_{SK,i} - \varepsilon_{2km,i}}{\varepsilon_{2km,i}} \right)^2. \quad (6.5)$$

On veut prendre en compte les différences de réponse à chaque étape, et pas seulement à la dernière où des compensations ont pu intervenir. Notons qu'il s'agit de l'efficacité de chaque coupure, et non de l'efficacité accumulée : en notant n_i le nombre d'événements après la $i^{\text{ème}}$ coupure, $\varepsilon_i = n_i/n_{i-1}$. La table 6.5 résume ces différences, ainsi que les valeurs de σ correspondantes. En pondérant les valeurs de σ obtenues par les nombres d'événements dans chaque canal de bruit on obtient une erreur systématique liée à l'analyse de 4,9%.

Le choix de la différence entre les réponses des deux détecteurs peut sembler surprenant. Les efficacités ont été calculées séparément, en utilisant des simulateurs différents (GEANT3 et GEANT4), des faisceaux différents (spectre à 2 km et à SK), et des algorithmes de reconstruction et d'analyse légèrement différents (bien que très similaires). En pratique, on corrigerait les différences d'efficacités en utilisant l'équation 6.4 complète, et l'erreur systématique sur le rapport $\varepsilon_{SK}/\varepsilon_{2KM}$ serait estimée séparément. À ce stade de l'étude de T2K cette méthode donne une borne supérieure de l'erreur systématique liée à l'analyse.

L'étude des valeurs du tableau 6.5 est intéressante. Notons tout d'abord que l'on applique une coupure supplémentaire, $E_{vis} < 1000$ MeV, avant ce calcul. En effet, pour les événements de plus de ~ 1 GeV d'énergie, le 2 km a une réponse significativement différente de Super-Kamiokande, ne serait-ce que parce que les traces sont moins souvent contenues. Il faut aussi souligner que les adaptations du logiciel de reconstruction ont été faites pour une énergie maximale de 1,5 GeV, et ne sont donc probablement plus valables au-delà de cette énergie. Cette coupure ne retire pas d'événements de l'échantillon final.

Soulignons aussi que les coupures sont appliquées successivement ce qui rend les conclusions plus difficiles pour les coupures en fin de la chaîne. On ne peut pas inverser l'ordre de certaines coupures (inverser la coupure *e-like* et la coupure *1R* n'a pas de sens).

On constate que pour les ν_e du faisceau, la différence évaluée par cette méthode est de $\approx 3,3\%$, ce qui est très faible, et souligne encore une fois que les performances de Super-Kamiokande sont reproductibles par un Cherenkov à eau de petite taille, moyennant certains choix technologiques et adaptations du logiciel de reconstruction. Pour les événements à courant neutre, les différences sont plus importantes ($\sim 11\%$). Les contributions principales sont la coupure *e-like*, le rejet des électrons de désintégration, et la coupure sur l'angle reconstruit. Comme expliqué au chapitre précédent, les modifications du programme de PID doivent être poussées plus loin afin de le rendre optimal à 2 km. Notons que le même argument s'applique pour les ν_μ CC, les différences atteignant 13,5% pour la coupure *e-like*. La plus grande contribution à l'erreur systématique pour les ν_μ -CC provient de la coupure sur l'énergie reconstruite. Ceci était prévisible sur la figure 6.7, où l'on voit que la distribution pour les ν_μ CC est sensiblement différente de la distribution à SK. Ceci est vraisemblablement dû aux différences persistant pour l'identification de

particules des muons (cf par exemple fig 5.24). Comme les ν_μ CC sont malgré tout très efficacement rejetés, ce fond ne contribue que très faiblement au fond total, l'importance de cette erreur n'est donc pas problématique dans cette analyse.

Erreur systématique due à la calibration en énergie des détecteurs :

L'étalonnage en énergie est connu à 2,1% près à Super-Kamiokande. On suppose qu'on pourra atteindre la même précision à 2 km, et on suppose que les deux erreurs sont complètement indépendantes. La méthode choisie consiste à faire varier toutes les coupures liées à l'énergie de $\pm 1\sigma$, c'est-à-dire :

1. la coupure $E_{vis} > 100$ MeV (la coupure varie de 2,1%)
2. les coupures $E_\nu > 350$ MeV et $E_\nu < 850$ MeV
3. la coupure sur la masse invariante de POLfit $M_{\gamma\gamma} < 100$ MeV/c². $M_{\gamma\gamma}$ étant une masse invariante, il varie avec la même pente que l'échelle d'énergie. On décale donc la coupure de $\pm 2,1\%$.

Dans le second cas, il faut remarquer que E_ν dépend aussi de $\cos\theta_{\nu e}$, et pas seulement de E_e . Cette dépendance supplémentaire amplifie la variation de E_ν avec l'échelle d'énergie : pour $\cos\theta = 0$, une variation de 2% de l'échelle d'énergie entraîne une variation de 3,7% de E_ν . On a donc choisi de faire varier E_e de $\pm 2,1\%$, et de recalculer E_ν , événement par événement.

Ces changements dans les critères de sélection entraînent des variations dans le nombre d'événements présents dans l'échantillon final. La variation relative maximale de ce nombre est prise comme erreur systématique induite par l'étalonnage imparfait en énergie. Les valeurs obtenues pour les trois types de bruits de fond aux deux détecteurs sont présentés dans la table 6.6. On constate que l'effet sur les ν_e est très faible. En revanche l'effet de la variation sur les NC et les ν_μ CC est plus important. On montre que ceci est surtout lié à la variation de la coupure sur la masse invariante $M_{\gamma\gamma}$, dans une zone où la distribution varie rapidement (pic de masse invariante lié aux π^0).

En ajoutant en quadrature les erreurs systématiques liées à l'analyse et à l'échelle d'énergie, on obtient une erreur totale de 6,7%.

Extrapolation simple : résultat final

Après ajout en quadrature de l'erreur sur le rapport des masses fiducielles, on peut résumer le résultat de la manière suivante. On note N_{SK}^{MC} le nombre d'événements calculé à l'aide du Monte-Carlo de Super-Kamiokande, et $N_{SK}^{2km-ext}$ le nombre obtenu par extrapolation depuis le 2 km :

$$\begin{aligned}
 N_{SK} &= 23,80 \pm 20\%(\text{erreur statistique attendue}) \\
 N_{SK}^{2km-ext} &= 23,01 \pm 0,41(\text{stat}) \pm 1,79(\text{syst}) \\
 &= 23,01 \pm 0,41(\text{stat}) \pm 6,7\%(\text{analyse}) \pm 4\%(FV) \\
 &= 23,01 \pm 8,0\%
 \end{aligned} \tag{6.6}$$

L'accord est excellent, et l'erreur totale obtenue pour cette méthode simple est déjà inférieure aux limites fixées par la collaboration T2K pour la phase I[†].

[†]NB : Il s'agit des erreurs statistiques attendues pour $5 \cdot 10^{21}$ pot et non des erreurs dues à la statistique du Monte-Carlo.

En utilisant cette technique pour chaque bin on obtient la figure 6.9, qui compare le résultat de la simulation de Monte-Carlo à Super-Kamiokande, avec l'extrapolation du résultat obtenu indépendamment à 2 km. L'accord reste excellent, démontrant de manière claire l'efficacité d'un détecteur Cherenkov à 2 km, et ce même en l'absence de toute correction.

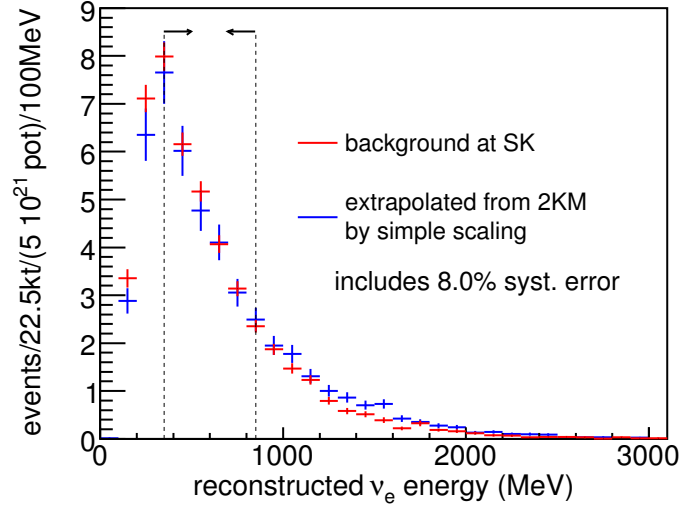


FIG. 6.9 – Superposition du fond obtenu par simulation à SK, et de l'extrapolation simple du fond obtenu indépendamment à 2 km. Les barres d'erreurs incluent l'erreur systématique calculée (cf texte). L'accord est excellent. La fenêtre retenue pour cette analyse est indiquée en pointillés.

	NC	ν_e du faisceau (CC)	ν_μ CC
Simulation SK	10,22	13,23	0,35
Prédiction 2 km \pm stat \pm syst	$9,38 \pm 0,28 \pm 1,02$	$12,97 \pm 0,33 \pm 0,43$	$0,67 \pm 0,03 \pm 0,24$

TAB. 6.4 – Résultats de l'extrapolation selon la catégorie d'événements. Les erreurs systématiques ne comprennent que les erreurs d'analyse et les erreurs liées à la calibration en énergie. L'erreur statistique correspond à l'erreur attendue pour $5 \cdot 10^{21}$ pot.

6.3 Sensibilité pour l'apparition de ν_e

L'expérience T2K, comme toutes les expériences de faisceau de ν_μ , est sensible à Δm_{23}^2 , à θ_{13} et à δ , la phase de violation de CP. Δm_{23}^2 sera surtout mesuré par la disparition de ν_μ , en même temps que θ_{23} , mais l'apparition de ν_e contient un peu d'information sur Δm_{23}^2 . Pour cette étude, j'ai fixé θ_{23} à sa valeur maximale $\pi/4$, compatible avec le meilleur ajustement à ce jour. J'ai également fixé δ à 0 dans un premier temps. Enfin notons que dans l'hypothèse d'oscillations à 3 familles, l'oscillation « solaire », due à Δm_{12}^2 et θ_{12} , provoque également l'apparition d'une faible composante de ν_e dans le faisceau de T2K (environ 2,2 événements pour $5 \cdot 10^{21}$ pot). Cependant cette composante de ν_e ne peut pas être qualifiée de signal pour T2K. J'ai donc supprimé l'effet de l'oscillation solaire dans un premier temps afin de limiter l'étude à la sensibilité de l'expérience à θ_{13} . Il est clair

FC, FV, $E_{vis} \in [100; 1000]$ MeV	ν_e du faisceau	NC	ν_μ CC
1 anneau	-2,05%	2,29%	1,36%
<i>e-like</i>	1,00%	-4,13%	-12,85%
aucun e^- de désintégration	1,68%	4,93%	8,48%
$\cos \theta_{\nu_e} < 0.9$	-0,60%	6,14%	1,69%
$M_{\gamma\gamma}$	-1,38%	-2,67%	4,00%
$\mathcal{L}_e - \mathcal{L}_{\pi^0} < 80$	0,64%	2,21%	-7,49%
$E_\nu \in [0,35; 0,85]$ GeV	0,30%	4,71%	-29,83%
TOTAL σ	3,28%	10,88%	34,70%

TAB. 6.5 – Différence relative d'efficacité entre SK et le 2 km pour chaque coupure. La ligne TOTAL est obtenue en ajoutant en quadrature les valeurs de la colonne, et est utilisée comme estimation de l'erreur systématique sur cette analyse. On constate que l'erreur est significativement plus importante pour les ν_μ CC.

	SK	2KM
NC	8,7%	6,8%
ν_μ CC	5,4%	5,4%
ν_e du faisceau	0,6%	0,5%

TAB. 6.6 – Erreurs systématiques dues à 2,1% d'erreur sur la calibration de l'énergie.

que seul un fit combiné, à 3 saveurs, permettra de décrire tous ces effets correctement. Il devra être développé pour analyser complètement l'ensemble des données de l'expérience.

Dans ce chapitre, on veut obtenir une estimation de la capacité de T2K à mesurer un angle θ_{13} non nul. On peut envisager de multiples réponses à cette question.

6.3.1 Considérations statistiques

Nous avons envisagé trois possibilités pour définir la sensibilité de T2K. Dans la suite il sera utile de distinguer les données observées D , de la distribution attendue E obtenue par Monte-Carlo. Il sera également question d'un estimateur noté χ^2 . Deux définitions possibles du χ^2 avec résultats quantitatifs seront présentées aux paragraphes 6.4 et 6.6. Notons que cet estimateur n'est pas nécessairement distribué selon une loi de χ^2 , ce qui est la cause de certaines complications.

- I. **Test d'hypothèse.** Il s'agit de répondre à la question suivante : « Si la Nature a choisi les paramètres d'oscillation (α_i), l'expérience T2K sera-t-elle capable de rejeter l'hypothèse de non-oscillation $\theta_{13} = 0$ » ? Pour répondre à cette question, il est nécessaire de créer en chaque point i de l'espace des paramètres une distribution D_i (données), que l'on compare à la distribution attendue en l'absence d'oscillations E_0 , par un test du χ^2 . L'hypothèse sera rejetée ou acceptée selon la valeur du $\chi^{2\dagger}$. On peut alors représenter la zone des paramètres exclus dans le plan $(\Delta m_{23}^2, \theta_{13})$ ou (δ, θ_{13}) .

[†]Si des paramètres de nuisance (modélisant les incertitudes systématiques, voir plus bas) sont présents, il faut minimiser l'estimateur par rapport à ces derniers.

- II. **Contour « typique » d'exclusion** On suppose dans ce cas que la Nature a choisi la non-oscillation (c'est-à-dire $\theta_{13} = 0$, on suppose les oscillations atmosphériques et solaires acquises). Les données observées D sont produites en utilisant le Monte-Carlo au point de non oscillation noté X_0 ($\theta_{13} = 0$, mais $\Delta m^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\theta_{23} = \pi/4$). On analyse ensuite ces données, comme on analyserait de vraies données, en estimant les paramètres d'oscillations par moindres carrés : on calcule un χ^2 , en utilisant la simulation de Monte-Carlo pour obtenir E en chaque point de l'espace des paramètres. Les points X de l'espace des paramètres admis pour un degré de confiance α (noté α C.L. dans la suite) sont données par le contour

$$\chi^2(X) \leq \chi_{min}^2 + C_\alpha(X), \quad (6.7)$$

où $C_\alpha(X)$ est la valeur de la coupure à α C.L. correspondant à la distribution appropriée (la dépendance en X sera expliquée plus loin). Il s'agit simplement d'un contour classique d'acceptance de paramètres. Cette technique est assez simple, et on l'étudiera tout particulièrement dans la suite. Soulignons qu'on obtient ces « données » par simulation. Mais le but est d'obtenir la zone des paramètres physiques qui pourra être rejetée par l'expérience T2K à un certain niveau de confiance α . On est intéressé par un contour *représentatif ou typique*, c'est-à-dire un contour neutre au regard des fluctuations statistiques. En général on suppose que les données sont exactement égales au Monte-Carlo sans fluctuation, et on calcule le contour pour cette seule expérience, ce qui a le mérite d'être simple. On peut aussi tirer les « données » aléatoirement poissonniennement ou gaussiennement dans chaque bin, prenant le résultat du Monte-Carlo à X_0 comme moyenne, et construire un contour par fausse expérience ainsi engendrée. La question du contour *typique* se pose alors. La définition retenue (due à J. Bouchez) consiste à comparer le $\Delta\chi^2$ *médian* à la valeur critique (qui dépend de X). En pratique, il suffit de tirer N expériences aléatoires à $\theta_{13} = 0$. Le point x appartient au domaine d'exclusion *neutre ou typique* s'il appartient au domaine d'exclusion de 50% des expériences. Cette méthode donne la limite que fixerait T2K en l'absence de signal.

- III. **Domaines des paramètres pour lesquels, s'ils sont vrais, le contour typique du physicien exclut la non oscillation à α C.L.** Cette définition est la plus complexe des trois. Ce type de contour est parfois appelé *potentiel de découverte*. Considérons un point X_1 de l'espace des paramètres d'oscillations. En ce point, on crée un (grand) nombre N de « fausses expériences » à partir du Monte-Carlo à X_1 . Pour chacune d'elles, on calcule l'estimateur χ_{no-osc}^2 à l'aide du Monte-Carlo (à X_0). On détermine également le minimum du χ^2 , noté χ_{min}^2 . On rejette la non-oscillation à α C.L. (en tant qu'estimation de paramètres) si

$$\chi_{no-osc}^2 - \chi_{min}^2 \geq C_\alpha(X_0), \quad (6.8)$$

$C_\alpha(X_0)$ étant la valeur de la coupure à α C.L. pour la distribution appropriée à X_0 . Pour obtenir un domaine neutre, on compare la *médiane* de $\chi_{no-osc}^2 - \chi_{min}^2$ à la valeur critique $C_\alpha(X_0)$ (qui est ici indépendante du point X_1). En pratique on considère que le point X_1 étudié appartient au domaine de sensibilité si parmi les N fausses expériences engendrées en ce point, plus de $N/2$ excluent l'hypothèse de non-oscillation (vérifient l'équation 6.8).

La méthode I n'a pas été appliquée pour cette thèse, car elle est moins utilisée que les deux autres méthodes, et donc moins facilement comparable avec les autres expériences.

On note que les méthodes I et III ne sont pas des méthodes applicables à de vraies données : il s'agit de tests statistiques de la non-oscillation (simple test d'hypothèse et en estimation de paramètres, respectivement). Le contour obtenu donne l'ensemble des points qui, s'ils s'avéraient être les points choisis par la Nature, permettraient de rejeter la non-oscillation, suivant deux critères statistiques différents. La méthode II (pour un échantillon unique de données) peut en revanche être appliquée directement aux vraies données, elle a donc un attrait tout particulier.

6.3.2 Complications supplémentaires

Dans les équations 6.7 et 6.8 figure le paramètre $C_\alpha(X)$, valeur de la coupure sur la différence $\chi_{test}^2 - \chi_{min}^2$ en un point X de l'espace des paramètres. Si l'estimateur χ^2 était linéaire en X , et que le contenu de chaque bin était distribué gaussien autour de sa valeur moyenne, $\chi_{test}^2 - \chi_{min}^2$ suivrait par théorème une loi de χ^2 , et le nombre de degrés de libertés serait égal au nombre de paramètres d'oscillation minimisés. Avec les choix de paramètres d'oscillation du 6.3, il s'agirait d'une loi de χ^2 à 2 degrés de liberté. C_α serait alors indépendant de X , et donné par $-2 \ln(1 - \alpha) \approx 4,61$ pour 90% C.L.

Malheureusement T2K n'est pas dans ce cas idéal : la formule d'oscillations à 3 familles n'est pas linéaire en Δm_{23}^2 . Dans le cas approché dans lequel nous nous plaçons, ayant placé l'oscillation solaire à 0, elle est en revanche linéaire en $\sin^2 2\theta_{13}$. Il est donc nécessaire de déterminer $C_\alpha(X)$ par simulation.

Pour ce faire, il faut créer N expériences aléatoires au point X : on considère que le contenu de chaque bin des histogrammes est distribué selon une loi de Poisson autour de la valeur donnée par le Monte-Carlo en X . Pour chaque expérience, on calcule $\chi_{vrai}^2(X)$, c'est-à-dire le χ^2 au point X où les expériences ont été effectivement engendrées. On détermine aussi χ_{min}^2 (qui se trouvera à une valeur différente des paramètres d'oscillation à cause des fluctuations statistiques). La distribution $\Delta\chi^2(X) = \chi_{vrai}^2(X) - \chi_{min}^2$ permet alors de déterminer $C_\alpha(X)$ donné par

$$\int_0^{C_\alpha(X)} f(\Delta\chi^2(X)) d(\Delta\chi^2(X)) = \alpha.$$

Ceci est évidemment très lourd en temps de calcul. La collaboration Gösgen a fait ce travail pour quelques points de l'espace des paramètres [90].

Ces considérations sont très clairement exposées dans l'article de G. Feldman et R. Cousins [91]. Cependant ces deux auteurs proposent une technique supplémentaire. En effet la méthode exposée précédemment ne tient pas compte de la présence d'une limite physique sur l'un des paramètres d'oscillation. Pour des données correspondant à $\sin^2 2\theta_{13} \approx 0$, le minimum du χ^2 pourra avoir lieu hors de la région physique. On obtient alors une zone d'acceptance des paramètres qui appartient parfois complètement à la région non physique par suite des fluctuations statistiques. La méthode de Feldman et Cousins consiste à appliquer la technique exposée ci-dessus, en limitant la minimisation du χ^2 à la région physique. Ceci déplace la position de $C_\alpha(X)$ près de la région physique vers des valeurs inférieures, car la distribution de $\Delta\chi^2(X)$ près de la limite physique pique à 0 (on « interdit » au $\Delta\chi^2$ d'être aussi grand que possible car on reste éloigné du vrai minimum). Loin de la région physique la distribution des $\Delta\chi^2$ sera inchangée. Ceci permet d'obtenir un intervalle de confiance qui ait la bonne couverture (c'est-à-dire qui corresponde exactement au niveau de confiance α déclaré), mais qui soit toujours dans la région physique.

6.4 Calcul simple : expérience de comptage sans détecteurs proches

Dans ce paragraphe on considère l'étude la plus simple : aucune information spectrale ne sera utilisée, seul le nombre d'événements à Super-Kamiokande entre dans la formation d'un estimateur. Il n'est pas ici question de détecteurs proches, il s'agit d'un outil très simple pour étudier rapidement la sensibilité de l'expérience.

On utilise donc

$$\chi^2 = \left(\frac{O - E}{\sqrt{E}} \right)^2,$$

où O est le nombre d'événements observés et E le nombre d'événements attendus calculé avec l'équation 6.2. Comme on attend au minimum environ 23 événements (cf plus haut), on peut supposer que le nombre d'événements observés (aléatoire) est distribué gaussien autour de E , d'où ce choix d'estimateur.

En utilisant la méthode II, on fixe O à $E(0)$ (seule la dépendance en θ_{13} est considérée ici), et on calcule une *carte* du χ^2 . Séparons à présent le nombre d'événements en S , signal proprement dit, et B , événements dus au bruit de fond. On a donc $O = B(0) = B$, en supposant que B est indépendant des paramètres d'oscillation (ce qui n'est pas rigoureusement vrai : B contient une composante d'événements ν_μ CC qui dépend de la valeur de Δm_{23}^2 par suite de l'oscillation atmosphérique, et dépend donc en principe de Δm_{23}^2). On peut alors écrire : $E(x) = S(x) + B$, d'où

$$\chi^2 = \left(\frac{S(x)}{\sqrt{S(x) + B}} \right)^2 = \frac{S(x)^2}{S(x) + B}. \quad (6.9)$$

Pour tenir compte des systématiques sur la soustraction du fond de la manière la plus simple, on ajoute en quadrature un terme γB au dénominateur, où γ est de l'ordre de 10%. Il est clair qu'on ne peut atteindre 10% d'erreur sur la soustraction du fond qu'en présence de détecteurs proches, ils sont donc implicitement utilisés dans cette formule.

Comme expliqué précédemment, pour décider si un point est accepté ou rejeté à 90% de confiance (par exemple), on doit comparer la valeur du $\Delta\chi^2$ avec la valeur critique tabulée pour une loi de χ^2 à un seul degré de liberté dans ce cas-ci (un seul paramètre estimé). Notons que, pour des « données » égales à $E(0)$, le χ_{min}^2 vaut 0, on compare donc directement l'estimateur de l'équation 6.9 à la valeur critique, qui est 2,71 [19]. Notons enfin qu'il n'est pas possible d'estimer deux paramètres avec un tel estimateur (1 seul bin ne suffit pas). On considère ici que l'on estime simplement un niveau de signal S , et que l'on trace dans le plan un contour à signal constant. La figure 6.10 montre les contours obtenus.

6.4.1 Fluctuations statistiques

Les figures précédentes de ce calcul simple ont été obtenues pour des données égales à $E(0)$. On veut à présent vérifier si ceci correspond à un contour « typique ». On emploie l'idée du paragraphe 6.3.1 : le contour typique est un contour médian, c'est-à-dire que 50% de physiciens calculant leur contour à α CL comme indiqué précédemment auront un contour meilleur, et 50% un contour moins bon.

Nous allons montrer que ce contour est calculable analytiquement pour l'estimateur

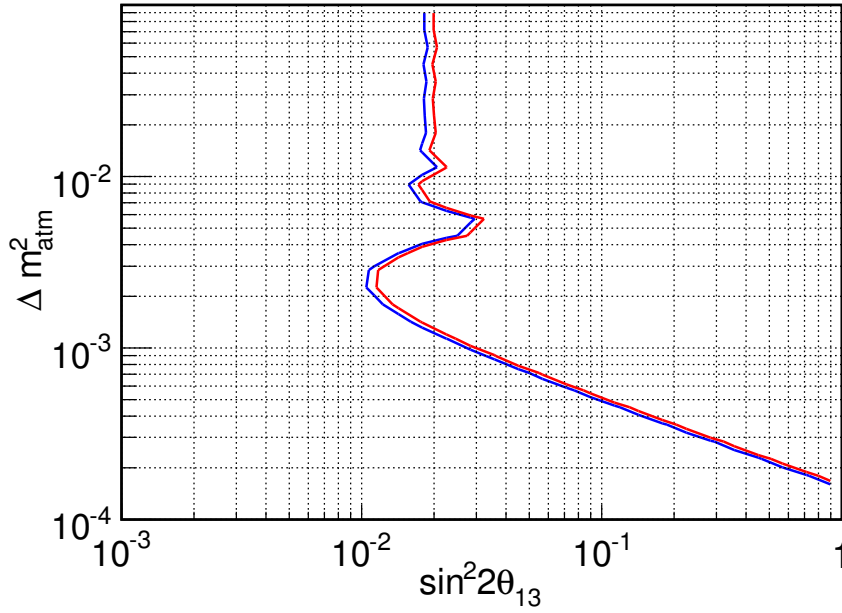


FIG. 6.10 – Contours de sensibilité (méthode II), considérant T2K comme simple expérience de comptage. La ligne bleue est obtenue en l'absence de systématiques, la ligne rouge correspond à 10% de systématiques sur la soustraction du fond.

simple de l'équation 6.9. On notera $G_{\mu,\sigma}$ la gaussienne de moyenne μ et d'écart-type σ .

L'estimateur est

$$\chi^2(x) = \frac{(O - E(x))^2}{\sigma_E(x)^2},$$

$\sigma_E(x)$ étant l'écart-type de la distribution de $E(x)$. x désigne le point courant de l'espace des paramètres d'oscillations. Dans ce paragraphe, O est une variable aléatoire, distribuée gaussiennement autour de $E(0)$, avec pour écart-type $\sigma_0 = \sigma_E(0) = \sqrt{E(0)}$. On pose $\bar{S} = E(x) - E(0)$: c'est le signal attendu (moyen) en x . On pose $y = O - E(0)$. On a donc $z = O - E(x) = O - E(0) + E(0) - E(x) = y - \bar{S}$. y suit la loi G_{0,σ_0} donc z suit la loi $G_{-\bar{S},\sigma_0}$. On peut écrire :

$$\chi^2(x) = \frac{z^2}{\sigma_E(x)^2} = \frac{z^2}{\sigma_0^2} \frac{\sigma_0^2}{\sigma_E(x)^2}.$$

$\chi^2(x)$ est une variable aléatoire. Pour chaque expérience on va placer une coupure M^2 sur la valeur de $\chi^2(x)$. Pour obtenir le contour médian, on veut placer la coupure M^2 telle que :

$$P(\chi^2 > M^2) = 1/2.$$

Autrement dit, on calcule la médiane M^2 de la variable χ^2 , et on souhaite que cette médiane soit égale à la valeur critique du niveau de confiance α d'une loi de χ^2 à un seul degré de liberté. Pour calculer la médiane de χ^2 , on détermine sa loi de probabilité, puis on l'intègre. La variable réduite $r = z/\sigma_0$ suit la loi $G_{-\bar{S}/\sigma_0;1}$. M^2 étant la médiane cherchée, on peut écrire :

$$\frac{1}{2} = \int_{M^2}^{\infty} p(\chi^2) d\chi^2 = P(\chi^2 > M^2) = P\left(r^2 > \frac{M^2 \sigma_E(x)^2}{\sigma_0^2}\right). \quad (6.10)$$

On peut alors affirmer que :

$$\frac{1}{2} = P\left(r^2 > \frac{M^2 \sigma_E(x)^2}{\sigma_0^2}\right) = \int_{-\infty}^{-\frac{M\sigma_E}{\sigma_0}} G_{-\bar{s}/\sigma_0;1} + \int_{\frac{M\sigma_E}{\sigma_0}}^{\infty} G_{-\bar{s}/\sigma_0;1}. \quad (6.11)$$

Introduisons la fonction d'erreur

$$\text{erf}(x) = \int_{-\infty}^x dt G_{0;1}(t).$$

Notons que $\lim_{x \rightarrow \infty} \text{erf}(x) = 1$. Il est de plus clair que :

$$\int_{-\infty}^x G_{\mu;\sigma}(t) dt = \text{erf}\left(\frac{x - \mu}{\sigma}\right),$$

donc l'équation 6.11 devient :

$$\frac{1}{2} = \text{erf}\left(\frac{-M\sigma_E(x) + \bar{s}}{\sigma_0}\right) + 1 - \text{erf}\left(\frac{M\sigma_E(x) + \bar{s}}{\sigma_0}\right) \quad (6.12)$$

Pour x assez grand (voir plus bas) l'argument de la seconde fonction d'erreur est de l'ordre de 2, on peut donc approcher la seconde fonction d'erreur par 1 (il suffit que son argument dépasse ≈ 1.821 pour être à moins de 1% de l'asymptote 1). L'équation 6.12 devient alors :

$$\text{erf}\left(\frac{-M\sigma_E(x) + \bar{s}}{\sigma_0}\right) = \frac{1}{2},$$

c'est-à-dire :

$$\frac{-M\sigma_E(x) + \bar{s}}{\sigma_0} = 0,$$

d'où on tire :

$$M = \frac{\bar{s}}{\sigma_E(x)} = \frac{E(x) - E(0)}{\sigma_E(x)},$$

donc l'estimateur χ^2 médian est égal à l'estimateur χ^2 calculé pour des données non fluctuées dans ce cas simple. Le contour d'exclusion obtenu au paragraphe précédent est donc le contour typique, pour ce cas simple à 1 seul bin.

On peut vérifier *a posteriori* que l'approximation est valable : en remplaçant la valeur de M obtenue dans la seconde fonction d'erreur de l'équation 6.12, on obtient la condition $2\bar{s}/\sigma_0 \geq 1.82$, donc $\bar{s} > 0.91\sigma_0$. Avec les valeurs numériques du paragraphe précédent, on trouve que l'approximation est valide dès que $\bar{s} \approx 4$ c'est-à-dire $\sin^2 2\theta_{13} > 4,3 \cdot 10^{-3}$ qui est bien inférieur à la limite obtenue à 90% CL. Il est probable que pour des niveaux de confiance très faibles cette approximation ne fonctionnerait plus mais ces bas niveaux de confiance n'ont aucun intérêt.

6.5 Choix d'un meilleur estimateur : prise en compte de la forme du spectre

La généralisation immédiate de l'estimateur précédent consiste à utiliser l'information spectrale : on divise l'histogramme en bins, et l'estimateur est obtenu en sommant sur

tous les bins. Comme dans certains bins, il n'y a pas assez d'événements pour supposer que les données sont distribuées selon une loi de Gauss, on utilise le rapport de vraisemblance poissonnien recommandé par le Particle Data Group [19]. Il est assez facile de voir qu'asymptotiquement, ce rapport de vraisemblance est distribué selon une loi de χ^2 . On pose donc

$$\chi^2 = \sum_{i \in \text{bins}} \begin{cases} 2(O_i - E_i + O_i \log \frac{O_i}{E_i}) & \text{si } E_i \neq 0, \\ 2(O_i - E_i) & \text{sinon.} \end{cases} \quad (6.13)$$

On veut ensuite incorporer l'effet du détecteur à 2 km dans le χ^2 . On ajoute donc un autre estimateur de forme identique utilisant les données à 2 km. Pour l'échantillon d'événements à un seul anneau de type e après coupures (cf 6.1.2), on utilise les histogrammes de E_ν (énergie reconstruite). Les bins utilisés dans χ_{SK}^2 sont de 100 MeV, allant de 200 MeV à 1200 MeV ; à 2 km, on utilise 20 bins de 50 MeV sur la même plage de E_ν .

On veut de plus utiliser un échantillon de données supplémentaire, à savoir les événements FC, FV, à 2 anneaux, de types électron, sans électron de désintégration. Ces coupures sélectionnent des événements π^0 bien reconstruits[§] La distribution que j'ai utilisée est celle de la masse invariante reconstruite des deux anneaux :

$$M = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos \theta)},$$

en notant E_1 et E_2 les deux énergies reconstruites et θ l'angle d'ouverture entre les deux anneaux.

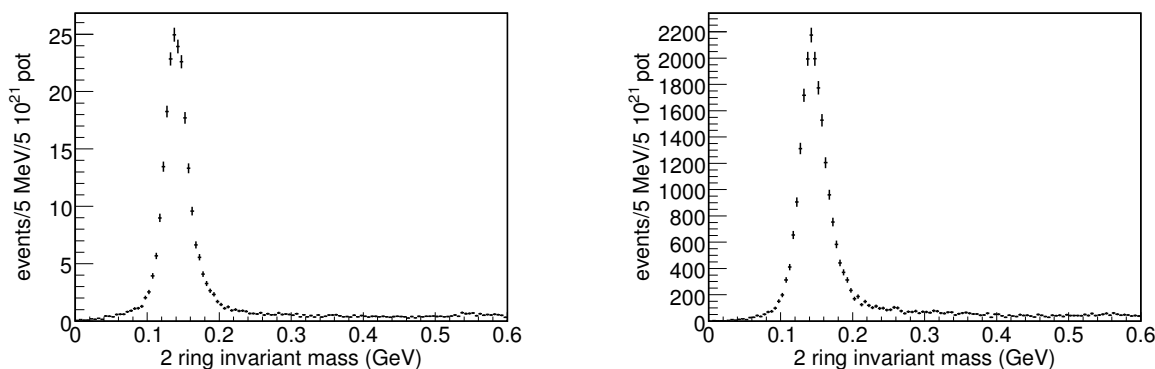


FIG. 6.11 – Distributions de masse invariante pour les événements FC,FV, dans électron de désintégration, à 2 anneaux de type e -like : il s'agit du pic de masse des π^0 . SK est à gauche et 2 km à droite. La normalisation sert à contraindre le nombre d'événements à courant neutre, et la position du pic permet de contrôler l'erreur systématique sur la calibration en énergie.

Le figure 6.11 montre ces deux distributions pour $\theta_{13} = 0$ à 2 km et SK. Pour $\theta_{13} = 0$ cet échantillon contient en majorité des événements à courant neutre (pureté de l'ordre de 80%). Il est clair qu'à la suite d'erreurs dans la reconstruction, des événements ν_μ -CC et ν_e -CC, y compris du signal, sont présents. Cet échantillon servira pour contraindre

[§]Pour ces π^0 il est inutile d'appliquer POLfit.

deux erreurs systématiques possibles : l'erreur systématique sur la normalisation du fond d'événements à courant neutre, et également l'erreur sur la calibration en énergie. La position du pic de masse invariante (dû aux π^0) apporte en effet une information sur la calibration du détecteur. En l'absence de toute erreur systématique, ni le spectre de E_ν à 2 km, ni les deux distributions de masse invariante pour les événements à 2 anneaux ne sont importants : ils ne contiennent quasiment aucune information sur θ_{13} et les autres paramètres d'oscillation. En revanche, ils permettent de réduire l'influence des systématiques sur le spectre E_ν à SK (contenant la plus grande quantité d'information sur θ_{13}), ce qui est le rôle du détecteur proche. Pour simplifier les équations, on considère simplement que l'on ajoute des bins à l'estimateur de l'équation 6.13. Pour l'instant cet estimateur ne prend pas en compte les erreurs systématiques, il n'est donc pas très réaliste.

Exemple de calcul des valeurs critiques Suivant les considérations du paragraphe 6.3.2, nous avons calculé la distribution des $\chi^2_{\text{vrai}}(X) - \chi^2_{\text{min}}$ dans le plan $(\sin^2 2\theta_{13}, \Delta m^2)$, afin de déterminer les valeurs critiques.

Pour des raisons techniques, un maillage logarithmique de 30×30 points restreint à la région physique a été utilisé. Le minimum appartient nécessairement à ce maillage, ce qui veut dire que l'on utilise en fait la méthode de Feldman et Cousins. On a utilisé 1000 expériences aléatoires en chaque point.

La figure 6.12 montre l'ensemble des valeurs critiques à 90% de confiance obtenues. On constate que la valeur critique dépend effectivement du point choisi ; aux environs de la limite indiquée sur la figure 6.13, la valeur critique est proche de la valeur attendue pour une loi de χ^2 à deux degrés de liberté (loin des bords de la carte, les résultats sont peu affectés par les limites physiques). Ceci justifie l'utilisation de cette valeur lorsque le calcul n'a pas pu être mené à bien pour des raisons de temps (cf plus bas). On observe également que la valeur critique est plus basse aux environs des limites physiques en $\sin^2 2\theta_{13}$. Aux grandes valeurs de $\sin^2 2\theta_{13}$, elle tombe même à zéro, ce qui est un artefact du maillage (le minimum est très proche du point de départ, il est confondu avec le point testé sur le maillage).

Dans le futur, il sera intéressant d'effectuer une étude similaire, sans appliquer la méthode de Feldman-Cousins, c'est-à-dire en autorisant le minimum du χ^2 à être en dehors de la région physique.

Sensibilité La figure 6.13 montre les contours à 90% de confiance obtenus pour Super-Kamiokande seul, et pour Super-Kamiokande avec un 2 km. Ils sont bien sûr identiques d'après ce qui précède, sauf aux grands Δm^2 . Dans ce cas un détecteur à 2 km commence à devenir sensible à une possible apparition de ν_e à ces Δm^2 , dans la partie de basse énergie du spectre de neutrinos. La distribution utilisant les événements à 2 anneaux amplifie l'effet. On rappelle que les hautes valeurs de Δm^2 sont actuellement sondées par MiniBOONE. On n'attend pas d'apparition de ν_e à 2 km pour ces hautes valeurs de Δm^2 sous l'effet de l'angle θ_{13} .

Pour ces deux figures, on a utilisé les valeurs critiques déterminées précédemment. Nous avons calculé le *contour neutre* selon la définition du paragraphe 6.3.1. Nous avons aussi déterminé le contour *sans fluctuation*, ce qui est la simplification la plus couramment utilisée dans ce genre de problème. Pour cet estimateur utilisant plusieurs bins, il n'est pas possible d'effectuer de calcul analytique comme au paragraphe 6.4.1, mais il est vraisemblable que le contour neutre soit différent du contour obtenu avec des données sans fluctuation. En effet, on constate sur la figure 6.13 que le contour utilisant des données

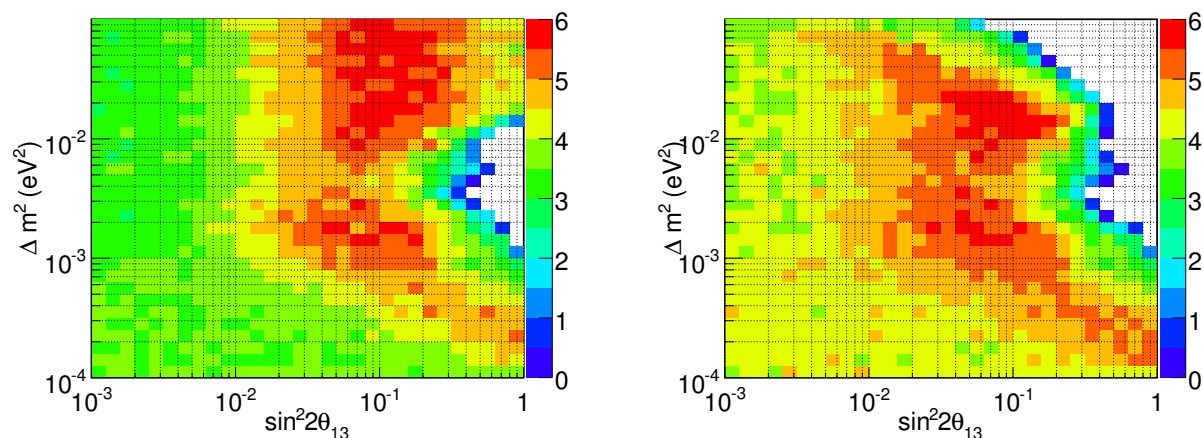


FIG. 6.12 – Valeurs critiques à 90% de confiance de l'estimateur choisi, par la méthode de Feldman et Cousins, en l'absence de systématiques. À droite : SK seul. À gauche : SK et 2 km.

non fluctuées est légèrement biaisé vers les hautes valeurs du χ^2 . Utiliser le contour sans fluctuation revient à pénaliser légèrement la sensibilité de l'expérience.

Potentiel de découverte En utilisant le résultat du paragraphe précédent, on a pu déterminer le potentiel de découverte de T2K à 99% de confiance, en l'absence de systématique. Comme expliqué au paragraphe 6.3.1 on a au préalable déterminé la valeur critique à 99% de confiance au point $X_0 = (0, 0; \Delta m^2 = 2,24 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2)$ notée $C_{99}(X_0)$. La valeur du Δm^2 correspond à la valeur du maillage la plus proche du meilleur ajustement $\Delta m^2 = 2,5 \cdot 10^{-3}$. Pour SK seul, on obtient $C_{99}(X_0) = 7,32$; en ajoutant le détecteur à 2 km on obtient $C_{3\sigma}(X_0) = 9,3$. ce qui est une autre confirmation que l'estimateur ne suit pas une loi de χ^2 . On obtient alors le résultat de la figure 6.14.

Ces résultats constituent des limites supérieures de la sensibilité et du potentiel de découverte de T2K, car aucun effet systématique n'a été pris en compte. Notons que ceci rend la présence d'un détecteur proche inutile. Dans les paragraphes suivants, nous allons introduire les principaux paramètres systématiques importants à T2K.

6.6 Estimateur complet en présence d'erreurs systématiques

On notera N le nombre de bins utilisés dans le χ^2 , et N_s le nombre de sources d'erreurs systématiques.

Pour un χ^2 standard (et non pas le rapport de vraisemblance indiqué plus haut), il est nécessaire de calculer une matrice de variance-covariance, prenant en compte toutes les erreurs, aussi bien systématiques que statistiques, et toutes leurs corrélations. Nous avons choisi d'utiliser des méthodes alternatives, évitant un tel calcul, mais équivalentes. Ces méthodes permettent de traiter les corrélations entre erreurs systématiques en utilisant

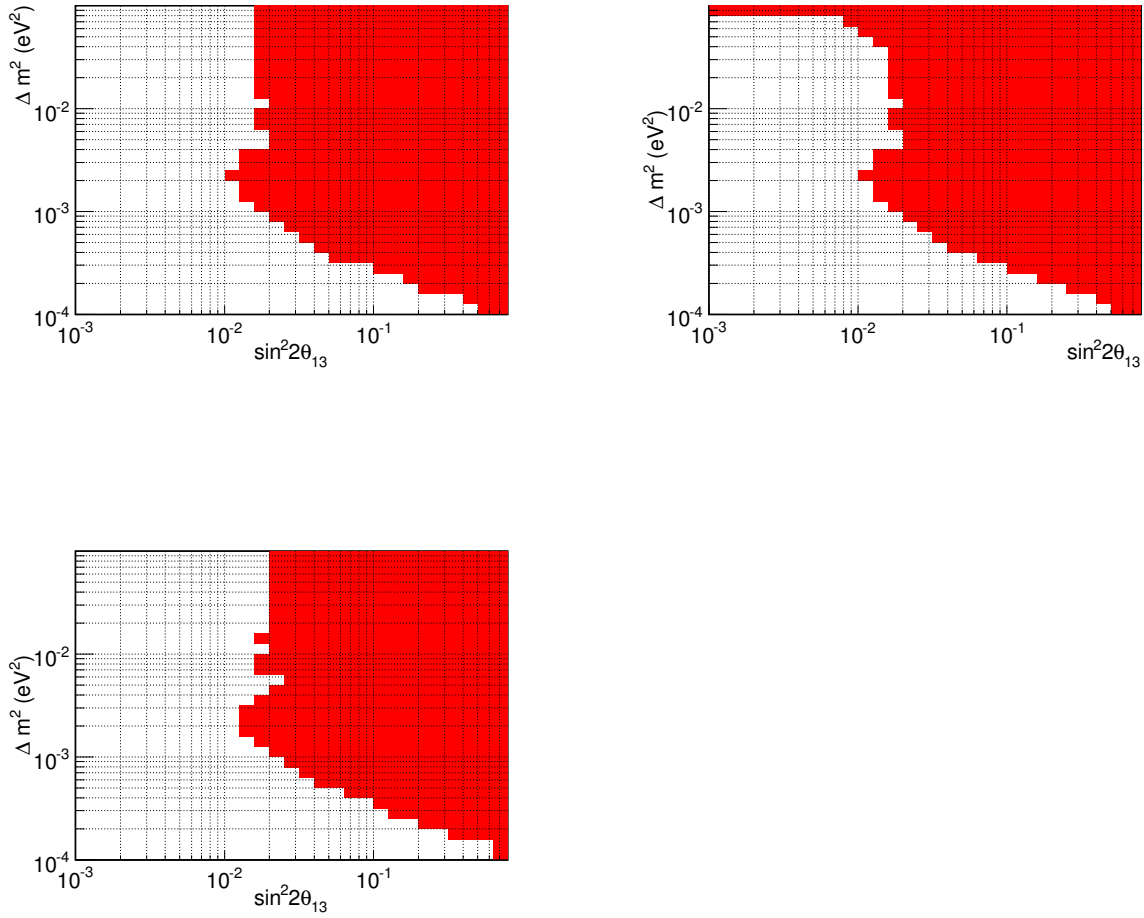


FIG. 6.13 – Contours de sensibilité à 90% en l’absence de systématique, obtenus avec le $\Delta\chi^2$ médian (méthode II) et les valeurs critiques précédentes. En l’absence de systématique les sensibilités avec et sans détecteur proche sont similaires aux erreurs d’arrondi près. en haut : contour médian pour SK seul (à gauche) et pour SK+2 km (à droite). En bas : contour pour SK seul sans avoir introduit de fluctuation statistique.

une méthode plus simple que le calcul de la matrice de covariance. La preuve de cette équivalence est donnée dans [92] et [93] de deux manières différentes. La démonstration est valable pour des erreurs *petites* (les termes d’ordre 2 sont négligés dans la formule de propagation des erreurs) et *gaussiennes*.

Il s’agit de décrire la méconnaissance du système (erreurs systématiques) par N_s paramètres libres ε_k . On considère que ces erreurs sont gaussiennes et on estime leurs variances σ_k séparément. On ajoute au χ^2 un terme de pénalisation $\sum_k \varepsilon_k^2 / \sigma_k^2$ empêchant les ε_k de s’éloigner trop loin de 0. La matrice de covariance du système est alors remplacée par une matrice diagonale ne contenant que les termes d’erreurs statistiques (non-corrélés) dans le cas d’un vrai χ^2 ; dans le cas du rapport de vraisemblance, il n’y a pas de changement (ce rapport suppose que les bins sont décorrélés, et que l’erreur statistique est poissonnienne). Dans chaque bin, la valeur E_i^{MC} donnée par le Monte-Carlo est *déformée* par ces paramètres libres.

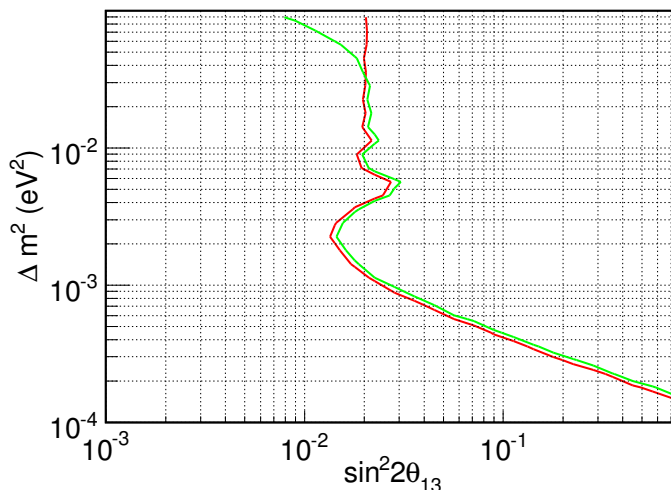


FIG. 6.14 – Potentiel de découverte à 99% CL : pour les valeurs à droite du contour, T2K en l'absence de systématiques pourrait exclure la non-oscillation à 99% CL. En rouge on a fait figurer SK seul, et en vert SK avec le 2 km. Les erreurs d'arrondis expliquent les légères différences.

Dans la première méthode décrite plus bas (cf 6.6.1), cette déformation est obtenue en ajoutant des facteurs supplémentaires dans le poids w de l'équation 6.2. On utilise ensuite MINUIT [94] pour minimiser les paramètres libres. La correction ne dépend pas linéairement des paramètres ε_k .

Dans la seconde méthode décrite ici (cf 6.6.2), on linéarise l'effet des erreurs systématiques, comme cela est fait dans [92] et [93]. La minimisation est alors remplacée par une inversion de matrice, bien plus simple, et demandant beaucoup moins de temps de calcul que la minimisation. Cette technique a été utilisée entre autre à Super-Kamiokande [4], Chooz [28]...

6.6.1 Première méthode : utilisation d'un minimiseur

Il s'agit de repondérer chaque événement du Monte-Carlo par un facteur dépendant des erreurs systématiques. Nous avons utilisé un cas simple, avec seulement deux sources d'erreurs systématiques :

- normalisation globale des événements courant neutre, en prenant $\sigma_{NC} = 30\%$
- normalisation globale des événements ν_e du faisceau, en prenant $\sigma_{\nu_e} = 30\%$.

Dans ce cas, le nombre d'événements Monte-Carlo dans le bin i est la somme des poids w'_i donnés par :

$$w'_i(E) = w_i \times \begin{cases} (1 + \sigma_{NC}\varepsilon_{NC}) & \text{courant neutre} \\ (1 + \sigma_{\nu_e}\varepsilon_{\nu_e}) & \nu_e \text{ du faisceau} \\ 1 & \text{dans tous les autres cas.} \end{cases} \quad (6.14)$$

Le nombre attendu dans le bin i est $E_i = \sum_{\text{événements Monte-Carlo}} w'_i$. Cette technique est celle de [52] utilisée pour les résultats atmosphériques de SK.

Il est certain qu'utiliser seulement deux sources d'erreurs est une approximation assez grossière, mais elle permet de comprendre le principe de cette technique. De plus, comme nous le verrons plus bas, la méthode linéarisée donne le même résultat dans ce cas simple,

ce qui donne une justification empirique de l'équivalence avec la méthode linéarisée qui sera utilisée dans le fit complet. Le choix de ces deux erreurs systématiques est bien sûr inspiré par la physique de T2K. Le but de cet exercice est de mesurer l'impact du détecteur proche sur la soustraction du bruit de fond. On considère que la prédiction donnée par le Monte-Carlo est correcte, à 30% près. Ceci est assez bon pour les événements à courant neutre, pour lesquels les incertitudes sur la section efficace, combinées à celles dues à la reconstruction, peuvent donner une incertitude de l'ordre de 30%. Pour la normalisation de la contamination en ν_e du faisceau, l'erreur est en revanche probablement surestimée.

La figure 6.15 est obtenue par minimisation en chaque point du plan $(\Delta m_{23}^2, \sin^2 2\theta_{13})$ de l'estimateur :

$$\begin{aligned}\chi^2 &= \chi_{1R,SK}^2 + \chi_{1R,2km}^2 + \chi_{2R,SK}^2 + \chi_{2R,2km}^2 + \varepsilon_{NC}^2 + \varepsilon_{\nu_e}^2 \\ &= \sum_{i=1}^N 2 \left(E_i(\varepsilon_{NC}, \varepsilon_{\nu_e}) - O_i + O_i \log \left(\frac{O_i}{E_i(\varepsilon_{NC}, \varepsilon_{\nu_e})} \right) \right) + \varepsilon_{NC}^2 + \varepsilon_{\nu_e}^2\end{aligned}$$

On maintient les paramètres d'oscillation fixés (grille de 30×30 points), puis on ajuste les ε à l'aide de MINUIT, afin d'éviter la recherche très longue d'un minimum sur les paramètres d'oscillations.

On constate que le 2 km permet de se ramener à la sensibilité maximale attendue en l'absence d'erreurs systématiques ($\varepsilon = 0$); c'est bien le comportement attendu pour des erreurs complètement corrélées. On s'attend à ce que le détecteur proche, avec sa haute statistique, puisse mesurer les deux paramètres de nuisance, et permettre de se ramener à la situation obtenue sans systématique. Comme on le verra plus bas, dans le cas général toutes les systématiques ne se compensent pas entre les deux détecteurs, donc en pratique on n'attend pas une annulation parfaite de l'effet des systématiques avec le détecteur à 2 km. Cette figure a été obtenu selon la méthode II du paragraphe 6.3.1, en utilisant comme « données » le Monte-Carlo **sans fluctuation** $O_i = E_i(\Delta m_{23}^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2, \theta_{13} = 0)$.

Une remarque supplémentaire s'impose. On peut parfaitement utiliser l'équation 6.14 pour décrire des erreurs systématiques plus compliquées. Prenons par exemple l'erreur sur le comptage d'anneaux. On inclura un poids $(1 + \sigma_{1R}\varepsilon_{RC})$ pour les événements à un seul anneau; pour les événements multi-anneaux le poids sera **anticorrélé** : $(1 - \sigma_{2R}\varepsilon_{RC})$. Il s'agit du même paramètre d'erreur systématique ε_{RC} , mais s'il est utilisé pour augmenter le nombre d'événements à un seul anneau, alors il doit du même coup diminuer le nombre d'événements multi-anneaux. Des arguments similaires sont utilisés pour l'erreur systématique sur l'identification de particules. Notons qu'il est alors utile pour contraindre ce type de terme d'introduire d'autres échantillons : pour le paramètre systématique du comptage d'anneaux, la présence dans l'estimateur d'événements 1R et 2R permet de tirer parti de cette anticorrélation pour faire converger l'ajustement.

La multiplication de sources d'erreurs systématiques à minimiser par MINUIT rend cette méthode peu pratique dans le cas de T2K où l'on atteint aisément 20 sources d'erreurs. De plus, la présence pour certaines catégories d'événements de termes du type $\Pi_i(1 + \sigma_i\varepsilon_i)$ introduit le risque d'avoir des minima dégénérés, et ce d'autant plus qu'on n'utilise pas tous les échantillons (événements de type μ).

6.6.2 Seconde méthode : linéarisation et inversion de matrice

Dans cette seconde méthode, on introduit une nouvelle variable ε_k pour chaque source d'erreur systématique, et on remplace la valeur attendue dans le bin i

$$E_i^{MC} \quad \text{par} \quad E_i^{MC} \left(1 + \sum_k F_i^k \varepsilon_k\right).$$

F_i^k est la variation du contenu du $i^{\text{ième}}$ bin induite par un changement de $\pm 1\sigma$ de la $k^{\text{ième}}$ source d'erreur systématique. Il s'agit donc d'une linéarisation de l'effet de chaque source d'erreur systématique, qui est transformée en paramètre libre, a priori gaussien, dont la variation déforme le spectre attendu.

Cette méthode évite le calcul et surtout l'inversion d'une grande matrice de variance-covariance, qui aurait une taille $N \times N$, alors que la matrice des F_i^k a une taille $N_s \times N$. Elle est très utilisée : à Super-Kamiokande [4], dans les fits globaux des fonctions de distributions de partons [93], dans les fits globaux de données d'expériences d'oscillations de neutrinos [25]...

Comme elle est linéaire, dans le cas d'un vrai χ^2 la minimisation se réduit à la résolution d'un système linéaire à N_s équations, et ne nécessite pas d'utiliser de programme de minimisation.

Dans ce travail, cette méthode a été appliquée bien que l'on n'utilise pas un χ^2 proprement dit mais un rapport de vraisemblance Poissonien. Les démonstrations de l'équivalence de cette méthode et de la méthode « standard » ne s'appliquent donc pas rigoureusement. Au moins avons-nous constaté empiriquement qu'en utilisant des paramètres systématiques identiques à ceux du paragraphe précédent 6.6.1, on obtient des résultats identiques, ce qui justifie la linéarisation de l'effet des erreurs systématiques.

En sommant sur tous les bins (comprenant les distributions à 1 anneau-*e like* et à 2 anneaux-*e like* à 2 km et SK), en notant N_s le nombre de sources d'erreurs systématiques et N le nombre total de bins, l'estimateur final s'écrit :

$$\begin{aligned} \chi^2 &= \chi_{1R,SK}^2 + \chi_{1R,2km}^2 + \chi_{2R,SK}^2 + \chi_{2R,2km}^2 + \sum_{k=1}^{N_s} \varepsilon_k^2 / \sigma_k^2 \\ &= \sum_{i=1}^N 2 \left(E_i^{MC} \left(1 + \sum_{k=1}^{N_s} F_i^k \varepsilon_k\right) - O_i + O_i \log \left(\frac{O_i}{E_i^{MC} \left(1 + \sum_{k=1}^{N_s} F_i^k \varepsilon_k\right)} \right) \right) + \sum_{k=1}^{N_s} \left(\frac{\varepsilon_k}{\sigma_k} \right)^2. \end{aligned}$$

Dans cette formule on a noté E_i^{MC} le contenu attendu dans le bin, obtenu par Monte-Carlo *sans déformation*. Ce programme a été écrit par R. Wendell (Duke University) pour SK, et a été modifié par N. Tanimoto, C. Walter et moi-même pour l'adapter à T2K et à 2 km.

La condition de minimisation s'écrit :

$$\forall k \leq N_s, \frac{\partial \chi^2}{\partial \varepsilon_k} = 0.$$

On obtient donc :

$$\frac{\varepsilon_i}{\sigma_i^2} = \sum_{n=1}^N -E_n^{MC} F_n^i + \frac{O_n F_n^i}{1 + \sum_{k=1}^{N_s} \varepsilon_k F_n^k}. \quad (6.15)$$

Cette équation est non linéaire à la différence des équations obtenues pour un vrai χ^2 , voir [4]. Cependant, on peut faire le développement suivant :

$$\frac{1}{1 + \sum_{k=1}^{N_s} F_n^k \varepsilon_k} = 1 - \sum_{k=1}^{N_s} F_n^k \varepsilon_k + C_n,$$

où C_n contient tous les termes d'ordres supérieurs du développement en série. Ceci n'a d'intérêt que si les erreurs sont faibles. On se ramène à l'équation :

$$\sum_{k=1}^{N_s} \left(\frac{\delta_{i,k}}{\sigma_i^2} + \sum_{n=1}^N F_n^i F_n^k O_n \right) \varepsilon_k = \sum_{n=1}^N F_n^i (O_n (1 + C_n) - E_n^{MC}) \quad (6.16)$$

En supposant C_n constant, cette équation est linéaire, du type $M\vec{\varepsilon} = R$, on peut la résoudre par les algorithmes classiques (pivot de Gauss etc.). On part de $\vec{\varepsilon} = \vec{0}$, ce qui donne $C_n = 1$. On obtient ainsi un nouveau vecteur $\vec{\varepsilon}$ en résolvant le système, que l'on utilise pour obtenir une valeur corrigée de C_n , et on itère ainsi le processus jusqu'à convergence. La matrice M est la même à chaque itération. Les C_n sont obtenus en tronquant le développement à l'ordre 5. Si les erreurs sont faibles quelques itérations suffisent pour atteindre une précision de 0,01 sur la valeur du χ^2 minimum. On considère donc la convergence comme atteinte si la variation absolue du χ^2 est inférieure à 0,01. Pendant cette minimisation les paramètres d'oscillation sont maintenus constants. Au-delà de 30 itérations on arrête le processus quel que soit le résultat.

6.6.3 Calcul de la matrice F_j^i

Les erreurs complètement corrélées pour tous les bins (identiques pour chaque bin) sont traitées séparément. Il s'agit des erreurs de normalisation globale, affectant tout le spectre de manière identique. Pour ces erreurs, $\forall j$, $F_j^i = \sigma_i$. L'erreur sur la détermination du volume fiduciel est dans cette catégorie.

Pour les autres erreurs on calcule l'effet sur le Monte-Carlo d'une variation de $+1\sigma$ et d'une variation de -1σ de la source d'erreur systématique. Pour chaque bin i , on écrit que F_j^i est égal à :

$$F_j^i = \frac{E^i(+\sigma_j) - E^i(-\sigma_j)}{2\sigma_j E^i(0)}.$$

La seule difficulté concerne l'erreur sur l'échelle d'énergie : en effet, elle entraîne une migration des événements d'un bin à l'autre. On détermine dans ce cas 3 histogrammes, l'un sans changement d'échelle, et les deux autres en ayant changé l'échelle d'énergie de $+1\sigma$ et -1σ . Les F_j^i sont ensuite obtenus en faisant la différence bin à bin de ces histogrammes. L'effet de l'échelle d'énergie sur l'énergie reconstruite E_ν est détaillé au paragraphe 6.2.3. Pour la masse invariante, l'équation 6.5 montre que la variation relative de la masse invariante est identique à la variation de l'échelle d'énergie.

Pour déterminer les F_j^i , on se place en un point donné de l'espace des paramètres d'oscillation de neutrinos, c'est-à-dire on utilise le Monte-Carlo oscillé. En effet, on constate que les F_j^i dépendent du point où l'on s'est placé, ce qui était prévisible. Un calcul très rigoureux impose de les recalculer en chaque point où l'on minimise le χ^2 mais alors la méthode perd de son intérêt car le temps de calcul deviendrait comparable à celui qu'on obtiendrait avec un minimiseur sans linéarisation. Cependant la détermination des

F_j^i peut être faite une seule fois pour l'ensemble des expériences aléatoires étudiées, ce qui représente un gain de temps important sur le minimiseur. Ceci sera appliqué dans des études ultérieures. On constate que pour obtenir l'équivalence entre la méthode linéarisée, et la méthode complète, il est nécessaire de se placer en un point que l'on sait être proche de la limite de sensibilité de l'expérience. Par exemple, $\Delta m_{23}^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{13} = 2,0 \cdot 10^{-2}$ convient. On observe un déplacement du contour pour SK seul lorsque l'on se place en $\theta_{13} = 0$ pour le calcul des F_j^i .

6.6.4 Équivalence entre la méthode matricielle et la méthode par minimisation pour deux erreurs systématiques

Pour simplifier, on utilise la méthode II du paragraphe 6.3.1. De plus, par manque de temps de calcul, on n'a engendré qu'une seule « expérience », au point ($\Delta m_{23}^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2, \sin^2 2\theta_{13} = 0$) (pas d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$). De même les coupures sur les estimateurs des équations 6.15 et 6.15 ont été placées en utilisant les valeurs tabulées d'une loi de χ^2 à 2 degrés de libertés (4,61 pour 2 degrés de liberté à 90% de confiance); nous n'avons pas pu calculer la carte des $C_\alpha(X)$ dans ce cas-ci. Les résultats du paragraphe 6.5 en l'absence de systématique suggèrent que cette coupure est une approximation acceptable pour les points dans la région « intéressante » autour de $\Delta m_{23}^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{13} = 1 \cdot 10^{-2}$.

Sur la figure 6.15 on a placé les contours à 90% CL, pour Super-Kamiokande seul, et pour Super-Kamiokande avec le 2 km. On constate que les cartes obtenues par la technique du minimiseur, et par la technique linéarisée, sont identiques. **Ceci est une confirmation empirique dans ce cas simple de la validité du modèle linéarisé. On utilisera donc dans la suite ce modèle linéarisé qui est nettement avantageux en temps de calcul lorsque l'on a beaucoup de paramètres de nuisance à minimiser.**

6.6.5 Liste des erreurs systématiques retenues

La liste des erreurs systématiques retenues est donnée plus bas. Notons qu'une grande partie de ces erreurs est déjà utilisée dans l'analyse des neutrinos atmosphériques à SK, les valeurs proviennent donc de [4]. À chaque source d'erreur correspond un paramètre ε indépendant, et une largeur σ utilisée dans le terme de pénalisation $(\varepsilon/\sigma)^2$ ajouté à l'estimateur.

Erreur liée au faisceau

Erreur sur la normalisation du fond de ν_e dans la simulation

Cette erreur est spécifique de l'expérience T2K. Il n'y a pas d'estimation précise de cette erreur, qui provient principalement de la méconnaissance de la production des kaons au niveau de la cible. On l'a estimée largement à 30%. Une étude précise devra comparer divers modèles de production hadroniques, ainsi que les multiples autres sources d'erreur liées au faisceau (alignement des cornes, du faisceau, position de l'impact sur la cible, etc...). Il est vraisemblable que l'erreur finale sera inférieure à cette limite. Ce terme correspond à une repondération de tous les ν_e du faisceau.

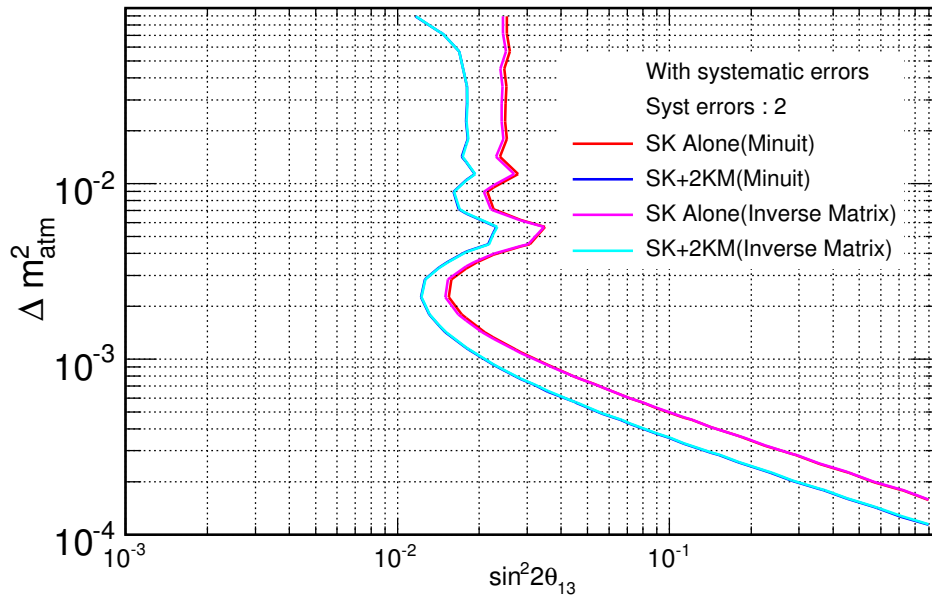


FIG. 6.15 – Contour de sensibilité (méthode II), sans fluctuation, pour deux sources d'erreurs systématiques. Les résultats obtenus par la méthode avec minimiseur (noté Minuit sur le graphe), et par la méthode linéarisée (notée Inverse Matrix) sont identiques.

Erreurs liées aux sections efficaces et au Monte-Carlo NEUT

Ces erreurs sont identiques à [4]. Les mêmes algorithmes ont été utilisés.

Masse axiale

Comme expliqué au paragraphe 3.6, les sections efficaces pour les modes quasi-élastiques et pour la production de pions uniques dépendent de la *masse axiale* M_A , qui doit être déterminée expérimentalement. En utilisant le Monte-Carlo NEUT pour plusieurs valeurs de M_A , on détermine un poids fonction du transfert d'impulsion q^2 correspondant à une variation de 10% de M_A . Le paramètre ϵ permet de paramétrer continûment la dépendance en M_A . σ est fixé à 10%, d'après les mesures de K2K.

Modèle d'interactions CCQE du Monte-Carlo

Un autre modèle, celui de Singh et Oset [95], peut-être utilisé au lieu du modèle de NEUT (Smith et Moniz [72]). Les F_j^i sont obtenus en calculant la différence entre les deux modèles dans chaque bin : on considère que la différence entre les deux modèles correspond à une variation de 1σ de cette source d'erreur.

Section efficace CCQE

En plus des deux erreurs précédentes, qui affectent principalement la forme de la section efficace, on autorise une variation absolue de la section efficace CCQE. La largeur de cette erreur est fixée à 10%.

Section efficace de production de pions uniques

De même la section efficace de production de pions uniques n'est connue qu'à environ 10% près. Un paramètre ϵ avec une largeur de 10% est donc employé.

Modèle DIS du Monte-Carlo

NEUT utilise par défaut l'ajustement dit GRV94 [78] pour les fonctions de structures des nucléons. Bodek et Yang [96] ont proposé une correction à ce modèle, repondérant les sections efficaces de DIS par un poids dépendant du q^2 . La différence entre les deux modèles GRV94 et Bodek-Yang est utilisée pour calculer les paramètres F_j^i de cette erreur : on considère cette différence comme une estimation du σ du paramètre ε associé à cette source d'erreur.

Section efficace de diffusion profondément inélastique

De même on estime que la section efficace absolue de DIS peut varier avec un σ de 5%.

Section efficace de production cohérente de pions

On estime à 30% l'erreur sur la valeur de la section efficace de production cohérente de pions. Si le résultat de K2K est confirmé il faudra revoir complètement la simulation de ce mode d'interaction.

Rapport NC/CC

Le rapport NC/CC est également mal connu. On fixe l'incertitude à 30% ce qui est large.

Un paramètre devrait également être introduit pour décrire l'erreur sur les réinteractions dans le noyau d'oxygène. Pour déterminer les F_j^i on appliquerait un poids modélisant la variation du libre parcours moyen des hadrons dans les noyaux de ^{16}O , dont l'incertitude est estimée à 30% [4]. Cependant pour des raisons de manque d'information Monte-Carlo dans les données simulées à 2 km, cette modélisation ne peut pas être appliquée à ce stade. Des modifications futures sont prévues pour pouvoir appliquer cette erreur lors de la prochaine production.

Erreurs liées à la reconstruction et la sélection d'événements dans les Cherenkov à eau

On veut tenir compte des compensations possibles des erreurs systématiques entre le 2 km et SK. Considérons par exemple le comptage d'anneaux. Il y a deux sources d'erreurs systématiques liées à cette technique, l'une pour SK et l'autre pour le 2 km (ε_{RC}^{SK} et ε_{RC}^{2km}). Cependant les algorithmes étant quasiment identiques, il est vraisemblable qu'une partie de l'erreur est commune aux deux détecteurs, et « s'annulera » car elle affecte les deux détecteurs de manière identique. La méthode choisie ici est de faire un changement de variables : au lieu de ε_{RC}^{SK} et ε_{RC}^{2km} , on utilise $\varepsilon_{RC}^{commun}$ et ε_{RC}^{diff} , où ε_{RC}^{diff} n'affecte que Super-Kamiokande. Elle ne pourra donc pas être contrainte par la mesure à 2 km. On estime σ_{RC}^{diff} en utilisant les résultats du paragraphe 6.2.3. Une technique similaire est utilisée pour l'identification de particules. Pour le volume fiduciel et la calibration en énergie on n'a pas appliqué cette technique.

La plupart des valeurs des σ_k sont inspirées de [4]. Elles ont été déterminées par des études indépendantes, réalisées par la collaboration Super-Kamiokande, au cours de la décennie 1996-2006. Il est clair que des études similaires devront être faites à 2 km.

Comptage d'anneaux

On a utilisé les valeurs de la table 10 de [4], c'est-à-dire 3,4% pour les événements 1Re. Pour les événements 2RE on a pris 5%. Notons que la variation introduite par ε_{RC} est **anticorrélée** entre l'échantillon 1Re et l'échantillon 2Re, de même qu'au paragraphe 6.6.1 :

si on augmente la normalisation de l'échantillon 1Re on doit dans le même temps diminuer la normalisation de l'échantillon multi-anneaux. Cette erreur systématique est estimée en déplaçant la coupure sur la vraisemblance de comptage d'anneaux, ce qui explique l'anti-corrélation.

Différence entre 2KM et SK pour le comptage d'anneaux

Cette erreur systématique n'est appliquée qu'à SK. On évalue cette différence à 2,4%, sur la base de l'étude du paragraphe 6.2.3.

PID pour les événements à un seul anneau

L'erreur systématique liée à la coupure PID pour les événements à un seul anneau de type e est estimée à 0,6% à SK[4]. Une variation de $+1\sigma$ du paramètre ε associé repondère les événements 1Re de $-0,6\%$. Cette valeur est prise comme valeur commune aux deux détecteurs. Pour l'instant on n'utilise pas d'échantillon avec des événements μ -like. Pour ces événements la variation aura le signe opposé.

Différence entre 2KM et SK pour la PID 1R

La différence entre les réponses des deux détecteurs est décrite par ce terme, estimé à 2,8% en utilisant les valeurs de la table 6.5.

PID pour les événements multi-anneaux

Pour les événements à plusieurs anneaux, on prend $-2,8\%$. On introduit un paramètre ε différent car l'identification de particules n'utilise pas l'information sur les angles d'ouverture dans ce cas. Les systématiques sont donc a priori différentes.

Différence entre 2KM et SK pour la PID multi-anneaux

Pour l'instant on utilise également 2,8%.

Calibration en énergie à SK

L'erreur systématique sur la calibration en énergie de Super-Kamiokande est estimée à 2,1% [4]. Plusieurs sources de mesures sont utilisées (cf chapitre 5). Toutes ces mesures sont en accord les unes avec les autres, dans une fenêtre de $\pm 2,1\%$.

Calibration en énergie à 2 km

On prend la même valeur qu'à SK (2,1%), en supposant qu'on pourra atteindre une précision similaire à 2 km ce qui est vraisemblable. Notons que ces deux sources d'erreur sont considérées comme étant complètement décorréliées.

Volume fiduciel à SK

On prend 2.8% d'erreur sur le volume fiduciel à SK. On considère que cette erreur est une erreur moyennée sur toutes les énergies et tout le détecteur. Il s'agit d'une erreur de normalisation globale.

Volume fiduciel à 2 km

De même on prend 2.8% d'erreur sur le volume fiduciel à 2 km, ce qui est bien meilleur que le résultat du 1Kton de K2K [1]. Étant donné la bonne qualité du fit de vertex (cf chapitre 5), ainsi que les études en cours (notamment de G. Mitsuka et K. Okumura [97]) pour la calibration du volume fiduciel, on peut supposer que ce résultat sera atteint. Ces deux erreurs sont complètement décorréliées entre SK et 2 km, ce qui est une approximation : comme les deux algorithmes de fit du vertex sont très proches, on peut s'attendre

à des annulations. On surestime donc légèrement l'erreur en ne tenant pas compte de cet effet.

Considérations statistiques en présence de paramètres de nuisance

Comme expliqué au paragraphe 6.3.2, en chaque point X de l'espace des paramètres d'oscillation il faut déterminer la valeur de la coupure à α CL $C_\alpha(X)$ en étudiant la distribution $\Delta\chi^2(X) = \chi_{vrai}^2(X) - \chi_{min}^2$.

D'après ce qui précède le χ^2 dépend non seulement de X , mais aussi des paramètres de nuisance ε . Le problème de la meilleure gestion des paramètres de nuisance pour obtenir des intervalles de confiance est un problème de recherche actif (voir les minutes de la série de conférences PHYSTAT).

L'approche complète consiste à effectuer une construction de Neyman sur tous les paramètres y compris les paramètres de nuisance, ce qui est extrêmement complexe. L'approche choisie dans cette thèse consisterait à engendrer N expériences aléatoires au point $(X, \varepsilon = 0)$, c'est-à-dire sans déformation liée aux systématiques. Le $\chi_{vrai}^2(X)$ serait en fait $\min_\varepsilon \chi^2(X)$ et le χ_{min}^2 serait $\min_{X,\varepsilon} \chi^2$. On obtiendrait ensuite la position de $C_\alpha(X)$ à partir de la distribution $\chi_{vrai}^2(X) - \chi_{min}^2$. Cette méthode suppose que $\chi_{vrai}^2(X) - \chi_{min}^2$ est indépendant du point où l'on a fixé les ε , ce qui est vraisemblable si les erreurs systématiques sont faibles.

Cette procédure prend encore plus de temps de calcul qu'en l'absence de systématiques. Elle n'a donc pas pu être appliquée pour ce travail de thèse : on a utilisé le cas le plus simple, en ne faisant pas fluctuer le Monte-Carlo, et sans détermination des valeurs critiques. Ceci devra être fait ultérieurement.

6.6.6 Contour de sensibilité avec systématiques

On a donc une description de 19 sources d'erreurs systématiques, incluant des erreurs sur la connaissance du faisceau, sur la connaissance des interactions de neutrinos, et sur la reconstruction et la sélection des événements.

En utilisant les simplifications précédentes (coupure donnée par une loi de χ^2 à 2 degrés de liberté et « données » obtenues par Monte-Carlo sans fluctuation statistique), on obtient le résultat de la figure 6.16.

Comme expliqué au chapitre 1, l'expérience T2K est en fait sensible au couple (δ, θ_{13}) . Rappelons qu'au premier maximum de l'oscillation, la phase δ apparaît comme un terme d'interférence entre l'oscillation solaire et l'oscillation atmosphérique. À la différence des calculs précédents, où l'on s'était affranchi de l'oscillation solaire en posant $\Delta m_{21}^2 = 0$, on pose à présent $\Delta m_{21}^2 = 7,92 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$. Les données sont obtenues en l'absence d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, c'est-à-dire $\theta_{13} = 0$, mais avec $\Delta m^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$. θ_{23} est maximal et $\sin^2 \theta_{12} = 0,314$ [25]. Pour tenir compte de l'incertitude sur Δm^2 , on l'a traité comme un 20^{ème} paramètre de nuisance, centré sur $\Delta m^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ avec une incertitude de 20%, en calculant les coefficients F_{20}^i correspondants. Le résultat est visible sur la figure 6.17, et est caractéristique de ce type d'expérience, car le terme dépendant de δ dans $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ est proportionnel à $\sin \delta$. La sensibilité est minimale pour $\delta = \pi/2$ et maximale pour $\delta = -\pi/2$.

On obtient ainsi une description réaliste de la sensibilité de l'expérience T2K. Le traitement statistique complet devra être effectué dans le futur pour s'assurer que le niveau

de confiance annoncé est bien atteint. De même pour obtenir le potentiel de découverte, un travail d'optimisation supplémentaire du code est requis, car il faut en plus déterminer les valeurs critiques pour de hauts niveaux de confiance (au moins 3σ).

Au vu des résultats des paragraphes précédents il semble que les modifications apportées au contour de sensibilité soient relativement faibles ; de plus les contours obtenus sans tenir compte des fluctuations statistiques sont légèrement pénalisants, on sous-estime légèrement la sensibilité.

L'utilité d'un détecteur proche est clairement visible sur les figures 6.16 et 6.17 : il permet de ramener la sensibilité (90% de confiance) à $\sin^2 2\theta_{13}$ de $\approx 1,9 \cdot 10^{-2}$ à $\approx 1,4 \cdot 10^{-2}$, plus proche de la valeur attendue en l'absence de systématiques.

Cette estimation de la sensibilité $\sin^2 2\theta_{13}$ est inférieure d'un facteur $\gtrsim 2$ à la valeur calculée dans le *proposal* [89] (estimée à $6 \cdot 10^{-3}$ eV² à 90% de confiance). Il y a principalement trois raisons à cette baisse :

- Dans [89], le contour est à 90% *one-sided*, ce qui correspond à 80% CL pour la méthode choisie ici.
- À l'époque de la LOI, l'énergie des protons à J-PARC était de 50 GeV. Pour des raisons budgétaires, cette énergie a été ramenée à 40 GeV au prix d'une réduction du flux de neutrinos, et donc du nombre d'événements. Le signal (après coupures) passe de 123 [89] à 102 [2] (la réduction du fond est moins forte).
- Une meilleure estimation des sections efficaces dans ce travail a conduit à une réduction supplémentaire (passage de 103 à 92 événements de signal). La réduction du fond est comparativement plus faible.

Rappelons que dans la méthode choisie ici, les différences entre SK et le détecteur 2KM sont considérées comme un effet systématique, qui est de l'ordre de 7%. Dans une analyse plus raffinée, on corrigerait l'extrapolation depuis 2 km de ces différences, et une erreur systématique sur la correction serait estimée ; cette erreur serait inférieure à 7% et la sensibilité de l'expérience serait améliorée.

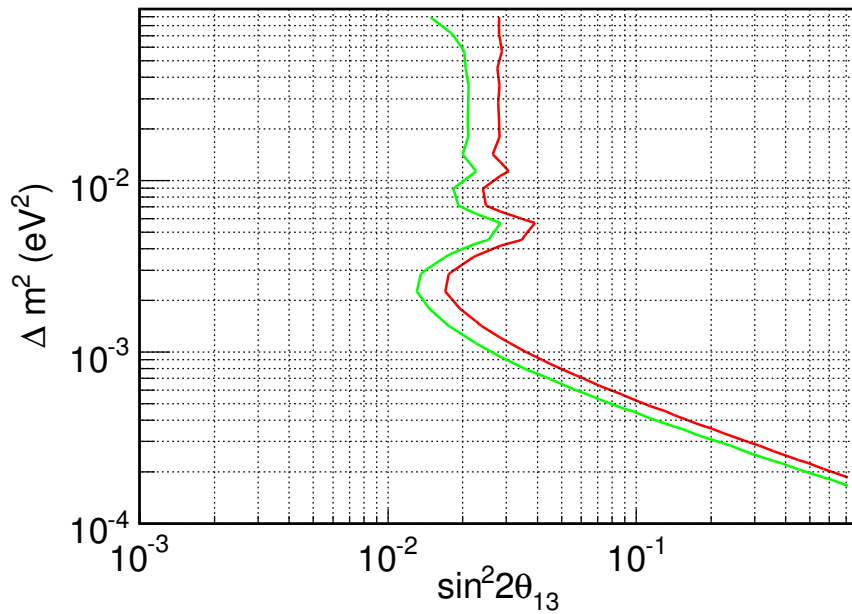


FIG. 6.16 – Contour de sensibilité avec 19 sources d'erreurs systématiques. En vert : T2K avec 2 km. En rouge : T2K sans détecteur proche.

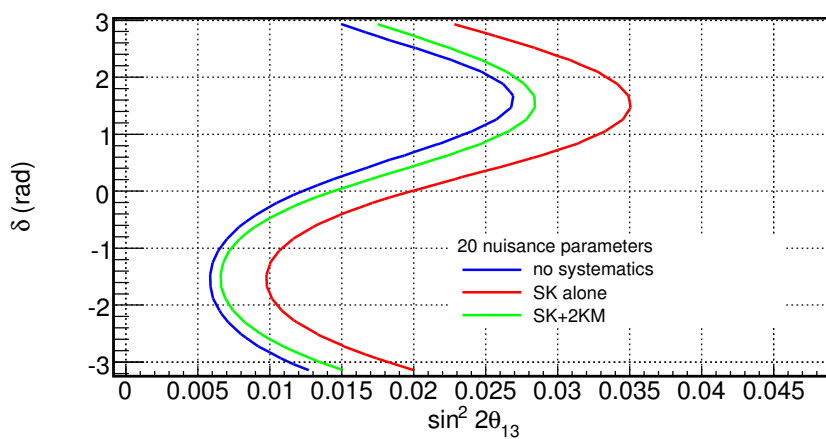


FIG. 6.17 – Contour de sensibilité pour $\Delta m^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{eV}^2$, dans le plan (θ_{13}, δ) , calculé avec 19 sources d'erreurs systématiques, et en traitant Δm^2 comme un paramètre de nuisance avec 20% d'erreur.

Conclusion

T2K fait partie des expériences de nouvelle génération conçues pour mesurer l'angle de mélange θ_{13} . T2K utilisera un faisceau intense de ν_μ , hors-axe, et devrait être opérationnel en 2009. Il s'agira de détecter au grand détecteur Cherenkov à eau Super-Kamiokande l'apparition de ν_e par oscillation dans le faisceau de ν_μ . Grâce aux travaux effectués depuis 10 ans par les collaborations Super-Kamiokande et K2K, on a acquis une très bonne connaissance du détecteur lointain, situé à 295 km de la source de neutrinos. Il a été décidé qu'un détecteur serait construit à 280 m de la source. Des travaux sont en cours pour étudier et optimiser la conception de ce détecteur proche.

Un détecteur intermédiaire situé à 2 km de la source a été envisagé depuis le début de T2K. Il est en cours de revue par le comité américain NuSAG. Ce détecteur dit « 2KM » est placé suffisamment loin de la source pour observer un spectre de neutrinos quasiment identique à celui qui sera détecté à Super-Kamiokande. La comparaison des données à 2 km et SK ne requiert donc que de faibles corrections spectrales (obtenues par simulation du faisceau de neutrinos). De plus l'utilisation d'un détecteur Cherenkov à eau, utilisant la même technologie que Super-Kamiokande, apporte la possibilité d'annuler une partie de l'erreur systématique lors de l'analyse. Cette idée avait déjà été utilisée à K2K ; mais cette expérience a montré la nécessité d'étudier en profondeur la conception du détecteur Cherenkov à eau. En effet le choix de la pixelisation (taille et nombre des phototubes) s'avère être déterminante pour obtenir une réponse similaire à celle de Super-Kamiokande. On envisage de placer une TPC à argon liquide à 2 km : l'excellente qualité de la reconstruction permettra entre autres de mesurer avec précision la contamination en événements non-quasi élastiques. Un détecteur de muons servira à mesurer la partie de haute énergie du spectre.

Au cours de ce travail de thèse, j'ai donc étudié en détail les expériences K2K et T2K, insistant plus particulièrement sur les détecteurs Cherenkov à eau de 1 kton (dit « 1KT ») et Super-Kamiokande. J'ai notamment participé à la prise de données de K2K. En étroite collaboration avec les groupes américains et japonais du 2 km, j'ai contribué très activement au développement d'une simulation indépendante en GEANT4 du complexe de détecteurs 2KM, surtout du détecteur Cherenkov à eau. J'ai utilisé les données (cosmiques et faisceau) du 1KT de K2K pour ajuster les paramètres de cette simulation : elle est donc suffisamment fiable pour pouvoir donner des résultats de qualité sur la performance du 2 km à T2K. Cette simulation a d'abord servi à démontrer qu'une pixelisation fine, utilisant environ 5600 photo-tubes de 8 pouces, était mieux adaptée pour reproduire les performances de Super-Kamiokande dans un petit Cherenkov à eau.

J'ai également adapté les techniques de reconstruction et d'analyse de SK et du détecteur 1KT au détecteur 2KM. Diverses optimisations se sont avérées nécessaires, notamment pour obtenir une séparation électron/muon d'un niveau acceptable pour T2K. En collaboration avec le groupe de l'Université de Californie à Irvine, des développements importants dans la compréhension de l'outil de séparation électron/ π^0 ont pu être faits,

et devront être poursuivis par la suite. En effet les événements π^0 , incorrectement identifiés comme événements électrons, représentent environ 45% du bruit de fond. Diverses techniques d'ajustement, avec ou sans contrainte de masse, et en utilisant des fits de vertex, ont permis de réduire l'erreur systématique sur le résultat de la séparation. Cependant des études supplémentaires sont souhaitables pour obtenir un résultat optimal sur la séparation e/π^0 à SK.

Tous ces efforts ont permis d'effectuer une simulation complète de l'expérience T2K, aussi bien à Super-Kamiokande qu'à 2 km. L'analyse des événements à un seul anneau de type électron, après séparation électron/ π^0 , a pu être menée en parallèle à SK et à 2 km. Les faibles différences entre les deux détecteurs permettent de calculer simplement une prédiction du bruit de fond à SK en extrapolant le nombre observé à 2 km, en utilisant seulement le rapport des masses fiducielles et des distances, sans aucune correction liée au Monte-Carlo du faisceau. Cette méthode simple permet déjà d'atteindre une erreur totale (systématiques comprises) de 8,0%, en dessous de l'objectif que la collaboration s'est fixé pour la phase I. Ce résultat souligne la puissance du détecteur à 2 km pour prédire le bruit de fond pour l'apparition de ν_e à Super-Kamiokande. Cette valeur représente une borne supérieure : en tenant compte des compensations, et des corrections spectrales, il sera possible d'améliorer ce résultat.

Enfin j'ai effectué une étude complète de la sensibilité de T2K. Deux méthodes statistiques ont été envisagées : détermination de la sensibilité (limite sur θ_{13} en l'absence de signal) et du potentiel de découverte (valeurs de θ_{13} pour lesquelles T2K pourra exclure la non oscillation). En collaboration avec le groupe de Duke University, j'ai développé un programme d'ajustement conjoint des données à 2 km et SK. Dix-neuf paramètres de nuisance décrivent l'effet des principales sources d'erreurs systématiques sur la mesure. En l'absence de signal de ν_e , pour $5 \cdot 10^{21}$ protons sur cible (environ 5 ans), l'expérience T2K munie d'un détecteur à 2 km devrait permettre de placer une limite de $1,4 \cdot 10^{-2}$ sur $\sin^2 2\theta_{13}$ à 90% de confiance, en supposant que la phase de violation de CP δ est nulle.

Après les efforts effectués par la collaboration pour l'expérience K2K, il paraît vraisemblable que l'on puisse maintenir les systématiques en dessous de 10% pour la phase I sans 2KM. Cependant l'absence de PIMON à T2K compliquera la réduction des systématiques liées au faisceau. Un détecteur à 2 km serait très utile dès la phase I, afin de lever les doutes : les analyses effectuées dans cette thèse, avec un 2KM seul en phase I (la simulation du 280 m n'étant pas assez avancée), montrent que les performances du 2 km seraient déjà largement suffisantes. De plus la comparaison avant toute oscillation des mesures du 280 m et du 2 km donnerait une très bonne compréhension du faisceau de neutrinos, et validerait l'extrapolation de 280 m à SK. En cas d'observation d'un signal, le 2 km ajouterait à la crédibilité du résultat de la phase I. Pour la phase II, le 2 km, avec détecteur Cherenkov à eau et TPC à argon liquide, devient indispensable : l'expérience nécessite alors une erreur systématique totale de l'ordre de 2 – 3% pour profiter de la haute statistique, ce qui sera difficile à atteindre.

Le résultat de la phase I de T2K sera une étape capitale dans la physique des particules, et conditionnera les expériences futures en physique des neutrinos, en particulier la phase II. La mesure de θ_{13} est nécessaire pour déterminer complètement les paramètres de la matrice de mélange des neutrinos. L'objectif à long terme de ces expériences, aux conséquences fondamentales très importantes, est la mesure de la phase δ de brisure de la symétrie CP dans le secteur des leptons, susceptible d'expliquer pourquoi l'univers contient essentiellement de la matière et presque pas d'antimatière.

Bibliographie

- [1] La Collaboration K2K, E. Aliu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 081802 (2005).
- [2] La Collaboration T2K, T2K ND280 : Conceptual Design Report, (2005), document interne.
- [3] The T2K 2KM working group, A proposal for a detector 2 km away from the t2k neutrino source, (2005), document interne, soumis au comité américain NuSAG.
- [4] La Collaboration Superk-Kamiokande, Y. Ashie *et al.*, Phys. Rev. **D71** (2005), hep-ex/0501064.
- [5] W. Pauli, Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereins-Tagung zu Tübingen, (1930).
- [6] E. Fermi, Z. Phys. **88**, 161 (1934).
- [7] Cowan, C. L. and Reines, F. *et al.*, Science **124**, 103 (1956).
- [8] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL, Decampo, D. *et al.*, Phys. Lett. **B276**, 247 (1991).
- [9] J. Bahcall, A. Serenelli, and S. Basu, Astrophys.J. **621**, 85 (2005).
- [10] La Collaboration Super-Kamiokande, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998), hep-ph/9807003.
- [11] B. Pontecorvo, J. Expt. Theor. Phys. **33**, 549 (1957).
- [12] B. Kayser, Phys. Rev. **D24**, 110 (1981).
- [13] M. Beuthe, Oscillations of neutrinos and mesons in quantum field theory, Phys. Rep. **375**, 105 (2003), hep-ph/0109119.
- [14] H. J. Lipkin, What is coherent in neutrino oscillations, Phys. Lett. **B579** (2004).
- [15] L. Stodolsky, When the wavepacket is unnecessary, Phys. Rev. **D58** (1998).
- [16] B. Kayser, Neutrino physics, hep-ph/0506165.
- [17] J. Bouchez, La physique des neutrinos auprès des réacteurs nucléaires, in *Cours de la 24^{ème} école d'été de physique des particules de Gif*, pp. 92–231, 1992.
- [18] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28**, 870 (1962).
- [19] S. Eidelman *et al.*, Review of particle physics, Phys. Lett. **B592** (2004).
- [20] C. Jarlskog, Neutrinos, a theoretical introduction, in *Cours de la 24^{ème} école d'été de physique des particules de Gif*, pp. 1–55, 1992.
- [21] R. Mohapatra and P. Pal, *Massive neutrinos in physics and astrophysics* (World Scientific, 1998), World Scientific lecture notes in physics - vol. 60.
- [22] L. Wolfenstein, Phys. Rev. **D 20** (1979).
- [23] S. P. Mikheyev and A. Y. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. **42** (1986).

- [24] R. Mohapatra *et al.*, Theory of neutrinos : a white paper, 2005, hep-ph/0510213, voir aussi hep-ph/0412099.
- [25] G. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, and A. Palazzo, (2005), hep-ph/0506083, soumis à Prog.Part.Nucl.Phys.
- [26] La collaboration SNO, Q. R. Ahmad *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002), Les publications de SNO sont disponibles depuis la page <http://www.sno.phy.queensu.ca/sno/publications.html>.
- [27] La collaboration KamLAND, T. Araki *et al.*, Phys.Rev.Lett. **94** (2005), hep-ex/0406035.
- [28] La Collaboration CHOOZ, M. Apollonio *et al.*, Search fo neutrino oscillations on a long base-line at the chooz nuclear power station, Eur. Phys. J **C27** (2003).
- [29] LSND Coll., Phys. Rev. Lett. **81** (1998).
- [30] La collaboration MiniBOONE, en attendant la publication de MiniBOONE, les informations essentielles sont disponibles sur <http://www-boone.fnal.gov/publicpages/index.html>.
- [31] M. Tegmark, Cosmological neutrino bounds for non cosmologists, in *Neutrino Physics, proceedings of the Nobel symposium 2004, Enköping, Sweden, Aug. 19-24*, édité par L. Bergstöm, O. Botner, P. Carlson, P. Hulth, and T. Ohlsson, pp. 955–360, Springer-Verlag Berlin, 2004, hep-ph/0503257.
- [32] H. V. Klapdor-Gleingrothaus *et al.*, Phys. Lett. B **586** (2004).
- [33] La collaboration Double Chooz, Letter of Intent for Double-CHOOZ : a search for the mixing angle θ_{13} , 2004, hep-ex/0405032.
- [34] J. Cao, hep-ex/0509041, à paraître dans les proceedings du 7ème Workshop International sur les Neutrino Factories et Superbeams (NuFact 05), Frascati, Italie, 21-26 Juin 2005.
- [35] J. Burguet-Castell *et al.*, Nucl. Phys. **B608** (2001), hep-ph/0103528.
- [36] V. Barger, D. Marfatia, and K. Whisnant, Phys. Rev. D **65** (2002).
- [37] La Collaboration NO ν A, Proposal to build a 30 kt off-axis detector to study $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ oscillations in the NuMI beamline, disponible depuis l'URL <http://www-nova.fnal.gov/>.
- [38] J. E. Campagne *et al.*, A large scale water Cherenkov detector at Fréjus, soumis au CERN Council Strategy Group, contribution n°29, cf. <http://council-strategygroup.web.cern.ch/council-strategygroup/>.
- [39] P. Zucchelli, Phys. Lett. B **532** (2002).
- [40] M. Apollonio *et al.*, CERN Report No. Yellow Report CERN-TH/2002-208, 2002 (unpublished), hep-ph/0210192.
- [41] La Collaboration K2K, M. H. Ahn *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004).
- [42] I. Kato, Thèse de doctorat, Kyoto University, 2004, les thèses K2K sont disponibles depuis l'URL <http://neutrino.kek.jp/publications/>.
- [43] La Collaboration Super-Kamiokande, S. Fukuda *et al.*, The Super-Kamiokande Detector, Nucl. Instr. Meth. A **501**, 418 (2003).
- [44] M. Shiozawa, Thèse de doctorat, University of Tokyo, 1999.
- [45] M. Ishitsuka, Thèse de doctorat, University of Tokyo, 2004.
- [46] T. Barszczak, Thèse de doctorat, University of California, Irvine, 2005, les thèses SK sont disponibles depuis l'URL <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/pub/index.html>.

- [47] J. V. Shelley, *The Cherenkov radiation and its applications* (Pergamon Press, 1958).
- [48] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics, 3rd edition* (John Wiley and sons, 1999).
- [49] The GEANT4 Collaboration, S. Agostinelli *et al.*, Geant4 : a simulation toolkit, Nucl. Instr. Meth. A **506**, 250 (2003).
- [50] Michael Bass, editor in chief, *et al.*, *Handbook of optics* (McGraw Hill, 1995).
- [51] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics, 7th(expanded) ed.* (Cambridge University Press, 1999).
- [52] M. Messier, Thèse de doctorat, Boston University, 1999.
- [53] J. Kameda, Thèse de doctorat, University of Tokyo, 2002.
- [54] Z. Conner, Thèse de doctorat, University of Maryland, 1997.
- [55] T. Maruyama, Thèse de doctorat, Tohoku University, 2000.
- [56] D. Beavis *et al.*, Proposal of BNL AGS E-889, (1995).
- [57] Y. Hayato *et al.*, J-PARC Neutrino Facility Technical Design and Development (Interim) Report, KEK-Internal Report (2003), voir <http://neutrino.kek.jp/jhfnu/>.
- [58] N. Mokhov *et al.*, Status of mars code, 2003, voir également <http://www-ap.fnal.gov/MARS/>.
- [59] K2K SciBar group, K. Nitta *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **535** (2004), hep-ex/0406023.
- [60] B. J. Kim *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **497** (2003), hep-ex/0206041.
- [61] La collaboration MINER ν A, Proposal to perform a high-statistics neutrino scattering experiment using a fine-grained detector in the NuMI beam, hep-ex/0405002.
- [62] R. Brun, F. Carminati *et al.*, Application Software group, Geant : Detector description and simulation tool, CERN Program Library Long Writeup **W5013** (1994).
- [63] A.Fassò, A.Ferrari, J.Ranft, P.R.Sala, Fluka : Status and prospective for hadronic applications, in *Proceedings of the MonteCarlo 2000 Conference, Lisbon, October 23-26 2000*, édité par A.Kling, F.Barao, M.Nakagawa, L.Tavora, P.Vaz, pp. 955–360, Springer-Verlag Berlin, 2001.
- [64] La Collaboration HARP, Measurement of the production cross-section of positive pions in p-Al collisions at 12.9 GeV/c, Nucl. Phys. B **732**, 1 (2006), hep-ex/0510039.
- [65] M. Sorel and M. Hasegawa, *HARP results and K2K flux prediction*, et *K2K result with HARP*, présentations à la réunion plénière de la collaboration K2K du 19 janvier 2006, documents internes, 2006.
- [66] A. Para and M. Szeleper, Neutrino spectrum at the far detector, hep-ph/010001, NuMI note B-781, 2001.
- [67] G. Cowan, *Statistical Data Analysis* (Clarendon Press, Oxford, 1998).
- [68] D. Casper, Near-far study, présenté à la réunion de collaboration T2K d'août 2004, document interne.
- [69] Y. Hayato, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **112** (2002).
- [70] C. H. Llewellyn Smith, Phys. Rep. **3** (1972).
- [71] The K2K Collaboration, M. H. Ahn *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90** (2003).
- [72] R. A. Smith and E. J. Moniz, Nucl. Phys. **B43** (1973).

- [73] D. Rein and L. M. Sehgal, *Ann. Phys.* **133** (1981).
- [74] R. P. Feynman, M. Kislinger, and F. Ravndal, *Phys. Rev.* **D3** (1971).
- [75] R. Woods and D. Saxon, *Phys. Rev.* **95** (1954).
- [76] L. L. Salcedo, E. Oset, M. J. Vicente-Vacas, and C. Garcia-Recio, *Nucl. Phys.* **A484** (1988).
- [77] J. Marteau, J. Delorme, and M. Ericson, *Nucl. Instrum. Meth. A* **451** (2000).
- [78] M. Glück, E. Reya, and A. Vogt, *Z. Phys.* **D 57** (1995).
- [79] A. Rubbia, Liquid argon detector contribution to T2K main physics, présenté à la réunion plénière de la collaboration T2K de janvier 2006, document interne.
- [80] A. V. Butkevich and M. Litos, Optimization of MRD, présenté à la réunion plénière de la collaboration T2K de janvier 2006, document interne.
- [81] D. Casper, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **112** (2002), hep-ph/0208030.
- [82] F. Brun, R. et Rademakers, Root - an object oriented data analysis framework, *Nucl. Instr. Meth. A* **389**, 81 (1997).
- [83] La Collaboration K2K, S. Nakayama *et al.*, *Phys. Lett.* **B619** (2005).
- [84] J. Raaf, Hadronic interaction models in detector simulations, présenté à la réunion plénière de la collaboration T2K de janvier 2006, document interne.
- [85] C. Zeitniz and T. A. Gabriel, *The GEANT-CALOR interface user's guide*, 2001.
- [86] Y. Koshio, Thèse de doctorat, University of Tokyo, 1998.
- [87] The K2K Collaboration, S. Yamamoto *et al.*, hep-ex/0603004, soumis à *Phys. Rev. Lett.*
- [88] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, *Numerical recipes in C++, second edition* (Cambridge University Press, 2002).
- [89] La Collaboration T2K, K. Nishikawa *et al.*, Letter of Intent : Neutrino Oscillation Experiment at JHF, 2003, disponible sur <http://neutrino.kek.jp/jhfnu/>.
- [90] G. Zacek *et al.*, *Phys. Rev.* **D34** (1986).
- [91] G. Feldman and R. Cousins, *Phys. Rev.* **D57** (1998), physics/9711021.
- [92] G. Fogli *et al.*, *Phys. Rev.* **D66** (2002), hep-ph/0206162.
- [93] D. Stump *et al.*, *Phys. Rev.* **D65** (2002), hep-ph/0101051.
- [94] F. James, *MINUIT*, CERN program library long writeup D506, disponible sur le site web du CERN.
- [95] S. K. Singh and E. Oset, *Phys. Rev.* **C48** (1993).
- [96] A. Bodek and U. K. Yang, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **112** (2002).
- [97] G. Mitsuka, Fiducial volume test for 2KM water Cherenkov detector, présenté à la réunion plénière de la collaboration T2K de janvier 2006, document interne.