



HAL
open science

Étude de la violation de CP dans le secteur leptonique avec l'analyse combinée d'oscillations de neutrinos et d'anti-neutrinos dans l'expérience T2K

Simon Bienstock

► **To cite this version:**

Simon Bienstock. Étude de la violation de CP dans le secteur leptonique avec l'analyse combinée d'oscillations de neutrinos et d'anti-neutrinos dans l'expérience T2K. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Sorbonne Université, 2018. Français. NNT : 2018SORUS415 . tel-02489801

HAL Id: tel-02489801

<https://theses.hal.science/tel-02489801>

Submitted on 24 Feb 2020

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

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



THÈSE DE DOCTORAT
DE SORBONNE UNIVERSITÉ

Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies

École doctorale des Sciences de la Terre et de l'environnement et Physique de l'Univers

présentée par

Simon Bienstock

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES
DE SORBONNE UNIVERSITÉ

**Étude de la violation de CP dans le secteur
leptonique avec l'analyse combinée d'oscillations de
neutrinos et d'anti-neutrinos dans l'expérience T2K**

Présentée et soutenue publiquement le 17 septembre 2018 devant le jury composé de :

M ^{me}	Alessandra	Tonazzo	Examinatrice
MM.	Dominique	Duchesneau	Examinateur
	Claudio	Giganti	Directeur de thèse
	Stéphane	Monteil	Rapporteur
	Pascal	Vincent	Examinateur
	Marco	Zito	Rapporteur





PHD THESIS OF THE
SORBONNE UNIVERSITY

Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies

École doctorale des Sciences de la Terre et de l'environnement et Physique de l'Univers

presented by

Simon Bienstock

Submitted in fulfillment of the requirements for the degree of

DOCTEUR ÈS SCIENCES
DE SORBONNE UNIVERSITÉ

**Study of CP violation in the leptonic sector with a
combined analysis of neutrino and anti-neutrino
oscillations in the T2K experiment**

Publicly defended on the 17th of September 2018 in front of the committee :

M ^{me}	Alessandra	Tonazzo	Examiner
Mr	Dominique	Duchesneau	Examiner
	Claudio	Giganti	Supervisor
	Stéphane	Monteil	Referee
	Pascal	Vincent	Examiner
	Marco	Zito	Referee



Il est parfois bon de se reposer.

Un chat

REMERCIEMENTS

Je tiens avant tout à remercier l'ensemble du groupe neutrino du LPNHE, Claudio, Jacques, Boris, Jean-Michel (et nouvellement Mathieu) sans lesquels, évidemment, rien de tout cela n'aurait été possible. Dès la sortie de l'entretien lors de ma recherche de thèse la bonne humeur et le rire communicatif du groupe m'ont convaincu que c'était bien ici que je souhaitais être pour c'est trois ans et je n'ai jamais regretté d'avoir suivi cette intuition. L'encadrement du groupe, à la fois pédagogique, critique, patient, et compréhensif a été porteur du travail présenté ici, mais aussi de l'ensemble des connaissances que j'ai pu amasser pendant ces trois ans. Je doute d'avoir la chance d'avoir de nouveau des réunions de groupe aussi joviales, mais je me le souhaite ! Merci en particulier à Claudio qui a toujours été présent, me poussant à avancer même quand l'envie manquait. Tu as su fournir l'encadrement dont j'avais besoin et sans toi ce manuscrit serait bien plus court (bien qu'en suivant tes conseils il l'aurait peut être été aussi). Merci aussi à Jacques qui a toujours été de bon conseil et disponible, éclairant même ma lanterne sur notre environnement de travail et ses nombreuses intrigues. Enfin merci à deux anciens membres du groupe, et anciens co-bureaux réussissant à supporter mes logorrhées impromptues : Matej et Pierre.

Je tiens à remercier tous les membres du jury pour avoir pris le temps de lire le manuscrit malgré ses longueurs, pour m'avoir écouté avec intérêt ainsi que pour les questions pertinentes qu'ils ont soulevé. Merci en particulier à Stéphane et Marco, mes rapporteurs, pour avoir relu et commenté ce manuscrit, et supporté les fautes nombreuseS présenteS avant corrections.

This work is not only mine but deserves credit from the whole T2K collaboration. During those three years I've had the opportunity to meet great people that have made working in this collaboration and going to Tokai very rewarding. I'd like to thanks particularly Leila, who has always been lending a helping hand, even in darkest time (CERN), and Paul whose memory has been honored several time in the sushi place in Ueno. Many thanks as well to Laura, Clarence, Mathieu, Pierre, Stéphane, Lukas, Callum, Stephen, Lucie that made the Tokai moments (including the karaoke) unforgettable. I'd like also to thanks the different persons I've worked with, and sometimes annoyed with some silly mistakes, in particular Clarence, my soulmate from MaCh3 during the BANFF analysis, Davide always giving passionate discussions about the upgrade, Andy and Koga-san who helped a lot for the 2018 analysis, and the Ptheta têtes pensantes, Benjamin and Christophe.

Un grand merci aux autres membres du LPNHE qui ont rendu ces trois années agréables aux jour le jour : d'abord à Audrey, jumelle d'étude depuis 8 ans, et toujours présente pour échanger nos avis divers et variés sur l'ensemble des choses. Ensuite à François, meilleur co-bureau, toujours aidant à se remotiver et se remettre au travail, et plus sérieusement supportant mes errements verbaux. Un grand merci à Daniel, toujours là pour montrer la voie, avec un sens des priorités sans pareil. Enfin merci à Louis, Dilia, Ilaria, Changquiao, Émilie, Joao, Anyssa, Yee, Rémy, Monica, et Bernard qui ont tous participé à leur façon à rendre ses trois années aussi agréable.

En remontant plus loin, cette thèse existe aussi grâce à cette année de master NPAC et le groupe d'amis que j'ai pu m'y faire : Audrey (déjà), Mathis, Mathias, Félix, et Jean. Et en remontant encore, grâce à ce groupe d'amis de la licence puis du master, insupportable car

constitué uniquement de physiciens : Audrey (encore), Luisa, Hakim, Grégoire, Hugo, Sam, Kelly, Nathan, Gilbert, Andréa, Valentin. Et comme il ne faut pas s'arrêter en si bon chemin, j'aimerais remercier mes amis les plus anciens : Elias pour ces trois années en colocation et son amitié bien plus ancienne, Louis, Pauline, Fernanda, Thibaut, et Aurélien.

Enfin, et parce que c'est si évident, un grand merci à l'ensemble de ma famille : d'abord mes parents, ma mère (merci pour les correctionS) et mon père, soutiens indéfectibles qui ont réussi à rendre ces 26 dernières années aussi faciles à vivre que possible. Merci à Léa, parce qu'avoir une soeur comme ça ça change tout. Merci à Sylvie, à Catherine (et son intérêt constant pour toute chose), à Kiki. Et enfin une pensée pour mes quatre grand parents qui auraient, je pense, beaucoup aimé être présents le jour de la soutenance (mais moins que le plaisir que cela m'aurait apporté à moi) : Pa, Mamy, Nana, et Papy. Merci aussi à ma famille par capillarité : Heang et Channy pour m'avoir nourris abondamment, Alex et Emma et Léa).

Comme à mon habitude, je garde le (la) meilleur(e) pour la fin : un énorme merci à Laetitia, celle à qui je dois le plus et sans qui tout cela n'aurait aucun sens. Merci pour la confiance que tu me donne et le calme que tu m'apporte. Sans toi ça n'aurait pas été pareil :)

Paris le 26 septembre 2018

TABLE DES MATIÈRES

Introduction	1
I	La physique des neutrinos et l'expérience T2K
1	La physique des neutrinos
1.1	La découverte des neutrinos 6
1.1.1	Le spectre des désintégrations β 6
1.1.2	Premières découvertes sur les neutrinos 7
1.2	Les neutrinos dans le Modèle Standard 9
1.2.1	Modèle standard des particules 9
1.2.2	Le Lagrangien électrofaible 11
1.2.3	Particules de Majorana ou de Dirac 12
1.2.4	La masse des neutrinos 13
1.2.5	Nombre de familles de neutrinos 13
1.3	Découverte des oscillations de neutrinos 14
1.3.1	Les neutrinos solaires 14
1.3.2	Les neutrinos atmosphériques et <i>Super-Kamiokande</i> 18
1.3.3	Les neutrinos des réacteurs et KamLAND 19
1.4	Formalisme des oscillations de neutrinos 20
1.4.1	Oscillations de neutrinos dans le vide 20
1.4.2	Oscillations dans la matière : l'effet MSW 26
1.5	Mesure des propriétés des neutrinos : état des connaissances 29
1.5.1	Masse des neutrinos et hiérarchie 29
1.5.2	Secteur solaire : θ_{12} et Δm_{21}^2 31
1.5.3	Secteur atmosphérique : θ_{23} et Δm_{32}^2 32
1.5.4	Mesure de θ_{13} 33
1.5.5	Violation de CP : δ_{CP} 34
1.5.6	Neutrinos stériles 35
1.5.7	Neutrinos de Dirac ou de Majorana 35
1.6	Perspectives 36
2	L'expérience T2K
2.1	Motivations 41
2.1.1	Disparition de ν_μ : mesure de θ_{23} et Δm_{32}^2 41
2.1.2	Apparition de ν_e : mesure de θ_{13} et de δ_{CP} 43
2.1.3	Disparition de $\bar{\nu}_\mu$ et apparition de $\bar{\nu}_e$: mesure de δ_{CP} 43
2.2	Données de T2K 45
2.3	Le faisceau de neutrinos 46
2.3.1	J-PARC 46
2.3.1.a	L'accélérateur de protons 46
2.3.1.b	Ligne de faisceau de neutrinos 48
2.3.1.c	Muon Monitor (MUMON) et détecteurs à émulsions 51

2.3.2	Hadroproduction, NA61/SHINE et mesure du flux	51
2.3.2.a	Prédictions du flux de neutrinos	52
2.3.2.b	De l'intérêt d'une expérience indépendante d'hadroproduction	53
2.3.2.c	NA61/SHINE	55
2.3.3	Faisceau de neutrinos hors-axe	56
2.4	Le détecteur proche : ND280	58
2.4.1	Sur l'axe du faisceau : INGRID	59
2.4.2	Hors-axe : ND280	60
2.4.2.a	L'aimant UA1/NOMAD	61
2.4.2.b	Side Muon Range Detector (SMRD)	62
2.4.2.c	Le détecteur de π^0 (P \emptyset D)	62
2.4.2.d	Calorimètres électromagnétiques (ECal)	62
2.4.3	Le <i>tracker</i> de ND280	63
2.4.3.a	FGD (<i>Fine-Grained Detectors</i>)	65
2.4.3.b	TPC (<i>Time Projection Chambers</i>) de ND280	66
2.4.3.c	Qualité des données des TPC	71
2.5	Le détecteur lointain : <i>Super-Kamiokande</i>	78

II L'analyse d'oscillation dans T2K 83

3 L'analyse d'oscillation dans T2K 85

3.1	Structure de l'analyse d'oscillation de T2K	85
3.2	Modélisation du flux de neutrinos	90
3.3	Modélisation des section-efficaces	94
3.3.1	section-efficaces d'intérêt pour T2K	94
3.3.2	Interactions courant-chargé quasi-élastiques	99
3.3.2.a	Interaction quasi-élastique	100
3.3.2.b	Modèle nucléaire	101
3.3.2.c	Interactions multi-nucléons <i>np-nh</i>	106
3.3.3	Production de pions et interactions inélastiques	109
3.3.3.a	Production cohérente de pions	109
3.3.3.b	Production résonante de pions par interaction courant-chargé	110
3.3.3.c	courant-chargé hautement inélastique	111
3.3.4	Interaction courant-neutre	113
3.3.5	État final de l'interaction	114
3.3.6	Différence dans les section-efficaces des ν et $\bar{\nu}$	116
3.3.7	section-efficaces de ν_e et ν_μ	116
3.3.8	Paramétrisation des modèles de section-efficaces	117

4 Les données du détecteur proche ND280 dans l'analyse d'oscillation 119

4.1	Données et modèles	120
4.1.1	Sélections d'événements à ND280	121
4.1.2	Systematiques de détecteurs	127
4.1.3	Flux	131
4.1.4	section-efficaces	132

4.2	Le BANFF	133
4.2.1	Caractéristiques de la méthode d'ajustement	133
4.2.2	Validation	135
4.2.2.a	Fit du Monte-Carlo nominal	135
4.2.2.b	Pulls des paramètres et calcul de la valeur-p	138
4.3	Résultats de l'ajustement aux données	141
4.3.1	Comparaisons données - Monte-Carlo	141
4.3.2	Valeurs ajustées des paramètres et corrélations	147
4.3.3	Cas particulier de la forme des 2p2h	157
4.3.4	Calcul de la valeur-p	161
4.3.5	Validation : comparaison avec MaCh3	162
4.3.6	Impact sur l'analyse d'oscillation	165
5	Ajustement des paramètres d'oscillations à Super-Kamiokande	167
5.1	Données et modèles à <i>Super-Kamiokande</i>	168
5.1.1	Les sélections d'évènements à <i>Super-Kamiokande</i>	168
5.1.2	Paramètres d'incertitude systématique	171
5.1.2.a	La matrice du BANFF	173
5.1.2.b	Systématiques de détecteurs	173
5.1.2.c	Effet des systématiques	174
5.2	P-Theta : méthodologie de l'analyse	175
5.2.1	Paramètres d'oscillation	177
5.2.2	Méthode d'ajustement	178
5.3	Validation	180
5.3.1	Nombre d'évènements attendus	180
5.3.2	Études de sensibilité	181
5.3.2.a	Intervalles de confiance	181
5.3.2.b	Tests d'hypothèses sur l'octant de θ_{23} et la hiérarchie de masse	185
5.4	Robustesse de l'analyse	186
5.4.1	Modèles alternatifs	187
5.4.2	Études de simulations alternatives	188
5.4.3	Étude des biais	190
5.4.4	Inclusion d'incertitudes additionnelles	192
5.5	Résultats	195
5.5.1	Point d'ajustement optimal	195
5.5.2	Intervalles de confiance des paramètres d'oscillation	196
5.5.2.a	Résultats de l'analyse	196
5.5.2.b	Impact de l'incertitude sur la modélisation des section-efficaces	199
5.5.3	Intervalles de confiance bayésiens	200
5.5.4	Tests d'hypothèses de hiérarchie et d'octant	202
5.5.5	Signification statistique du résultat : Feldman-Cousins	202
5.5.6	Résultats finaux et interprétations	205

III	Perspectives	209
6	Perspectives et sensibilité de l'expérience T2K	211
6.1	T2K II	211
6.2	L'amélioration du détecteur proche	213
6.2.1	Problématiques sur l'efficacité du détecteur proche	213
6.2.2	Configurations envisagées	215
6.3	Études de sensibilité	216
6.3.1	Efficacités dans les différentes configurations	217
6.3.2	Sensibilité de l'analyse des oscillations après l'upgrade	219
6.3.2.a	Amélioration des contraintes	222
6.3.2.b	Études avec des simulations alternatives	225
6.4	Perspectives	228
	Conclusion	231
	Bibliographie	233

INTRODUCTION

Depuis la postulation de son existence en 1930 par W.Pauli, le neutrino est au centre d'un grand nombre de questions en physique des particules et a mené à des résultats significatifs, récompensés à plusieurs reprises d'un prix Nobel. Ces découvertes ont une portée particulière de par le statut qu'a le neutrino dans la zoologie des particules du modèle standard : le neutrino est une particule évanescence, extrêmement difficile à détecter¹ et dont les propriétés sont uniques. Dans cet éventail de propriétés, le mécanisme d'oscillations des neutrinos, impliquant qu'un neutrino produit comme étant de l'une des trois saveurs, électronique, muonique et tauique, peut, lors de sa propagation, se transformer en l'une des deux autres saveurs, est situé au centre des attentions. Avec l'absence de découverte dans les différentes expériences du LHC, ces oscillations représentent un des principaux accès à une nouvelle physique : pour que cet effet puisse exister la masse des neutrinos ne peut être nulle comme le prédit le modèle standard, dévoilant ainsi une fissure dans l'édifice. L'existence de ce mécanisme des oscillations pourrait aussi permettre de répondre en partie à une question centrale sur l'histoire de l'univers : pourquoi la majorité de l'univers visible est-il constitué de matière, et pourquoi observe-t-on si peu d'anti-matière dans l'univers ? Une violation de la symétrie CP (Charge-Parité) dans le secteur leptonique, sur le même modèle que celle observée dans le secteur des quarks, pourrait apporter des informations clés sur cette dissymétrie entre la matière et l'anti-matière. Cette violation de la symétrie CP aurait pour conséquence visible de produire des différences entre les oscillations de neutrinos et d'anti-neutrinos, offrant la possibilité d'une surproduction infime de matière dans l'univers primordial dont tout ce qui nous entoure aujourd'hui serait le descendant. Le chapitre 1 revient sur l'histoire des neutrinos, les différentes propriétés du modèle standard, du neutrino dans le modèle standard et de celles non prédites en son sein comme les oscillations de neutrino, avant de présenter l'état de l'art de l'étude des propriétés des neutrinos.

C'est ici qu'intervient l'expérience T2K (Tokai-to-Kamioka), expérience étudiant depuis 2010 les oscillations de neutrinos sur le sol japonais et présentée en détail dans le chapitre 2. À l'aide d'un faisceau de neutrino muonique et d'un faisceau d'anti-neutrino muonique produits à J-PARC sur la côte est du Japon, et de deux détecteurs, ND280 étudiant ces neutrinos avant oscillation et *Super-Kamiokande* situé 295 km plus loin après oscillation, l'expérience peut étudier la probabilité qu'ont un ν_μ et sa contrepartie d'anti-matière d'osciller. Ainsi T2K est la première expérience à avoir observé l'apparition de ν_e dans un faisceau de ν_μ , démontrant que l'angle le moins connu jusque là θ_{13} était non-nul et ouvrant ainsi la possibilité d'une violation de la symétrie CP. L'expérience T2K s'attache donc maintenant à effectuer la comparaison entre l'apparition de ν_e dans le faisceau de ν_μ et celle de $\bar{\nu}_e$ dans le faisceau de $\bar{\nu}_\mu$, promettant un accès à la phase de violation de CP δ_{CP} .

Il ne faut cependant pas négliger la complexité d'une analyse de ces oscillations afin d'accéder à δ_{CP} : la nature évanescence des neutrinos implique une connaissance restreinte de leur mode de production ainsi que de leur façon d'interagir. C'est pourquoi l'analyse des oscillations dans T2K repose sur une modélisation, qui se veut la plus complète possible, du flux de

¹On estime à 65 milliards le nombre de neutrinos produits dans le soleil traversant sur terre une surface d'un cm^2 par seconde. Cependant seul un neutrino par semaine interagit en moyenne dans le corps d'un être humain exposé à un tel flux.

neutrinos dans le faisceau et de leur section efficace, qui sont décrits dans le chapitre 3. Ces modèles décrivant des processus complexes et parfois peu connus comportent des incertitudes intrinsèques relativement fortes. C'est ici que l'usage des données avant oscillation dans le détecteur proche prend tout son sens, permettant de contraindre l'ensemble de ces modèles de façon à réduire fortement les incertitudes systématiques. Le chapitre 4 présente ainsi l'analyse effectuée au cours du printemps 2017 au détecteur proche dans le cadre de l'analyse d'oscillation de T2K et son impact sur les différentes incertitudes. Enfin la comparaison des données de *Super-Kamiokande* et des modèles contraints à l'aide de ND280 permet d'extraire la probabilité d'oscillation, offrant un accès direct aux différents paramètres décrivant le mécanisme des oscillations, δ_{CP} compris. Le chapitre 5 décrit la procédure et les résultats de l'analyse des données de *Super-Kamiokande* dans l'étude des oscillations de neutrinos avec T2K présentée lors de la conférence internationale Neutrino 2018.

Si cette procédure d'analyse a fonctionné efficacement jusqu'à ce jour, les limites commencent à se faire sentir : les erreurs systématiques, en particulier sur les modèles de section efficace, risquent de devenir dominantes bien avant l'avènement de l'expérience de prochaine génération au Japon, *Hyper-Kamiokande*, qui paraît encore bien lointaine. C'est dans cette optique qu'une phase prolongée de prise de données pour T2K est prévue jusqu'en 2026, date de livraison prédictive d'*Hyper-Kamiokande*, auquel s'ajoute une mise à niveau du détecteur proche ayant pour objectif de réduire la dépendance aux modèles de section efficace en améliorant l'acceptance du détecteur. Le chapitre 6 s'attache à présenter des études de sensibilités, démontrant l'impact de la mise à niveau sur la chaîne d'analyse des oscillations.

Partie I

LA PHYSIQUE DES NEUTRINOS ET
L'EXPÉRIENCE T2K

1

LA PHYSIQUE DES NEUTRINOS

Sommaire

1.1	La découverte des neutrinos	6
1.1.1	Le spectre des désintégrations β	6
1.1.2	Premières découvertes sur les neutrinos	7
1.2	Les neutrinos dans le Modèle Standard	9
1.2.1	Modèle standard des particules	9
1.2.2	Le Lagrangien électrofaible	11
1.2.3	Particules de Majorana ou de Dirac	12
1.2.4	La masse des neutrinos	13
1.2.5	Nombre de familles de neutrinos	13
1.3	Découverte des oscillations de neutrinos	14
1.3.1	Les neutrinos solaires	14
1.3.2	Les neutrinos atmosphériques et <i>Super-Kamiokande</i>	18
1.3.3	Les neutrinos des réacteurs et KamLAND	19
1.4	Formalisme des oscillations de neutrinos	20
1.4.1	Oscillations de neutrinos dans le vide	20
1.4.2	Oscillations dans la matière : l'effet MSW	26
1.5	Mesure des propriétés des neutrinos : état des connaissances	29
1.5.1	Masse des neutrinos et hiérarchie	29
1.5.2	Secteur solaire : θ_{12} et Δm_{\odot}^2	31
1.5.3	Secteur atmosphérique : θ_{23} et Δm_{32}^2	32
1.5.4	Mesure de θ_{13}	33
1.5.5	Violation de CP : δ_{CP}	34
1.5.6	Neutrinos stériles	35
1.5.7	Neutrinos de Dirac ou de Majorana	35
1.6	Perspectives	36

1.1 La découverte des neutrinos

1.1.1 Le spectre des désintégrations β

L'hypothèse de l'existence du neutrino a été proposée en 1930 par W. Pauli dans sa célèbre lettre adressée aux participants de la conférence de physique nucléaire de Tübingen [1]. À cette époque les électrons et protons étaient considérés comme étant les seules particules élémentaires, et le noyau était vu comme un état lié de protons et d'électrons. L'un des facteurs signant la mort de ce modèle et de son nombre restreint de particules élémentaires fut le manque d'explication à l'observation du spectre continu de la désintégration β .

Lors de la désintégration β d'un noyau atomique A_ZX en un noyau ${}^A_{Z+1}Y$, on observe l'émission d'un électron. Dans le modèle ayant pour seules particules élémentaires le proton et l'électron, la réaction sous-jacente au processus fut donc décrite comme :



Si on se place dans le référentiel du centre de masse du noyau X, en appliquant le principe de conservation de l'énergie, l'énergie de l'électron éjecté peut s'écrire comme :

$$E_{e^-} = \frac{M_X^2 - M_Y^2 + m_{e^-}^2}{2M_X} \quad (1.2)$$

avec M_X , M_Y et m_{e^-} , les masses du noyau X, Y et de l'électron. Ainsi, si le processus est bien décrit par la réaction 1.1 l'électron doit avoir une énergie fixe.

Cependant dès 1914, J.Chadwick observe un spectre continu en énergie avec une énergie maximale $E_{e^-}^{max}$ (valant E_{e^-} de l'équation 1.2) [2], résultat confirmé par plusieurs expériences les années suivantes [3] (Fig.1.1). En 1930, W. Pauli propose une solution au problème respectant la loi de conservation de l'énergie¹ [1]. Il postule l'existence d'une autre particule qui serait aussi produit lors de la désintégration : celle-ci étant maintenant à trois corps, on s'attend effectivement à voir un spectre continu en énergie des électrons. La particule doit être neutre électriquement (par conservation de la charge), et donc non détectable directement, avoir un spin de $\frac{1}{2}$ (pour conserver le moment angulaire), interagir très faiblement avec la matière et être très légère ($E_{e^-}^{max} \simeq E_{e^-}$). Pauli nomme cette particule le *neutron*.

En 1932 Chadwick découvre une particule neutre qui reçoit le nom de *neutron* [5]. Il s'agit du neutron tel qu'on le connaît aujourd'hui. Cependant sa masse s'avère trop grande pour pouvoir correspondre à la particule prédite par Pauli.

E.Fermi qui développe à cette époque une théorie d'interaction faible [6], propose un nouveau nom en 1933 à la particule de Pauli : le *neutrino* (de l'italien *neutro* pour neutre avec le suffixe

¹Principe sacro-saint de la physique, ce qui rassura donc probablement l'ensemble des physiciens de l'époque.

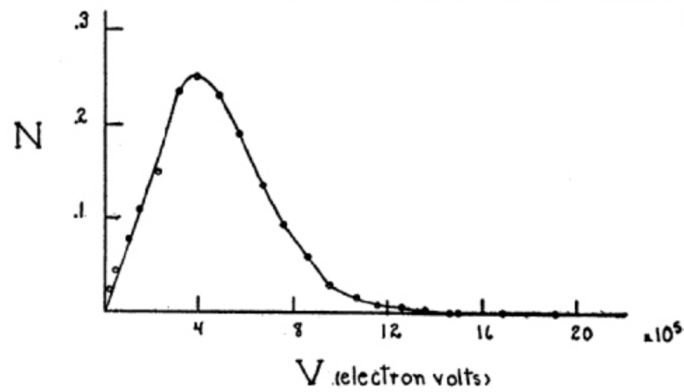
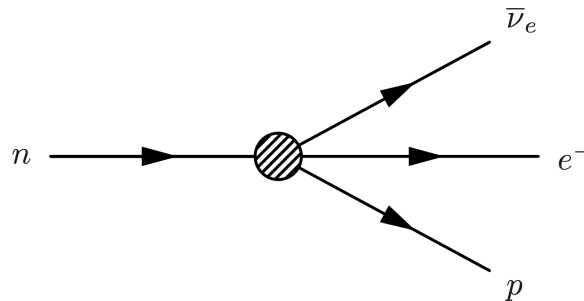


FIG. 5. Energy distribution curve of the beta-rays.

Figure 1.1 – Spectre en énergie des émission β du radium E [4].

diminutif *-ino*). Sa théorie est construite par analogie avec l'électro-dynamique quantique : la désintégration β s'explique comme une transition quantique d'un neutron vers un proton (Fig.1.2). Seul le neutron existe avant, et le proton, l'électron et le neutrino sont produits par l'interaction. La désintégration β peut alors s'écrire :

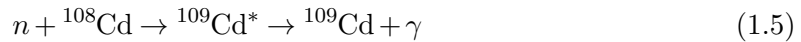
Figure 1.2 – Désintégration β d'un neutron dans la théorie de Fermi.

1.1.2 Premières découvertes sur les neutrinos

Cette théorie de Fermi resta longtemps à l'état d'hypothèse. En 1956 J.L.Cowan et F.Reines proposent une expérience cherchant à démontrer l'existence du neutrino : deux cuves d'eau mélangée à du chlorure de cadmium sont placées à proximité du réacteur nucléaire de Savannah River aux États-Unis. Le réacteur produit théoriquement 5×10^{13} neutrinos $s^{-1} cm^{-2}$, flux bien plus intense que ce que n'importe quelle source radioactive peut produire. Les (anti-) neutrinos (appelés de nos jours anti-neutrino électronique) interagissant avec les noyaux d'oxygène de l'eau produisent un positron et un neutron par réaction dite de désintégration β inverse :



Le cadmium sert alors d'absorbeur de neutrons et produit un γ par désexcitation, selon la réaction :



Le principe de la détection est le suivant : le positron initialement produit interagit avec un électron du milieu pour produire deux photons d'une énergie de 511 keV. Ceux-ci sont détectés par un scintillateur placé dans la cuve. Le neutron est absorbé et un γ est émis lors de la désexcitation du noyau de ${}^{109}\text{Cd}$. Ce photon est détecté lui aussi par le scintillateur mais avec un retard de 5 μs par rapport aux premiers photons. La mesure en coïncidence de deux photons, le premier de 511 keV et le second γ quelques μs plus tard donne un signal propre de détection de neutrino. Cowan and Reines effectuèrent ainsi une prise de données de plusieurs mois, concluant à la détection d'environ trois neutrinos par heure, et donc une section-efficace d'interaction des neutrinos de $6.36 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$ contre $6.4 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$ prédit [7]. Afin de démontrer que les particules ainsi détectées correspondaient bien aux neutrinos produits par le réacteur, une seconde prise de données durant laquelle le réacteur fut éteint eut lieu, qui montra effectivement une différence dans le taux d'évènements mesuré. Cette première détection d'un (anti-)neutrino valu à Reines le prix Nobel de physique de 1995 (Cowan étant décédé quelques années auparavant).

Dans les décennies qui suivirent il y eut plusieurs découvertes d'importance sur les propriétés des neutrinos et sur le nombre de saveurs de neutrinos existantes.

En 1958, M.Goldhaber, L.Grodzins et A.Sunyar [8] montrèrent avec une expérience de capture d'électrons sur des noyaux de ${}^{152}\text{Eu}$ que le neutrino électronique a une hélicité gauche, c'est-à-dire que la direction de leur spin est toujours opposée à leur direction, et, qu'à l'inverse, l'anti-neutrino électronique a une hélicité droite.

La deuxième saveur de neutrino, le neutrino muonique, fut observée pour la première fois en 1962, par L.Lederman² et son équipe à Brookhaven [9]. Pour la première fois lors de cette expérience des neutrinos furent produits par la désintégration de pions eux-mêmes produits par la collision de protons accélérés sur une cible. L'expérience observa, grâce à l'usage de chambres à étincelles, que seuls des muons étaient détectés lors de l'interaction des neutrinos, contrairement aux expériences précédentes dans lesquelles seuls des électrons étaient produits. Il fut déduit qu'un second type de neutrino existait : le neutrino muonique, ν_μ .

Au milieu des années 1970, la troisième génération de lepton fut découverte avec le collisionneur e^+/e^- de Stanford avec les τ^\pm [10] menant à la prédiction d'une troisième saveur de neutrino : les neutrinos tauiques. Ces derniers furent détectés en 2001 par l'expérience DONUT au Fermilab [11] établissant le nombre de saveurs connues de neutrino à 3³.

²Prix Nobel de physique en 1988 "pour la méthode du faisceau de neutrinos et la démonstration de la structure en doublet des leptons grâce à la découverte du neutrino muonique".

³Comme on le verra dans la section 1.2.5 le LEP avait dès les années 1990 prédit l'existence de 3 familles de neutrinos légers.

Le secteur leptonique peut donc être décrit à ce jour par trois familles, avec trois leptons chargés : l'électron ($m_e = 0.511 \text{ MeV}$), le muon ($m_\mu = 105.658 \text{ MeV}$) et le tau ($m_\tau = 1776.84 \text{ MeV}$); et trois neutrinos associés : les neutrinos électronique, muonique et tauique.

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

1.2 Les neutrinos dans le Modèle Standard

1.2.1 Modèle standard des particules

Le Modèle Standard (SM) des particules [12, 13, 14] décrit les interactions des particules élémentaires *via* les interactions électromagnétique, forte et faible dans le contexte de la théorie quantique des champs. Il fut proposé d'abord par S.Weinberg et A.Salam en 1968, à l'époque seulement avec une génération de particules. Le Modèle Standard, héritant de certaines propriétés de la physique quantique, contient deux sortes de particules (Fig.1.3) : les fermions, de spin demi-entier, et les bosons, de spin entier. Les fermions, comme en mécanique quantique, suivent le principe d'exclusion de Pauli qui interdit à deux fermions d'être dans le même état quantique simultanément. Pour chaque fermion il existe une anti-particule de même masse mais avec l'ensemble de ses nombres quantiques à l'opposé. Les fermions sont divisés entre les quarks, qui possèdent une couleur et interagissent par interaction forte, et les leptons qui ne peuvent interagir par interaction forte. A l'opposé les bosons suivent la statistique de Bose-Einstein et sont les médiateurs des différentes interactions. Pour chacun des groupes de jauge un ensemble unique de bosons vecteurs est défini par les générateurs du groupe. Le Modèle Standard est une théorie de jauge basée sur le groupe local de symétrie $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, groupe associant les trois symétries sous-tendant les trois interactions du Modèle Standard :

- le groupe de symétrie unitaire spécial $SU_C(3)$ décrit la chromodynamique quantique (interaction forte). Le C indique que cette interaction ne concerne que les particules ayant une couleur : les quarks et les gluons. Les 8 générateurs du groupe que sont les $T_a = \frac{\lambda_a}{2}$, où λ_a , appelées matrices de Gell-Mann, correspondent aux 8 gluons (sans masse) médiateurs de l'interaction forte;
- le groupe de jauge $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ décrit la théorie électrofaible (présentée de manière plus détaillée dans les pages suivantes), elle même contenant les deux symétries :

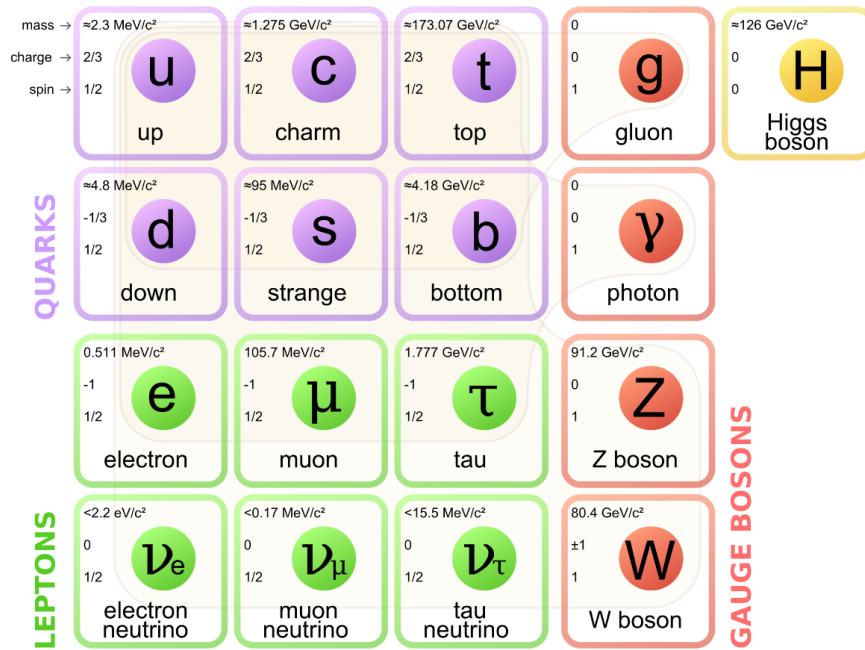


Figure 1.3 – Tableau montrant toutes les particules du Modèle Standard.

- le groupe local unitaire $U_Y(1)$. L’opérateur hypercharge, Y , correspond au boson B . Le Y indique la conservation de l’hypercharge Y lors de l’interaction des particules avec le champ bosonique B induit par le groupe ;
- le groupe spécial unitaire $SU_L(2)$. Les trois générateurs du groupe, $I_a = \sigma_a/2$, avec σ_a les trois matrices de Pauli, correspondent aux trois bosons $W_{1,2,3}$. Le L signifie *left*, indiquant que les 3 champs bosoniques induits par la symétrie interagissent uniquement avec les particules ayant une chiralité gauche (ou de manière équivalente avec un isospin faible⁴ I_3 non nul).

La brisure spontanée de la symétrie $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ par le mécanisme BEHHGK⁵ (ou mécanisme de Higgs) [15, 16] vers le groupe $SU_L(2) \otimes U_{EM}(1)$ transforme les 4 bosons sans masses $B, W_{1,2,3}$ en trois bosons massifs, vecteurs de l’interaction faible, les Z et W^\pm ainsi qu’un boson sans masse, vecteur de l’interaction électromagnétique, le photon, γ .

La procédure standard afin de travailler avec les champs générés par ces groupes de symétrie et les particules associées est de définir la densité Lagrangienne \mathcal{L} du système, qui détermine la façon dont le système évolue dans le temps. Le Lagrangien est définie comme :

$$L(x^\mu, \partial_\mu x) = T - V \tag{1.7}$$

⁴On peut relier la charge Q à l’hypercharge Y et l’isospin faible I_3 par la relation de Gell-Mann-Nishijima : $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$

⁵Brout-Englert-Higgs-Hagen-Guralnik-Kibble, parfois aussi appelé mécanisme de BEH, mais l’on a préféré garder ici la première version, plus poétique.

où T est l'énergie cinétique du système et V son énergie potentielle, x^μ sont les coordonnées du système, et μ est l'index de Lorentz en notation d'Einstein qui court sur les 4 dimensions (3 spatiales et 1 de temps). Le Lagrangien est l'intégrale de la densité Lagrangienne sur l'ensemble de l'espace-temps :

$$L = \int dx^4 \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi) \quad (1.8)$$

avec ϕ un champ. A partir d'un Lagrangien il est possible de déduire la façon d'interagir des différentes particules, ou dans le cas qui nous intéresse ici, la façon d'interagir des neutrinos. Ceux-ci interagissant uniquement par interaction faible on va particulièrement s'intéresser au Lagrangien électrofaible.

1.2.2 Le Lagrangien électrofaible

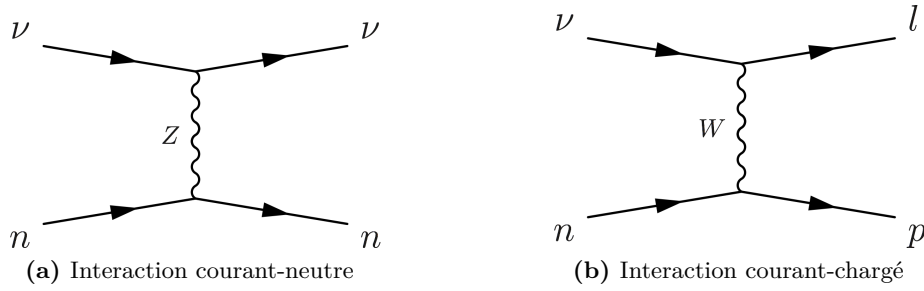


Figure 1.4 – Diagrammes de Feynman des processus d'interaction par courant-neutre et courant-chargé des neutrinos.

Les neutrinos du Modèle Standard [17] sont des particules d'hélicité gauche qui forment un doublet avec le lepton chargé correspondant. Seules les particules gauches interagissent par interaction faible (particules droites dans le cas des anti-particules). Les différents leptons connus à ce jour sont :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix}_R \quad (1.9)$$

Le Lagrangien de l'interaction électrofaible \mathcal{L}_{EW} peut se décomposer en trois parties : une partie électromagnétique (EM), une partie décrivant l'interaction faible courant-neutre (NC) et une partie décrivant l'interaction faible courant-chargé (CC).

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EW} &= \mathcal{L}_{EM} + \mathcal{L}_{NC} + \mathcal{L}_{CC} \\ &= q(\bar{e}\gamma_\mu e)A^\mu \\ &\quad - \frac{g}{2\cos\theta_W} \left(\bar{\nu}\gamma_\mu \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\nu - \bar{e}\gamma_\mu \frac{1}{2}(1-\gamma_5)e + 2\sin^2\theta_W \bar{e}\gamma_\mu e \right) Z^\mu \\ &\quad - \frac{g}{\sqrt{2}} \left(\bar{\nu}\gamma_\mu \frac{1}{2}(1-\gamma_5)e W^{+\mu} + \bar{e}\gamma_\mu \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\nu W^{-\mu} \right) \end{aligned} \quad (1.10)$$

où A^μ , Z^μ , $W^{+\mu}$ et $W^{-\mu}$ sont respectivement les champs correspondant aux bosons de l'interaction électromagnétique, le photon, et ceux de l'interaction faible, les bosons Z , W^+ et W^- . Les quantités q , g et θ_W sont des paramètres libres du système décrivant le couplage entre les particules. Chacun des termes montre comment les spineurs ν , $\bar{\nu}$, e , \bar{e} qui décrivent les neutrinos, anti-neutrinos, leptons chargés et anti-leptons chargés interagissent. On peut d'ores et déjà faire plusieurs remarques : le neutrino n'apparaît pas dans la partie électromagnétique du Lagrangien et il n'interagit donc pas par ce mécanisme. Le neutrino peut donc interagir par deux processus : courant-neutre (Fig.1.4a), où les particules de l'état final sont les mêmes que celle de l'état initial, il n'y a pas d'échange de charge, on peut citer par exemple le processus $\nu + n \rightarrow \nu + n$. Le second est l'interaction courant-chargée (Fig.1.4b) pour lequel un échange de charge a lieu et le lepton chargé associé est typiquement produit lors de l'interaction. Par exemple le processus $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$. En écrivant le propagateur de ces deux types d'interactions, on remarque que la force du couplage peut être décrite par la constante de Fermi :

$$G_F = \frac{g^2}{4\sqrt{2}M_B^2} \quad (1.11)$$

où M_B est la masse du boson porteur de l'interaction, Z , W^\pm selon les cas. La masse de ceux-ci étant relativement large ($M_W = (80.385 \pm 0.015)$ GeV et $M_Z = (91.1876 \pm 0.021)$ GeV [18]), le couplage est faible, expliquant par là-même le nom d'interaction faible.

1.2.3 Particules de Majorana ou de Dirac

Les neutrinos étant des fermions neutres, ils peuvent être décrits comme étant des fermions de Dirac ou de Majorana : dans le second cas le neutrino est alors sa propre anti-particule. E.Majorana propose cette hypothèse en 1937 [19] dans laquelle la conservation du nombre leptonique est violée et le neutrino se comporte comme son anti-particule. Une façon de vérifier la nature du neutrino est d'essayer de mesurer une désintégration double β sans neutrinos dans l'état final ($\beta\beta_{0\nu}$) comme le montre la Fig.1.5.

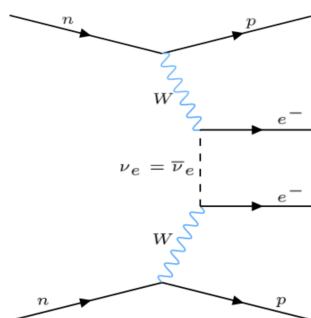


Figure 1.5 – Diagramme de Feynman du processus de désintégration double β sans neutrino dans l'état final (*neutrinoless*).

1.2.4 La masse des neutrinos

Le Modèle Standard des particules à l'origine ne prévoit pas de masse aux particules. Dans les années 1960 le mécanisme BEHHGK (ou mécanisme de Higgs) [15, 16] propose une solution et introduit un champ de Higgs qui par sa brisure spontanée donne une masse aux particules. L'introduction de leurs masses passe par l'interaction du champs de Higgs avec les doublets gauches et les singlets droits. Or l'existence de neutrinos droits n'est pas prédite dans le Modèle Standard, impliquant une masse des neutrinos nulle. Comme on le verra par la suite, la mise en évidence du mécanisme des oscillations de neutrino implique qu'ils sont massifs. Un mécanisme supplémentaire est donc nécessaire pour expliquer l'origine de cette masse, ouvrant ainsi une porte vers une physique au delà du modèle standard. Plusieurs mécanismes ont été proposés qui dépendent de la nature de Dirac ou de Majorana des neutrinos. La proposition la plus simple implique que le neutrino soit de Dirac, et qu'il existe des neutrinos droits très massifs, encore jamais détectés qui se coupleraient au champ de Higgs. La grande différence de masse entre les neutrinos gauches et droits n'est aucunement expliquée dans ce modèle. Une seconde hypothèse avancée, nommée mécanisme du *see-saw*, implique qu'il existe des neutrinos droits, que ceux-ci et les neutrinos gauches sont des particules de Majorana. Le nom du mécanisme, *see-saw*, balançoire en anglais, représente l'équilibre entre les masses des neutrinos gauches et droits : plus les neutrinos gauches sont de faible masse, plus celle des droits est grande. Avec les connaissances actuelles des masses des neutrinos gauches la masse des neutrinos droit devrait être au alentours, selon ce modèle, de $\sim 10^{15}$ GeV.

1.2.5 Nombre de familles de neutrinos

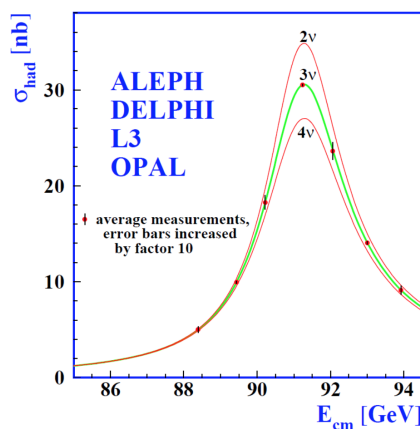


Figure 1.6 – Mesure de la section-efficace de désintégration du boson Z dans les canaux hadroniques $Z \rightarrow q\bar{q}$. Les différentes courbes montrent les prédictions selon le nombre de neutrinos présent dans le modèle.

Le SM admet trois familles de neutrino, en association aux trois familles de leptons chargés. Lors de la mesure des propriétés du boson Z par le LEP, la mesure de la largeur de désintégration de celui-ci permet de vérifier qu'il n'existe que trois familles de neutrinos légers ($m_\nu < m_Z/2$) interagissant avec le boson Z (Fig.1.6) [20]. Trois nombres quantiques, dits de *saveurs*, sont introduit pour différencier les familles : le nombre leptonique électronique pour le doublet (e, ν_e) , muonique pour le doublet (μ, ν_μ) et tauique pour (τ, ν_τ) . Ce nombre vaut +1 pour les leptons et -1 pour les anti-leptons. La conservation de ces nombres quantiques a toujours été observée, bien qu'il ne s'agisse là d'aucune symétrie du SM.

1.3 Découverte des oscillations de neutrinos

Après la découverte expérimentale des neutrinos, plusieurs expériences cherchèrent à utiliser le caractère de formidable messenger des neutrinos : ceux-ci, n'interagissant que par interaction faible, ont des section-efficaces d'interaction très faibles, ils sont donc capables de traverser une grande quantité de matière sans être altérés et ainsi véhiculer une information directe sur leur source. L'idée fut donc d'utiliser les neutrinos pour étudier certains mécanismes, et en particulier, comme on va s'y intéresser ici, au modèle solaire et aux gerbes atmosphériques. Lors de l'étude de ces mécanismes apparurent alors deux anomalies, qui mirent en évidence le phénomène que l'on appelle aujourd'hui oscillation de neutrinos. C'est la résolution de ces anomalies, démontrant ainsi l'existence des oscillations de neutrinos qui valut à A.B.McDonald, de l'expérience SNO, et T.Kajita, de *Super-Kamiokande*, le prix Nobel de physique en 2015.

1.3.1 Les neutrinos solaires

Du fait de leur capacité à traverser le soleil depuis son coeur sans interagir, les ν_e font d'excellents témoins des réactions thermonucléaires se produisant en son coeur, permettant ainsi de tester le modèle standard du soleil. Ce modèle prédit des cycles de fusions nucléaires permettant au soleil de produire assez d'énergie pour ne pas s'effondrer sous sa masse. Le premier cycle, nommé *chaîne-pp*, détaillé dans le Tableau.1.1, et le second, le *cycle CNO*, sont les deux cycles de fusions utilisés pour expliquer les dégagements d'énergie nécessaires au soleil. Le spectre en énergie attendu des neutrinos produits par chacune des réactions de la *chaîne-pp* est représenté sur la Fig.1.7.

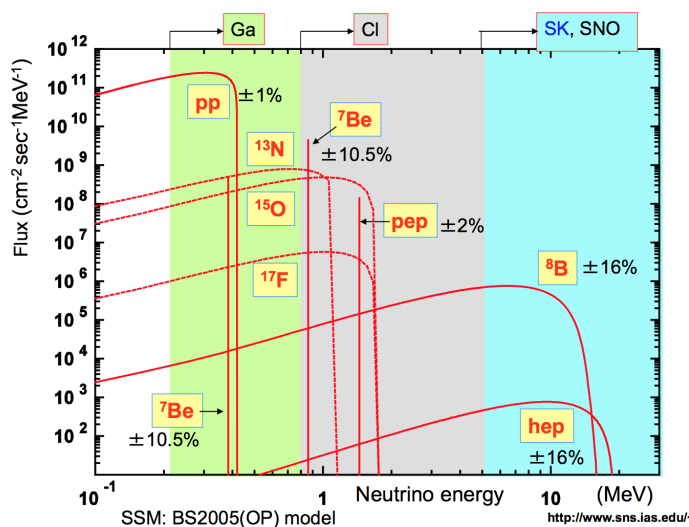
Réaction	Abbréviation
$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$	<i>pp</i>
$p + p + e^- \rightarrow d + \nu_e$	<i>pep</i>
${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$	<i>hep</i>
${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	${}^7\text{Be}$
${}^8\text{B} + e^- \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$	${}^8\text{B}$

Tableau 1.1 – Principales réactions thermonucléaires dans le soleil avec un neutrino dans l'état final.

Afin de valider le modèle standard du soleil, R.Davis et son équipe proposent en 1968 une expérience permettant de collecter et compter les ν_e produits dans le soleil [21]. L'expérience située dans la mine de Homestake aux États-Unis est basée sur la capture des ν_e par des atomes de chlore par réaction β -inverse :



Environ 400 m³ de *perchloroéthylène* sont placés dans un réservoir dans la mine, 1400 m sous terre, de façon à isoler le réservoir de toute autre forme de rayonnement solaire et de rayons cosmiques. À la suite de la collision avec un ν_e d'énergie supérieure à 1 MeV, un atome de chlore du *perchloroéthylène* se transforme en un isotope de l'argon par la réaction 1.12. A la fin de chaque semaine les atomes d'argon sont collectés grâce à un flux d'hélium et comptés, donnant accès au nombre de neutrinos détectés. Après analyse des résultats, l'équipe observa que la fréquence de détection mesurée correspond à un tiers de celle attendue par les prédictions. La communauté scientifique crut d'abord à un problème dans l'expérience, mais plusieurs autres expériences vinrent confirmer ce résultat : GALLEX [22], SAGE [23] et GNO [24] basée sur la capture par le gallium et qui purent ainsi abaisser le seuil de détection, donnant accès à la réaction *pp* observèrent aussi le même déficit. Kamiokande [25] puis Super-Kamiokande [26] avec la détection sur l'eau mesurèrent eux aussi un flux trois fois trop faible, avec un seuil plus haut à 5 MeV, observant donc les réactions ⁸B et *hep*. La Fig.1.7 montre le placement des différents types d'expériences de détection de neutrino solaire sur le spectre en énergie des neutrinos, et ainsi à quelles réactions elles ont accès. La mesure étant confirmée par de multiples sources dans de multiples régions d'énergie, un problème dans le protocole expérimental ne peut expliquer ce déficit. Une autre explication pourrait être un problème au niveau de la prédiction du flux de neutrinos dans le soleil. Mais là encore la connaissance du soleil progressant fortement à la fin du siècle confirme l'absence d'erreur majeure dans la prédiction.

**Figure 1.7** – Spectre attendu en énergie pour les neutrinos produits par les différentes réactions de la chaîne-*pp*.

Une autre solution fut alors avancée : en 1962 Maki, Nakagawa et Sakata [27] reprennent et adaptent une idée de B. Pontecorvo datant de 1957 [28] impliquant que les neutrinos ont une propriété non-prédite par le modèle standard qui leur permet d'osciller entre leurs différentes saveurs. L'idée des oscillations de Pontecorvo fut proposée en analogie avec les oscillations de kaons neutres $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$ prédite par Gell-Mann et Pais, mais appliquée au système $\nu \rightleftharpoons \bar{\nu}$ (à cette époque seule une saveur de neutrino avait été découverte). Ce modèle prévoyait qu'un neutrino puisse osciller et se transformer en son anti-particule en se propageant dans le vide. Maki, Nakagawa et Sakata reprirent donc cette idée mais l'appliquèrent à un système de neutrino à deux saveurs : le déficit observé dans les expériences de détection des neutrinos solaires s'expliquerait alors par le fait que les neutrinos produits dans le soleil oscilleraient en partie en une deuxième saveur de neutrino qui ne serait pas détectable avec ces dispositifs expérimentaux, l'énergie des neutrinos étant trop faible pour produire le lepton associé.

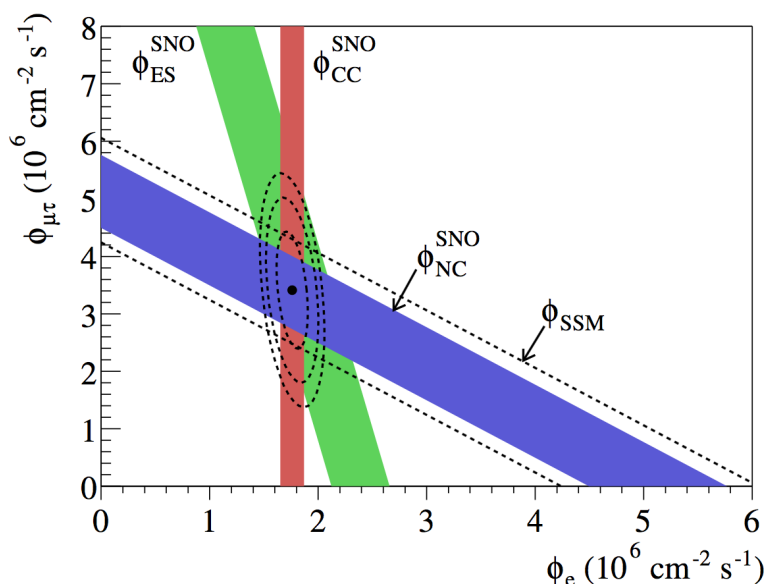


Figure 1.8 – Flux des neutrinos solaires de la raie du ${}^8\text{B}$ observée dans les trois canaux de détection de l'expérience SNO. Les bandes pleines représentent les intervalles à 1σ , la bande en pointillée représente la prédiction du modèle standard.

Longtemps, cette théorie resta à l'état d'hypothèse. Ça n'est qu'en 1998 avec *Super-Kamiokande* et les neutrino atmosphériques, et en 2002, avec les résultats de l'expérience du *Sudbury Neutrino Observatory* (SNO) [29] sur les neutrinos solaires qu'elle fut vérifiée. L'expérience SNO est basée sur la détection de neutrinos par interaction avec de l'eau lourde (D_2O), ce procédé permettant trois canaux de détection : le premier sensible uniquement aux ν_e , tandis que les deuxième et troisième sont sensibles à toutes les saveurs de neutrinos. Le détecteur est constitué d'une cuve en acrylique sphérique de 6 m de rayon remplie de 1000 t d'eau lourde placée dans la mine de Creighton au Canada. Celle-ci est entourée de photo-multiplicateurs afin de détecter la lumière dans le détecteur. Les neutrinos issus du ${}^8\text{B}$ sont donc détectés dans trois canaux différents :

- les neutrinos interagissant par interaction courant-charge sur l'eau lourde (CC) avec production du lepton associé selon $\nu_e + n \rightarrow p + l$. L'énergie des neutrinos étant plus

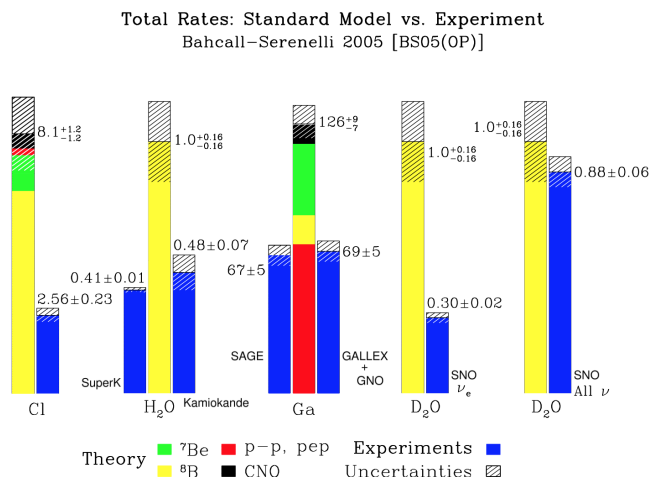


Figure 1.9 – Mesures du flux de neutrinos solaires des différentes expériences comparées avec les valeurs prédites.

faible que la masse des muon et tau seuls les ν_e peuvent interagir de cette façon. L'électron ainsi produit se propage à une vitesse plus grande que celle de la lumière dans l'eau lourde, il émet donc de la lumière Cherenkov [30] détectée par les photomultiplicateurs ;

- les neutrinos interagissant par interaction courant-neutre (NC) cassent les noyaux de deuteron selon $\nu + n \rightarrow \nu + n$. Le neutron est capturé par le deutérium produisant un gamma d'environ 6 MeV qui sera lui aussi détecté par les photo-multiplicateurs. Toutes les saveurs de neutrinos contribuent à cette réaction ;
- les neutrinos diffusant sur les électrons atomiques de l'eau lourde (ES) selon $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$. L'électron éjecté est aussi détecté par la lumière Cherenkov émise. Toutes les saveurs de neutrinos participent à ce processus par échange de boson Z, et seuls les ν_e par échange d'un boson W, l'interaction étant ainsi dominée par les ν_e .

Les résultats de l'expérience SNO (Fig.1.8) montrent que le flux total des neutrinos du ⁸B, toutes saveurs comprises, est compatible avec la prédiction du modèle standard du soleil. Ainsi le déficit observé précédemment sur le flux de ν_e est dû au comportement des neutrinos, qui lors de leur propagation depuis le soleil ont oscillé en neutrino d'une autre saveur. La Fig.1.9 montre l'accord entre les différentes mesures de flux de neutrinos solaires avec leurs prédictions.

1.3.2 Les neutrinos atmosphériques et *Super-Kamiokande*

Dans les années 1980 une seconde anomalie dans les flux mesurés de neutrinos fut mise au jour dans l'étude des gerbes atmosphériques produites par les rayons cosmiques. Ceux-ci en entrant dans l'atmosphère peuvent produire une gerbe hadronique composée en majorité de pions. La désintégration de ces pions en vol produit deux sortes de neutrinos (Fig.1.10a) :

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \overset{(-)}{\nu}_\mu \quad (1.13)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \overset{(-)}{\nu}_e + \overset{(-)}{\nu}_\mu \quad (1.14)$$

Pour un pion qui se désintègre il y a donc deux neutrinos muoniques et un neutrino électronique. On s'attend donc à observer deux fois plus de premiers que de seconds. Plusieurs expériences s'intéressèrent donc aux mesures du ratio du flux des deux saveurs : NUSEX [31], Fréjus [32], IMB [33], Kamiokande [34] puis *Super-Kamiokande* [35]. Les expériences NUSEX et Fréjus, s'intéressant à des neutrinos de plus hautes énergies, trouvèrent un ratio en accord avec la prédiction, tandis que IMB, Kamiokande puis *Super-Kamiokande* observent un flux équivalent pour les deux saveurs. C'est cette dernière expérience, dont le dispositif expérimental est décrit plus précisément dans la section 2.5, qui a démontré que cette anomalie dans le ratio du flux de neutrinos muoniques et électroniques dans les gerbes atmosphériques de rayon cosmique était le fait d'oscillations des neutrinos.

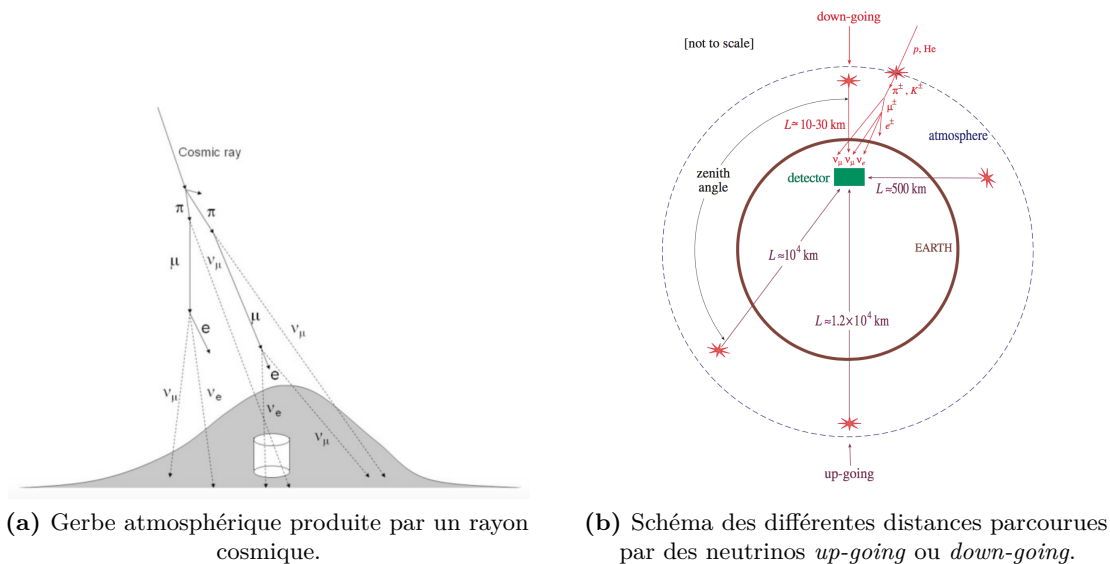


Figure 1.10 – Dispositif de la mesure de neutrinos atmosphériques dans l'expérience *Super-Kamiokande*.

Super-Kamiokande est une expérience japonaise d'abord conçue pour la détection de la désintégration du proton. L'étude des neutrinos ne fut au début qu'une caractérisation du principal bruit de fond avant de devenir le principal sujet d'étude de l'expérience. En

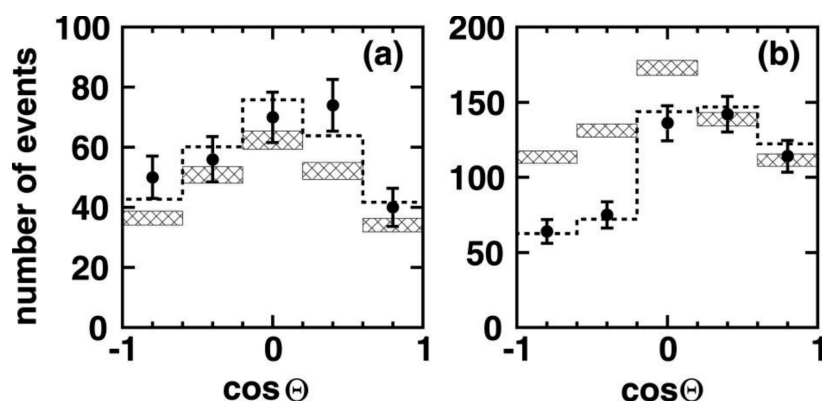


Figure 1.11 – Nombre de candidats neutrinos électroniques (gauche) et muoniques (droite) en fonction de l’angle zénithal pour 535 jours d’exposition du détecteur *Super-Kamiokande*, présenté à Neutrino98.

mesurant le flux de neutrinos muoniques dans le détecteur en fonction de l’angle zénithal θ (Fig.1.11), *Super-Kamiokande* a mis en évidence que le déficit en neutrinos muoniques était présent pour $\cos\theta < 0$, c’est-à-dire pour des événements arrivant par le bas du détecteur, ou *up-going*. La prédiction est pourtant un flux constant de neutrinos selon l’angle. Comme on peut le voir sur la Fig.1.10b l’une des principales différences entre des événements $\cos\theta \sim 1$, *down-going*, et des événements $\cos\theta \sim -1$, *up-going* est la distance parcourue par le neutrino entre son point de production et la détection. Pour les *down-going* la distance parcourue est simplement la quantité d’atmosphère traversée, $L \sim 15$ km, tandis que pour les *up-going* les neutrinos traversent la terre, ce qui équivaut à $L \sim 10^4$ km. Une explication possible est alors une interaction des neutrinos à l’intérieur de la terre. Mais cette asymétrie serait visible de la même manière chez les ν_e , ce qui n’est pas le cas. L’expérience prouve ainsi que les neutrinos oscillent, le flux de neutrino muonique dépendant directement de la distance que ces neutrinos ont parcourue. Qui plus est prouvant que l’oscillation pour ces distances et à cette énergie est de la forme $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et non $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ car aucun excès n’est observé dans le flux des ν_e .

1.3.3 Les neutrinos des réacteurs et KamLAND

Après ces deux découvertes, l’expérience KamLAND, qui prend des données depuis 2002, ajouta une autre preuve de l’existence des oscillations de neutrinos. L’expérience mesura le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ produit dans 55 réacteurs nucléaires au Japon, à une distance moyenne de 180 km du détecteur. Le principe de détection est très proche de celui de SNO, avec une cuve sphérique remplie de liquide scintillant entourée de photo-multiplicateurs permettant de voir la lumière produite par le positron créé par réaction β -inverse. Ils observèrent alors non seulement un flux en $\bar{\nu}_e$ plus faible qu’attendu mais furent en mesure d’observer une dépendance en énergie du neutrino incident [36]. La Fig.1.12 montre le ratio du nombre d’évènements observés dans KamLAND sur celui attendu sans oscillations en fonction de l’énergie des neutrinos et permet d’observer clairement la dépendance en énergie. Le flux de neutrino dépend donc à la fois de la distance parcourue par le neutrino,

comme *Super-Kamiokande* l'a démontré, mais aussi de son énergie, prouvant qu'il existe un mécanisme, appelé oscillation de neutrino qui permet au neutrino de changer de saveur lors de la propagation.

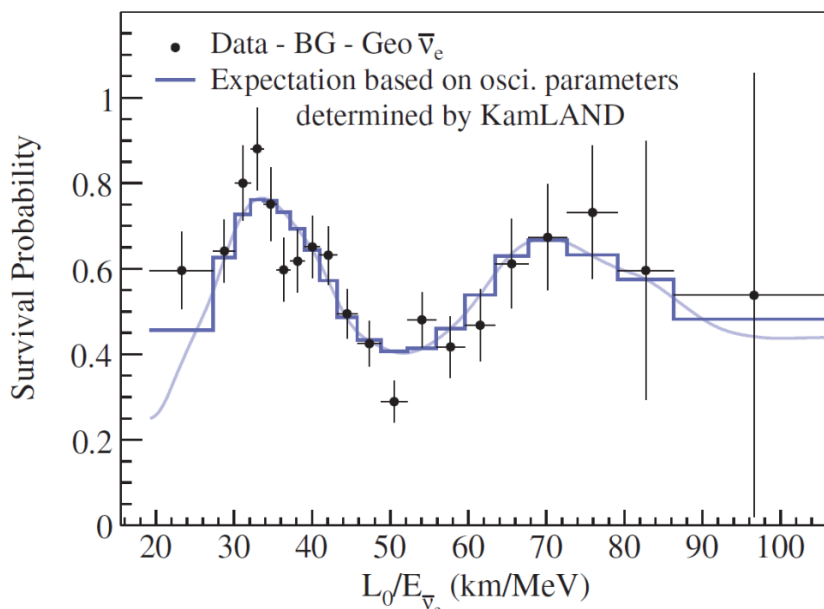


Figure 1.12 – Ratio du nombre d'évènements observés dans KamLAND sur celui attendu sans oscillations en fonction de l'énergie des neutrinos. $L_0 = 180$ km est la distance moyenne aux réacteurs nucléaires.

1.4 Formalisme des oscillations de neutrinos

L'oscillation des neutrinos est un mécanisme basé sur la mécanique quantique permettant aux neutrinos de changer de saveur lors de leur propagation. Ce mécanisme est d'une grande importance pour la physique moderne : il s'agit de la première violation de conservation des charges leptoniques observée, et surtout d'un des premiers accès à une physique hors modèle standard, qui ne prédit pas de masse aux neutrinos. Comme démontré dans la section précédente, ce mécanisme a été mis en évidence par différentes expériences et est maintenant bien établi, il s'agit maintenant de présenter le formalisme d'un tel mécanisme.

1.4.1 Oscillations de neutrinos dans le vide

Le modèle proposé par Maki, Nakagawa et Sakata en 1962 [27] est le premier modèle à proposer une oscillation entre les différentes saveurs de neutrinos. Deux conditions sont nécessaires pour que les neutrinos oscillent, ceux-ci doivent être massifs, et les états propres

de masse doivent être différents des états propres de saveurs. Lorsque l'on détecte un neutrino, c'est-à-dire lorsqu'il interagit par interaction faible, il se trouve dans un des états propres de saveurs $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$). Chacun de ces états propres est une superposition des états propres de masse $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) tel que :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (1.15)$$

où le coefficient $U_{\alpha i}^*$ est l'élément (α, i) de la matrice unitaire de mélange appelée PMNS (Pontecorvo, Maki, Nakagawa, Sakata). De manière générale une matrice unitaire $n \times n$ est formée de $(n-1)^2$ éléments réels : $n(n-1)/2$ angles de mélange θ et $(n-1)(n-2)/2$ phases δ . La matrice PMNS étant unitaire ($UU^\dagger = \mathbb{1}$ impliquant $\sum_\alpha U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} = \delta_{ij}$) il est possible d'inverser l'équation et d'exprimer les états propres de masse comme une superposition des états propres de saveurs :

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

Dans le cas des oscillations à trois saveurs de neutrinos on peut écrire la matrice PMNS :

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

qui peut être paramétrisée par 3 angles de mélanges, θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} et une phase complexe, δ_{CP} . Ainsi la matrice PMNS devient :

$$\begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & c_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{13} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{CP}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_1} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\alpha_2} \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

avec $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ et les α_i sont les phases CP de Majorana (voir section 1.2.3). Ce mécanisme est très similaire aux oscillations dans le secteur des quarks, où l'équivalent de la matrice PMNS est la matrice Cabibbo, Kobayashi, Maskawa (CKM), à cela près que le mélange est ici beaucoup plus fort, la matrice CKM étant dominée par les termes diagonaux ce qui n'est pas le cas pour la matrice PMNS (Fig.1.13). On peut réécrire la matrice comme un produit de matrice de trois rotations correspondant aux trois secteurs (12), (23) et (13) :

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{+i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_1} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\alpha_2} \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

On peut extraire les deux relations suivantes de la matrice PMNS :

$$\frac{|U_{e2}|^2}{|U_{e1}|^2} = \tan^2 \theta_{12} \quad \frac{|U_{\mu 3}|^2}{|U_{\tau 3}|^2} = \tan^2 \theta_{23} \quad (1.20)$$

Ainsi θ_{12} est relié à la fraction de ν_e dans ν_1 et ν_2 et l'ensemble de paramètres θ_{12} et Δm_{12}^2 est communément appelé le secteur solaire. De la même façon, θ_{23} est relié à la fraction de ν_μ et ν_τ dans ν_3 et les paramètres θ_{23} et Δm_{32}^2 forment le secteur communément appelé secteur atmosphérique. Le contenu du dernier secteur est relié à la connaissance des angles θ_{13} et θ_{23} (il est parfois nommé secteur des interférences).

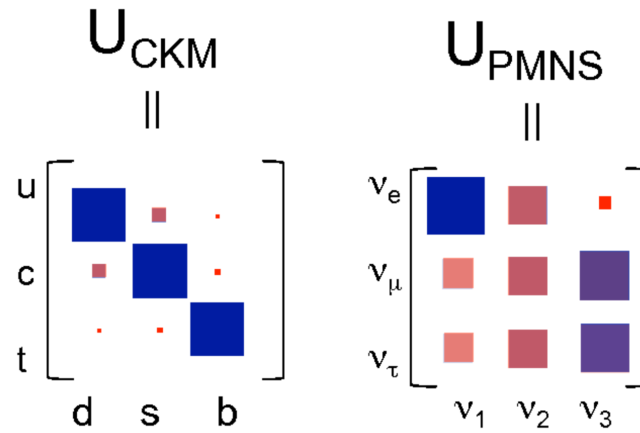


Figure 1.13 – Représentation graphique des matrices CKM et PMNS, l'aire des carrés représentant la grandeur de chacun des termes [37].

On peut dériver le mécanisme des oscillations de neutrino à n familles à partir de l'équation de Schrödinger [38]. Un neutrino est produit dans un état propre de saveur $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) avec le lepton α associé. Dans la suite nous utiliserons les unités naturelles $\hbar = c = 1$. Les états propres du Hamiltonien sont les états propres de masse :

$$H |\nu_i\rangle = E_i |\nu_i\rangle \quad (1.21)$$

avec une énergie $E_i = \sqrt{\vec{p}^2 + m_i^2}$. Si l'on écrit l'équation de Schrödinger avec l'Hamiltonien du système dans le référentiel des états propres de masse des neutrinos on obtient une équation dépendante de son temps propre τ :

$$i \frac{d}{d\tau} |\nu_i(\tau)\rangle = H |\nu_i(\tau)\rangle = E_i |\nu_i(\tau)\rangle \quad (1.22)$$

qui, lorsque l'on intègre, implique que les états propres de masses se comportent comme des ondes planes et évoluent dans le temps comme :

$$|\nu_i(\tau)\rangle = e^{-iE_i\tau} |\nu_i\rangle \quad (1.23)$$

Si l'on considère maintenant l'évolution temporelle des états propres de saveurs :

$$|\nu_\alpha(\tau)\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* e^{-iE_i\tau} |\nu_i\rangle \quad (1.24)$$

de manière à ce que la condition initiale $|\nu_\alpha(t=0)\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle$ soit respectée. En injectant l'équation 1.16 dans l'équation 1.24 on peut obtenir :

$$|\nu_\alpha(\tau)\rangle = \sum_{\beta} \left(\sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* e^{-iE_i\tau} |\nu_i\rangle \right) |\nu_\beta\rangle \quad (1.25)$$

On peut déduire de cette équation qu'un neutrino produit dans une saveur α à $t=0$ peut être détecté comme étant un neutrino d'une autre saveur à $t>0$ tant que la matrice U n'est pas diagonale. Il devient donc aisé de calculer la probabilité de mesurer un neutrino de saveur β sachant qu'il a été produit à $t=0$ comme un neutrino de type α en calculant le carré de l'amplitude de transition entre les deux états :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(\tau) = |\mathcal{A}_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}|^2 = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(\tau) \rangle|^2 = \sum_{ij} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i(E_i - E_j)\tau} \quad (1.26)$$

Pour exprimer la différence d'énergie entre deux états de masses on peut faire l'approximation que les neutrinos sont ultra-relativistes⁶ et donc pour lesquels :

$$E_i \simeq E + \frac{m_i^2}{2E} \quad (1.27)$$

avec $E = |\vec{p}|$ l'énergie du neutrino lorsque l'on néglige sa masse. Il est donc maintenant possible d'exprimer le terme dans l'exponentielle comme :

$$-i(E_i - E_j) \simeq -i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} \quad (1.28)$$

où Δm_{ij}^2 est la différence du carré des masses entre les deux états propre de masses i et j . On peut donc approximer l'équation 1.26 par :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(\tau, E) = \sum_{ij} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} \right) \tau} \quad (1.29)$$

Lorsque l'on étudie les oscillations de neutrinos, le temps de vie propre du neutrino n'est pas accessible. Il est par contre possible de connaître la distance entre le point de détection et la

⁶Il est possible d'arriver à la même conclusion de manière plus fastidieuse, et donc non reproduite ici, mais avec une approximation plus modérée en calculant la vitesse de propagation du centre du paquet d'onde [39].

source de neutrino L . Toujours dans l'approximation que les neutrinos sont ultra-relativistes⁷ on peut écrire que $\tau \sim L$ et donc :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sum_{ij} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}} \quad (1.30)$$

que l'on peut réécrire grâce à l'unitarité de la matrice U :

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = & \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j < i} \mathcal{R}e(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha i}^* U_{\beta i}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \\ & \pm 2 \sum_{j < i} \mathcal{I}m(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha i}^* U_{\beta i}) \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right) \end{aligned} \quad (1.31)$$

où la partie imaginaire change de signe selon qu'il s'agisse de neutrinos ou d'anti-neutrinos.

Il est possible de faire plusieurs remarques :

- lorsque l'on repasse en unité du standard international l'argument des sinus devient :

$$\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \simeq 1.27 \frac{\Delta m_{ij}^2 (eV^2) L (km)}{2E (GeV)} \quad (1.32)$$

- les oscillations ne sont possibles que si les neutrinos sont massifs ($\Delta m_{ij}^2 \neq 0$);
- la probabilité d'oscillation du neutrino dépend donc de deux variables : la distance entre le point de production et le détecteur L et l'énergie des neutrinos E . Les différentes expériences d'oscillation de neutrinos jouent donc avec ces deux variables lors de la conception, de manière à ce que $\Delta m^2 (eV) \simeq \frac{E (GeV)}{L (km)}$. Si L/E est trop petit le régime d'oscillation n'a pas le temps de s'établir, s'il est trop grand, les oscillations évoluent très vite en fonction de la distance et l'on mesure alors une moyenne qui ne dépend plus de la distance (Fig.1.14);
- on peut prendre le cas à deux familles de neutrinos pour illustrer le mécanisme. Dans ce cas la matrice U est une simple matrice de rotation :

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

avec seulement un paramètre : θ . On peut donc écrire l'Hamiltonien du système :

$$H = \frac{\Delta m^2}{4E} U = \frac{\Delta m^2}{4E} \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

⁷Voir la note de bas de page 6.

et la probabilité d'oscillation est donc :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 L}{2E} \right) \quad (1.35)$$

On voit donc que l'angle de mélange θ est l'amplitude de l'oscillation et que la différence du carré des masse est sa fréquence. Un exemple est donné sur la Fig.1.14 ;

- les expériences d'oscillations n'ont accès qu'aux différences du carré des masses et jamais à la masse absolue des neutrinos. De plus les termes dominants en Δm_{ij}^2 , dans les probabilités d'oscillation n'apparaissent qu'à l'intérieur d'un sinus au carré, rendant la mesure du signe de cette différence complexe. La façon dont sont ordonnées les états propres de masse, appelée hiérarchie de masse (*mass hierarchy* ou *mass ordering*) est donc difficilement accessible ;
- la partie imaginaire de l'équation 1.31 correspond au terme violant CP. En effet si la partie imaginaire est non-nulle alors $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \neq P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}$ et la symétrie CP est brisée. Si l'on se place dans le cas des oscillations à trois familles, la différence $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} - P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}$ vaut :

$$\mathcal{I}m \left(U_{e3} U_{e1}^* U_{\mu 3}^* U_{\mu 1} \right) \sin \left(1.27 \Delta m_{12}^2 \frac{L}{E} \right) \sin \left(1.27 \Delta m_{13}^2 \frac{L}{E} \right) \sin \left(1.27 \Delta m_{23}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (1.36)$$

où $\mathcal{I}m \left(U_{e3} U_{e1}^* U_{\mu 3}^* U_{\mu 1} \right)$ dépend de tous les angles de mélange ainsi que de δ_{CP} . Ainsi pour que la symétrie CP soit violée il est nécessaire que les neutrinos oscillent, que δ_{CP} soit non-nul mais aussi que tous les angles de mélange, θ_{12} , θ_{13} et θ_{23} soient non-nuls. On prend comme hypothèse ici que la symétrie CPT est elle conservée, et donc que le même ensemble de paramètres décrit les oscillations de neutrinos et d'anti-neutrinos ;

- si la matrice PMNS est bien unitaire alors :

$$\sum_{\beta} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = 1 \quad (1.37)$$

le flux total de neutrinos venant d'une source est constant, c'est seulement la proportion de chacune des saveurs qui change ;

- les oscillations de neutrinos ne sont pas sensibles aux phases de Majorana (voir section 1.2.3) qui n'apparaissent pas dans les probabilités d'oscillations.

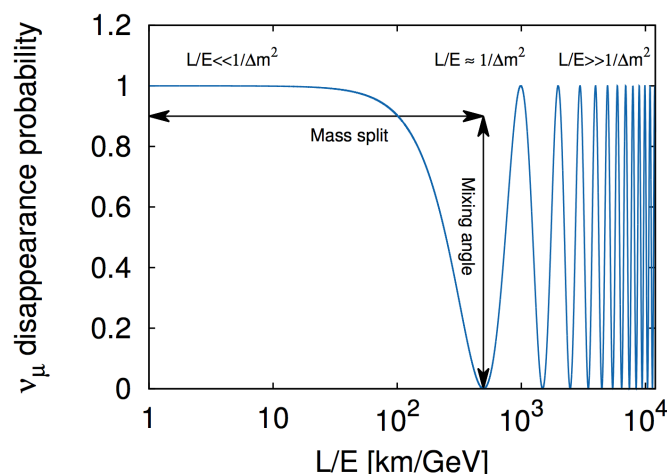


Figure 1.14 – Probabilité de survie du neutrino muonique dans le vide en fonction de L/E dans l'approximation des oscillations à deux saveurs pour $\sin^2\theta = 1$ et $\Delta m^2 = 2.5 \cdot 10^{-3} eV^2$.

1.4.2 Oscillations dans la matière : l'effet MSW

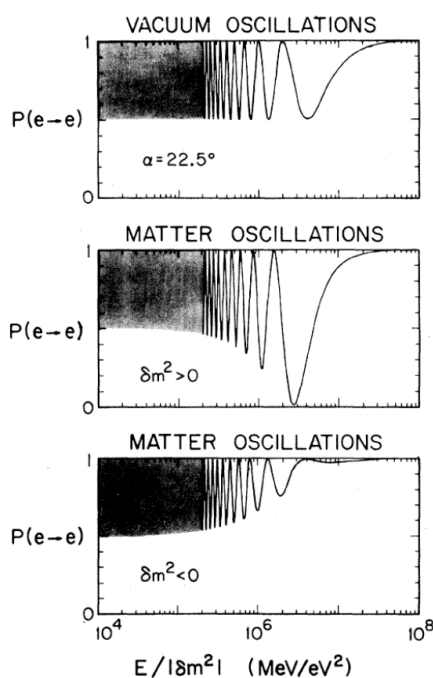


Figure 1.15 – Différence entre les probabilités de survie des ν_e dans un modèle à deux saveurs lorsqu'ils se propagent dans le vide, ou dans la matière avec Δm^2 positif et négatif.

Tous les calculs précédents supposent que le médium de propagation est le vide. Dans la plupart des expériences actuelles et passées d'oscillations de neutrinos ceux-ci se propagent, au moins lors d'une partie du trajet, dans la matière. En particulier dans le cas des expériences d'oscillations de longue distance auprès d'accélérateurs, comme l'expérience T2K, où les

neutrinos se propagent dans la croûte terrestre. Dans la matière les neutrinos peuvent interagir avec la matière par deux procédés : interaction courant-chargé d'un ν_e avec la matière par échange d'un boson W entre les ν_e et les électrons, ou interaction courant-neutre de toutes les saveurs de neutrinos avec la matière par échange d'un boson Z avec les électrons, protons et neutrons. Ces deux procédés créent un potentiel effectif lors de la propagation des neutrinos dans la matière. Le potentiel induit par les réactions courant-neutres avec la matière affecte toutes les saveurs de neutrinos, il est donc présent comme terme diagonal dans la matrice de mélange, et n'impacte pas les oscillations de neutrinos. A l'inverse le processus courant-chargé, ne s'appliquant qu'aux ν_e , a un effet sur chacun des états propres de masse, ν_1 , ν_2 et ν_3 différent selon la composante en ν_e de chacun de ceux-ci. L'effet de ce processus sur les oscillations de neutrinos est connu sous le nom d'effet Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) [40, 41]. On peut définir le potentiel acquis par les ν_e lors du passage dans la matière par $V_{CC} = \pm\sqrt{2}G_F n_e$, positif et négatif respectivement pour les neutrinos et les anti-neutrinos, où G_F est la constante de Fermi et n_e la densité d'électrons dans le médium. Si l'on prend le cas à deux saveurs de neutrinos à titre d'exemple, on peut écrire l'Hamiltonien du système comme :

$$H_M = \frac{\Delta m^2}{4E} \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} V_{CC} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.38)$$

que l'on peut réécrire comme :

$$H_M = \frac{\Delta m^2}{4E} \begin{pmatrix} \cos\theta + a & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta - a \end{pmatrix} \quad (1.39)$$

avec

$$a = \pm \frac{2\sqrt{2}G_F n_e E}{\Delta m^2} \quad (1.40)$$

Si l'on considère que la densité d'électron n_e est constante sur le trajet, on peut re-diagonaliser l'Hamiltonien de manière à obtenir la même équation de Schrödinger que dans le cas où la propagation se fait dans le vide :

$$H_M = \frac{\Delta m_M^2}{4E} \begin{pmatrix} \cos\theta_M & \sin\theta_M \\ -\sin\theta_M & \cos\theta_M \end{pmatrix} \quad (1.41)$$

Alors, de manière analogue à la situation où les neutrinos se propagent dans le vide, la probabilité d'oscillation est :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sin^2 2\theta_M \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_M^2 L}{2E} \right) \quad (1.42)$$

En associant 1.39 et 1.41, il est possible d'identifier :

$$\Delta m_M^2 = \Delta m^2 \sqrt{(\cos 2\theta - a)^2 + \sin^2 2\theta} \quad (1.43)$$

$$\sin^2 2\theta_M = \frac{\sin^2 2\theta}{\sqrt{(\cos 2\theta - a)^2 + \sin^2 2\theta}} \quad (1.44)$$

Ces équations nous permettent de comprendre le comportement des oscillations de neutrinos dans la matière et d'en tirer certaines conclusions :

- il est clair que plus la distance sur laquelle les neutrinos se propagent dans la matière est grande, ou de manière analogue plus la matière est dense, plus l'effet MSW sera grand sur les oscillations ;
- le signe de a a un large impact sur ce mécanisme. Si a et $\cos\theta$ sont de même signe la probabilité d'oscillation sera plus grande et aura une fréquence plus petite, et inversement s'ils sont de signes opposés. Cette sensibilité au signe de a donne elle même une sensibilité au signe de Δm^2 et donc à la hiérarchie de masse, façon dont sont ordonnés les états propres de masses. La Fig.1.15 montre la différence entre les probabilités de survie des ν_e dans un modèle à deux saveurs lorsqu'ils se propagent dans le vide, ou dans la matière avec Δm^2 positif et négatif ;
- les effets de propagation dans la matière provoquent une différence entre les probabilités d'oscillations de neutrinos et d'anti-neutrinos due à la différence du signe de a entre les deux. Ainsi même dans le cas où la symétrie CP est respectée et la matrice U est réelle on peut observer une différence imitant une violation de CP. Cependant cette différence dépend de a et donc de l'énergie des neutrinos, ce qui n'est pas le cas si la symétrie CP est violée.

Une des premières observations de cet effet fut lors de l'étude des neutrinos solaires par l'expérience SNO. Dans les régions extrêmement denses comme le coeur du soleil, où sont produits les neutrinos solaires, l'angle effectif θ_M tend vers $\frac{\pi}{2}$. Chaque ν_e solaire est donc constitué d'une proportion de ν_2 qui va directement dépendre de son énergie : ceux produits à basse énergie seront peu affectés par l'effet MSW, tandis que ceux d'une énergie plus grande (typiquement ceux d'une dizaine de MeV produits par la chaîne du 8B) seront produits presque comme des états propres de masse ν_2 . Ceux-là n'oscillent pas entre le soleil et la terre puisqu'ils sont états propres de masse (la propagation dans le soleil se faisant adiabatiquement en première approximation, ils sortent donc du soleil dans le même état que l'état de production). On observe donc une différence entre ces neutrinos pour lesquels la probabilité de survie est de :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = |\langle \nu_e | \nu_2 \rangle|^2 = \sin^2 2\theta \quad (1.45)$$

et ceux de plus basses énergies produits comme des ν_e pour lesquels la probabilité de survie est :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = |\langle \nu_e | \nu_e \rangle|^2 = 1 - \frac{\sin^2 2\theta}{2} \quad (1.46)$$

Or l'expérience SNO a observé une probabilité de survie des ν_e de $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 0.340 \pm 0.023_{-0.031}^{+0.029}$, incompatible avec l'équation 1.46 qui prédit une probabilité supérieure à 0.5, démontrant ainsi l'existence de l'effet MSW.

Le mécanisme d'oscillations dans la matière à trois saveurs est plus complexe (voir [42] pour plus de détails) mais toutes les conclusions précédentes tiennent.

1.5 Mesure des propriétés des neutrinos

Le formalisme des oscillations à trois saveurs de neutrinos comporte donc 6 paramètres libres : les trois angles de mélange θ_{12} , θ_{23} et θ_{13} , deux différences du carré des masses et une phase de violation CP, δ_{CP} . En effet seuls deux Δm_{ij}^2 sont nécessaires pour décrire le mécanisme grâce à la contrainte $\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{13}^2 + \Delta m_{32}^2 = 0$.

Différentes expériences d'oscillations essaient de mesurer ces paramètres avec une grande précision en faisant usage principalement de quatre sources de neutrinos : les neutrinos solaires et atmosphériques qui abondent dans notre environnement, les neutrinos produits dans les réacteurs nucléaires et les neutrinos produits auprès d'accélérateurs, qu'une expérience comme T2K, qui nous intéresse ici, utilise. La mesure d'un angle de mélange θ_{13} non-nul a fait rentrer la physique des neutrinos dans une phase de précision, donnant accès à de premiers indices sur la valeur de δ_{CP} . D'autres questions restent ouvertes sur certaines propriétés des neutrinos, aussi bien la valeur absolue de leur masse, que leur nature, de Dirac ou de Majorana. Nous allons ici essayer de présenter l'état des connaissances de la physique du neutrino.

1.5.1 Masse des neutrinos et hiérarchie

Trois états propres de masses sont utilisés pour décrire le mécanisme des oscillation : ν_1 , ν_2 et ν_3 . Comme l'état propre de masse ν_3 est séparé des deux autres par une différence plus grande (Fig.1.16), il est usuel de définir :

$$\begin{aligned} \Delta m_{\odot}^2 &= \Delta m_{12}^2 \\ \Delta m_{atm}^2 &= \Delta m_{13}^2 \simeq \Delta m_{32}^2 \\ \text{avec } \Delta m_{\odot}^2 &\ll \Delta m_{atm}^2 \end{aligned} \quad (1.47)$$

Les neutrinos atmosphériques oscillent donc à une fréquence régie par Δm_{atm}^2 , beaucoup plus grande que les neutrinos solaires, régis eux par Δm_{\odot}^2 . Comme indiqué précédemment,

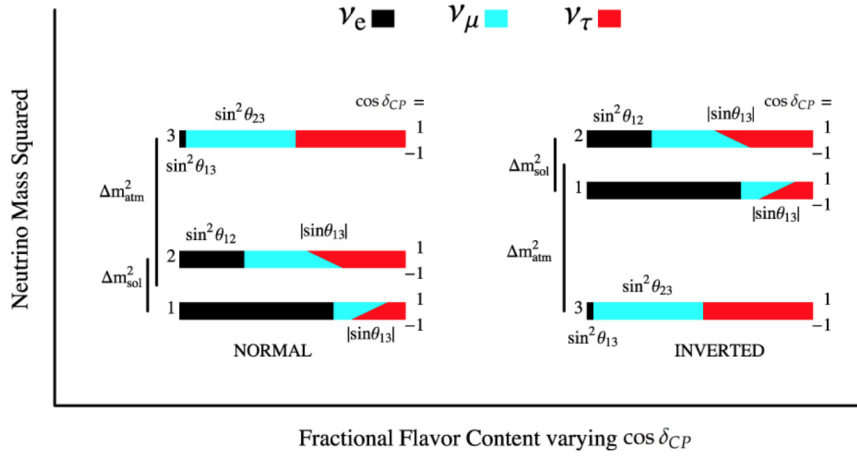


Figure 1.16 – Deux façon d’ordonner les états propres de masse, à gauche la hiérarchie normale, à gauche la hiérarchie dite inversée. Les différentes couleurs indiquent la proportion de chacun des états propres de saveurs dans les états propres de masse.

il est difficile de mesurer le signe de ces différences du carré des masses, celles-ci étant présentes dans un \sin^2 au premier ordre dans les probabilités d’oscillations. Le signe de Δm_{\odot}^2 a été déterminé grâce aux effets d’oscillations dans la matière dans le soleil. Le signe de Δm_{atm}^2 , permettant de savoir si ν_3 est plus massif que le couple ν_1/ν_2 (*normal hierarchy* ou *normal ordering*, hiérarchie normale) ou s’il l’est moins (*inversed hierarchy* ou *inversed ordering*, hiérarchie inverse) reste à ce jour une question ouverte. La détermination du signe des différences passe par la mesure des oscillations dans la matière, et notamment avec des expériences de très longue *baseline*, où le détecteur lointain est placé plus de 1000 km de la source et par une analyse combinée des neutrinos atmosphériques et des neutrinos auprès d’accélérateurs [43]. Dans le futur, les expériences JUNO [44, 45], PINGU [46] et ORCA [47] devraient avoir une sensibilité à la hiérarchie de masse. En ce qui concerne l’expérience T2K qui nous intéresse ici (voir le chapitre 2), la différence entre les probabilités d’apparition de ν_e et de $\bar{\nu}_e$ est de l’ordre de $\pm 10\%$ (positif pour les ν_e et négatif pour les $\bar{\nu}_e$ dans le cas de la hiérarchie normale, et l’inverse pour la hiérarchie inverse). Cette différence est relativement faible comparée à d’autres expériences de *long-baseline*, ce qui s’explique à la fois par la relativement faible distance entre le point de production et celui de détection (295 km) et par une densité de matière faible dans la croûte terrestre à cet endroit [48].

Une autre inconnue, à laquelle les oscillations de neutrinos ne peuvent répondre, est la masse absolue des neutrinos. La cosmologie observationnelle a donné une première contrainte sur la somme de la masse des neutrinos de :

$$\sum_{i=1}^3 m_i < 0.12 \text{ eV} \quad (1.48)$$

comme intervalle de confiance à 95% [49, 50]. Cependant cette mesure dépend grandement des modèles cosmologiques. Une autre mesure de cette masse est possible en observant la fin du spectre en énergie de désintégration β : l’énergie maximale atteinte par les électrons dépend en effet de la masse du $\bar{\nu}_e$ produit (Fig.1.17). Cette mesure est extrêmement difficile à

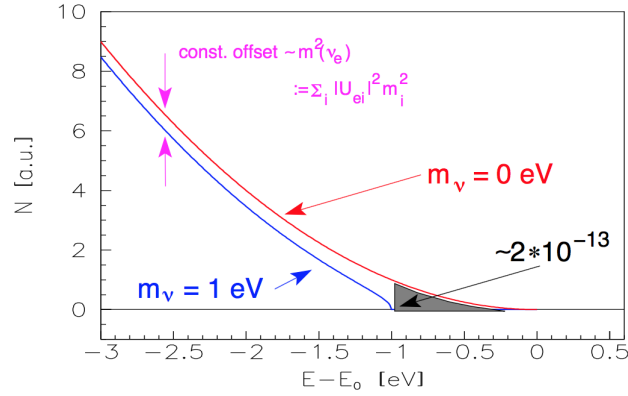


Figure 1.17 – Spectre en énergie de l'électron émis par désintégration β du tritium. La courbe en rouge représente le spectre si les neutrinos n'ont pas de masse, celle en bleu est le spectre pour un neutrino massif avec $m_\nu = 1$ eV.

faire, notamment au vue du peu de différence entre les points d'arrivée des spectres, la masse des neutrinos étant faible. L'expérience KATRIN, basée sur la spectrométrie des électrons émis par la désintégration β de noyaux de Tritium devrait atteindre une sensibilité de l'ordre de $m_\nu \simeq 0.2$ eV [51].

1.5.2 Secteur solaire : θ_{12} et Δm_{\odot}^2

Le secteur solaire, θ_{12} et Δm_{\odot}^2 est basé sur la mesure de la disparition des ν_e et $\bar{\nu}_e$. Les candidats pour mesurer ce processus sont donc les ν_e solaires et les $\bar{\nu}_e$ produits par les réacteurs. Comme le montre la Fig.1.18 le L/E [km/MeV] qui maximise cette probabilité est de l'ordre de la dizaine. Dans le cas des neutrinos de réacteurs, l'énergie des $\bar{\nu}_e$ étant de l'ordre de la dizaine de MeV, le détecteur doit être placé à grande distance des réacteurs (plus d'une centaine de kilomètres) . Pour ce ratio L/E on peut simplifier la probabilité de survie des ν_e (qui est la même que pour les $\bar{\nu}_e$ si la symétrie CPT est respectée) et l'écrire comme :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} \simeq \cos^2 \theta_{13} - \cos^2 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \frac{\Delta m_{\odot}^2 L}{4E} + \sin^4 \theta_{13} \quad (1.49)$$

Les expériences SNO [29], Kamiokande [25] puis Super-Kamiokande [52] utilisent la détection de neutrinos solaires sur l'eau. L'expérience Borexino [53] la détection sur un scintillateur liquide. Les expériences Gallex [22], SAGE [23] et GNO [24] sont elles basées sur la capture de ces neutrinos solaires par le gallium. De son côté l'expérience KamLAND [36] utilise les $\bar{\nu}_e$ venant de réacteurs.

La connaissance actuelle sur le secteur solaire permet d'écrire [18] :

$$\Delta m_{sol}^2 = \Delta m_{12}^2 = (7.4 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad (1.50)$$

$$\sin^2 \theta_{12} = 0.307 \pm 0.013 \quad (1.51)$$

L'expérience T2K n'a aucune sensibilité à ces paramètres.

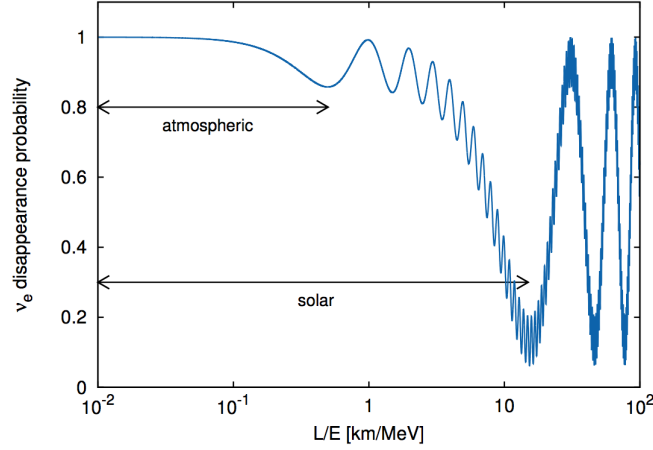


Figure 1.18 – Probabilité de disparition des ν_e en fonction de L/E [km/MeV].

1.5.3 Secteur atmosphérique : θ_{23} et Δm_{32}^2

De la même façon que pour le secteur solaire, le secteur atmosphérique est accessible principalement par l'étude d'un processus : la disparition des ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$. On cherche à se placer à un rapport $L/E \simeq 500$ km/MeV pour lequel la probabilité de disparition devient :

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu} \simeq 1 - (\sin^2 2\theta_{23} \cos^4 \theta_{13} + \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \quad (1.52)$$

Il est possible d'étudier ce processus à l'aide des neutrinos produits par l'interaction de rayons cosmiques dans la haute atmosphère, pour lesquels il est possible d'avoir une grande statistique mais avec de fortes incertitudes sur le mode de production. *Super-Kamiokande* [52], *Icecube* [54], et *ANTARES* [55] étudient ces neutrinos atmosphériques. Il est aussi possible d'étudier des faisceaux de ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) produits auprès d'accélérateurs, permettant d'avoir un certain contrôle sur le mode de production. Les expériences *K2K* [56], *MINOS* [57] et *MINOS+* [58], *NOνA* [59] et *T2K* (chapitre 2) utilisent ce genre de procédé. La collaboration *T2K* a publié en 2012 une première analyse de la disparition de ν_μ [60] et a à ce jour la mesure la plus compétitive dans le plan $\theta_{23} - \Delta m_{32}^2$ [61] (Fig.1.19).

Il est intéressant de noter deux faits : si en première approximation la hiérarchie de masse n'impacte pas la probabilité de survie de ν_μ , lorsque l'on considère la formule de probabilité

complète à trois familles de neutrinos la mesure des paramètres atmosphériques dépend de celle-ci. Deuxièmement, du fait que l'équation 1.52 ne dépende de θ_{23} au premier ordre qu'à travers $\sin^2 2\theta_{23}$ il existe une dégénérescence entre les deux octants de θ_{23} : *lower octant* en dessous de $\theta_{23} = \frac{\pi}{4}$ et *upper-octant* au dessus.

L'état des connaissances actuelles permet d'écrire⁸ [18] :

$$\Delta m_{32}^2 = (2.45 \pm 0.05) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (\text{hiérarchie normale}) \quad (1.53)$$

$$\sin^2 \theta_{23} = 0.51 \pm 0.04 \quad (\text{hiérarchie normale}) \quad (1.54)$$

$$\Delta m_{32}^2 = (2.52 \pm 0.05) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (\text{hiérarchie inverse}) \quad (1.55)$$

$$\sin^2 \theta_{23} = 0.50 \pm 0.04 \quad (\text{hiérarchie inverse}) \quad (1.56)$$

L'expérience T2K préfère un mélange maximal dans le secteur atmosphérique. Savoir si θ_{23} est compatible avec un mélange maximal est une des questions ouvertes de la physique des oscillations.

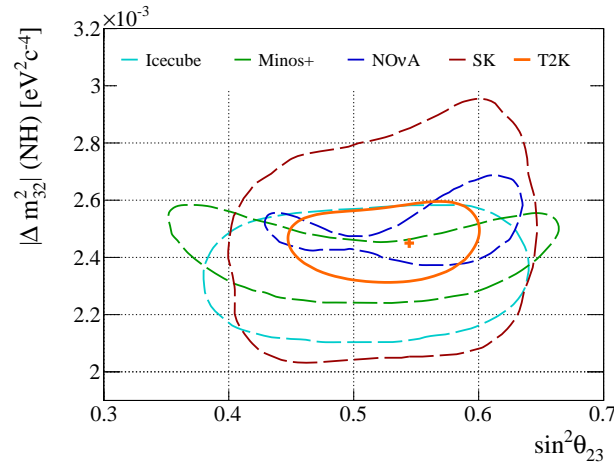


Figure 1.19 – Comparaison des intervalles de confiance à 90% dans le plan θ_{23} - Δm_{32}^2 avec les résultats des expériences T2K [61], NO ν A [64], MINOS+ [65], *Super-Kamiokande* [66] et IceCube [67]. Les contours représentent les intervalles de confiance à 90% pour la hiérarchie normale.

1.5.4 Mesure de θ_{13}

L'angle de mélange θ_{13} est le dernier des trois à avoir été mesuré, en partie car il s'agit du plus petit. Deux canaux d'analyse permettent d'extraire la valeur de θ_{13} : l'apparition de ν_e ($\bar{\nu}_e$) et la disparition de ν_e ($\bar{\nu}_e$). Les expériences de neutrinos d'accélérateur à grande distance

⁸Il s'agit là d'un état des lieux des différentes expériences. Des *global fits* ont été faits dans le cadre des oscillations à trois familles de neutrinos et ajustant les résultats des différentes expériences [62, 63]. La principale différence est que dans ce cadre, une probabilité de mélange non-maximal est préférée dans le secteur atmosphérique et $\theta_{23} \neq 45^\circ$. Il est cependant important de garder à l'esprit qu'un tel travail est extrêmement complexe, notamment lorsqu'il s'agit de traiter les différentes systématiques communes, et n'est ainsi pas libre de toute approximation.

peuvent étudier l'apparition de ν_e ($\bar{\nu}_e$) dans le faisceau de ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$). C'est l'expérience T2K en premier qui donna de premiers indices en 2011 que cet angle n'était pas nul à 2.5σ [68] puis démontra à 7.3σ l'existence du processus $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ en 2013 [69]. L'expérience NO ν A utilise aussi ce canal depuis 2015 pour la mesure de θ_{13} [59]. La probabilité d'apparition au L/E des expériences à grande distance peut s'écrire en première approximation :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \simeq \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu} \right) - \frac{\sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23}}{2 \sin \theta_{13}} \sin \left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E_\nu} \right) \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E_\nu} \right) \sin \delta_{CP} \quad (1.57)$$

et donne donc accès à θ_{13} . Cependant comme on peut le voir, cette probabilité dépend aussi de paramètres peu ou pas connus : θ_{23} , δ_{CP} , Δm_{32}^2 et son signe⁹, impliquant une grande dégénérescence dans le résultat et donc un résultat sur θ_{13} seul moins précis.

Les expériences observant la disparition de $\bar{\nu}_e$ produits auprès des réacteurs nucléaires n'ont pas accès à tous ces paramètres mais permettent donc une plus grande précision sur θ_{13} . La probabilité de disparition des $\bar{\nu}_e$ de l'équation 1.49 à quelques centaines de mètres du réacteur (les neutrinos de réacteurs ayant une énergie de moins d'une dizaine de MeV) peut se simplifier :

$$P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \quad (1.58)$$

Cette mesure auprès des réacteurs est menée principalement par trois expériences : Daya Bay [70] en Chine, RENO [71] en Corée, et Double CHOOZ [72] en France. Le fait que cet angle est non-nul est maintenant bien établi et sa valeur mesurée est de [18] :

$$\sin^2 \theta_{13} = (2.10 \pm 0.11) \times 10^{-2} \quad (1.59)$$

1.5.5 Violation de CP : δ_{CP}

L'angle de mélange θ_{13} ayant été mesuré non-nul, la physique des oscillations s'est ouverte à un nouveau secteur : la recherche de violation de la symétrie CP dans le secteur leptonique. En effet dans la matrice PMNS, la phase de violation CP, δ_{CP} , apparaît toujours avec un terme en θ_{13} . C'est la raison pour laquelle une mesure très précise de θ_{13} avec les expériences à grande distance n'est pas possible, mais à l'inverse cette dégénérescence permet, lorsque l'on combine les mesures des réacteurs¹⁰ sur θ_{13} avec celles des expériences à grande distance d'obtenir des informations sur δ_{CP} . Comme présenté précédemment, une violation de CP passe par une mesure de différence entre les probabilités d'oscillation de neutrinos et d'anti-neutrinos. On peut le voir dans l'équation 1.57 : dans celle-ci le deuxième terme change de

⁹A travers la formule complète.

¹⁰Bien qu'une mesure de δ_{CP} soit possible uniquement avec des expériences auprès d'accélérateurs en comparant deux échantillons de ν et $\bar{\nu}$ à très hautes statistiques pour l'instant inaccessibles.

signe selon que l'on observe des neutrinos ou des anti-neutrinos, permettant en mesurant la différence entre les deux d'obtenir une certaine sensibilité à δ_{CP} . Les expériences à grande distance telles que T2K observent donc conjointement l'apparition de ν_e dans un faisceau de ν_μ et l'apparition de $\bar{\nu}_e$ dans un faisceau de $\bar{\nu}_\mu$. T2K est la première expérience à montrer des indices d'une violation de CP pour la première fois en 2016 [73] excluant la conservation de CP à 90% C.L. Cette étude, en plus de l'extraction des différents paramètres d'oscillations que T2K peut mesurer, θ_{23} , Δm_{32}^2 et θ_{13} , est le sujet principal de cette thèse et sera présenté plus en détails dans les chapitres suivants.

1.5.6 Neutrinos stériles

La contrainte sur le nombre de familles de neutrinos donnée par la largeur de la masse du boson Z implique qu'il n'existe que trois familles qui interagissent avec celui-ci et qui ont une masse inférieure à $m_Z/2$. Il est donc possible qu'il existe d'autres types de neutrinos qui n'interagiraient pas par interaction faible. Ceux-ci pourraient tout de même être détectables s'ils oscillent comme les autres neutrinos. Plusieurs expériences d'oscillation à courte distance comme LSND [74] et MiniBooNE [75] ont observé un excès dans le flux de neutrinos qui pourrait indiquer l'existence d'une quatrième famille de neutrinos avec $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2/c^4$. Cependant cette anomalie n'a pas été vue par les expériences d'oscillation à grande distance [76], dont l'expérience T2K [77], qui n'ont pas de sensibilité pour de tel Δm^2 . De plus la cosmologie observationnelle donne certaines contraintes sur le nombre de familles de neutrinos *via* les mesures du fond diffus cosmologique et du *clustering* des galaxies qui favorisent l'existence de trois familles seulement [78]. L'étude des neutrinos stériles sont un des sujets brûlants de la physique des neutrinos de nos jours, et leur existence est en cours d'étude.

1.5.7 Neutrinos de Dirac ou de Majorana

Comme présenté dans la section 1.2.3, le type du neutrino, Dirac ou Majorana est toujours une question ouverte. Il ne s'agit pas d'une question à laquelle les oscillations de neutrinos peuvent répondre. Une façon de déterminer de quelle nature est le neutrino est l'observation, ou non, d'une réaction double β sans neutrino dans l'état final (Fig.1.5). Si une telle réaction est détectée, alors le neutrino est une particule de Majorana. Elle est cependant extrêmement difficile à détecter, en particulier à cause du bruit de fond constant venant des désintégrations d'éléments radioactifs dans l'environnement de l'expérience qui réduit fortement le rapport signal sur bruit. Aucun signal n'a pour l'instant été observé mais les expériences SNO+ [79], SuperNEMO [80], CUORE [81], EXO-200 [82] et MAJORANA [83] vont monter en sensibilité dans les prochaines années.

1.6 Perspectives

Plusieurs questions restent donc ouvertes dans la physique des neutrinos et aident à constituer des secteurs de recherche très actifs :

- Il y a t'il une violation de la symétrie CP dans le secteur leptonique ?
- L'angle de mélange θ_{23} est-il maximal ?
- Existe t-il des neutrinos stériles ?
- Quelle est la hiérarchie de masse des neutrinos ?
- Quelle est la masse des neutrinos ?
- Les neutrinos sont-ils de Majorana ou de Dirac ?

L'expérience T2K est capable de donner des indices sur les réponses aux trois premières questions, et en particulier sur la violation CP, sujet principal de cette thèse. Afin de répondre aux principales questions auxquelles les oscillations de neutrinos donnent la possibilité de répondre, deux expériences d'oscillation à longue distance sont en projet pour la fin de la prochaine décennie.

Hyper-Kamiokande

Hyper-Kamiokande [84] est un projet d'expérience d'oscillation de longue distance dans la continuité du programme de physique des neutrinos Japonais. Dans la lignée de *Super-Kamiokande*, *Hyper-Kamiokande* serait une cuve de 300 kt d'eau¹¹, instrumentée avec des photo-multiplicateurs commençant aux alentours de 2026. Une partie T2HK avec temps de faisceau comme pour l'expérience T2K est aussi prévu dans le projet, avec la même distance au point de production, 295 km. Le programme de physique contient l'étude de la désintégration du proton, résolution à 5σ de la violation CP pour une large part des valeurs possible de δ_{CP} , étude des neutrinos solaires, atmosphériques et venant de supernovae.

¹¹La possibilité d'avoir deux cuves d'eau instrumentées, déployées successivement est maintenant à l'ordre du jour. Il est bien évidemment difficile d'écrire ici quelque chose qui soit, et reste à jour. sur le sujet

DUNE

Aux USA, à Fermilab, une seconde expérience est en projet, DUNE (Deep Underground Neutrino Experiment) [85]. La distance entre le point de production et le détecteur lointain est plus grande (~ 1300 km) permettant une étude poussée, voire une détermination de la hiérarchie de masse. La technologie prévue est différente, avec des détecteurs proches et lointains constitués de *Time Projection Chambers* (TPC) à Argon liquide. Là aussi le programme de recherche contient une résolution de la violation CP, étude de la désintégration du proton, des neutrinos venant de supernovae. Elle aussi devrait commencer à prendre des données aux alentours de 2026.

2

L'EXPÉRIENCE T2K

Sommaire

2.1 Motivations	41
2.1.1 Disparition de ν_μ : mesure de θ_{23} et Δm_{32}^2	41
2.1.2 Apparition de ν_e : mesure de θ_{13} et de δ_{CP}	43
2.1.3 Disparition de $\bar{\nu}_\mu$ et apparition de $\bar{\nu}_e$: mesure de δ_{CP}	43
2.2 Données de T2K	45
2.3 Le faisceau de neutrinos	46
2.3.1 J-PARC	46
2.3.1.a L'accélérateur de protons	46
2.3.1.b Ligne de faisceau de neutrinos	48
2.3.1.c Muon Monitor (MUMON) et détecteurs à émulsions	51
2.3.2 Hadroproduction, NA61/SHINE et mesure du flux	51
2.3.2.a Prédiction du flux de neutrinos	52
2.3.2.b De l'intérêt d'une expérience indépendante d'hadroproduction	53
2.3.2.c NA61/SHINE	55
2.3.3 Faisceau de neutrinos hors-axe	56
2.4 Le détecteur proche : ND280	58
2.4.1 Sur l'axe du faisceau : INGRID	59
2.4.2 Hors-axe : ND280	60
2.4.2.a L'aimant UA1/NOMAD	61
2.4.2.b Side Muon Range Detector (SMRD)	62
2.4.2.c Le détecteur de π^0 (P0D)	62
2.4.2.d Calorimètres électromagnétiques (ECal)	62
2.4.3 Le <i>tracker</i> de ND280	63
2.4.3.a FGD (<i>Fine-Grained Detectors</i>)	65
2.4.3.b TPC (<i>Time Projection Chambers</i>) de ND280	66
2.4.3.c Qualité des données des TPC	71
2.5 Le détecteur lointain : <i>Super-Kamiokande</i>	78

L'expérience T2K (Tokai To Kamioka) est une expérience d'oscillations de neutrinos de seconde génération ayant initié sa prise de données en 2010. La collaboration T2K compte plus de 300 physiciens, répartis dans une soixantaine d'instituts de 12 pays différents [68]. Le but premier de l'expérience est l'observation d'apparition de ν_e dans un faisceau de ν_μ .

Dans cette optique, un faisceau de ν_μ est produit à l'accélérateur de protons de J-PARC¹, à Tokai, sur la côte est du Japon. Une première détection des neutrinos, avant oscillations, est effectuée dans le détecteur proche, *ND280*, situé à 280 m du point de production, puis une seconde, après oscillations, au détecteur lointain *Super-Kamiokande*, situé 295 km plus loin, à Kamioka.

Les objectifs initiaux de T2K étaient :

1. détecter l'apparition de ν_e dans un faisceau de ν_μ et donc mesurer l'angle de mélange θ_{13} ;
2. effectuer des mesures de haute précision de Δm_{32}^2 , et de $\sin^2(2\theta_{23})$;
3. observer une éventuelle composante en neutrinos stériles du faisceau de ν_μ ;
4. effectuer des mesures de différentes section-efficaces d'interaction de neutrinos.

Après la détection par T2K du processus $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ à 7.3σ avec seulement $\sim 8.2 \%$ de la prise de données totale approuvée par la collaboration T2K (6.63×10^{20} protons sur cible, ou *Protons On Target POT*, en mai 2013) [69], la collaboration a décidé en 2014 de prendre des données avec un faisceau de $\bar{\nu}_\mu$ dans le but d'effectuer une première mesure de δ_{CP} , la phase de violation CP.

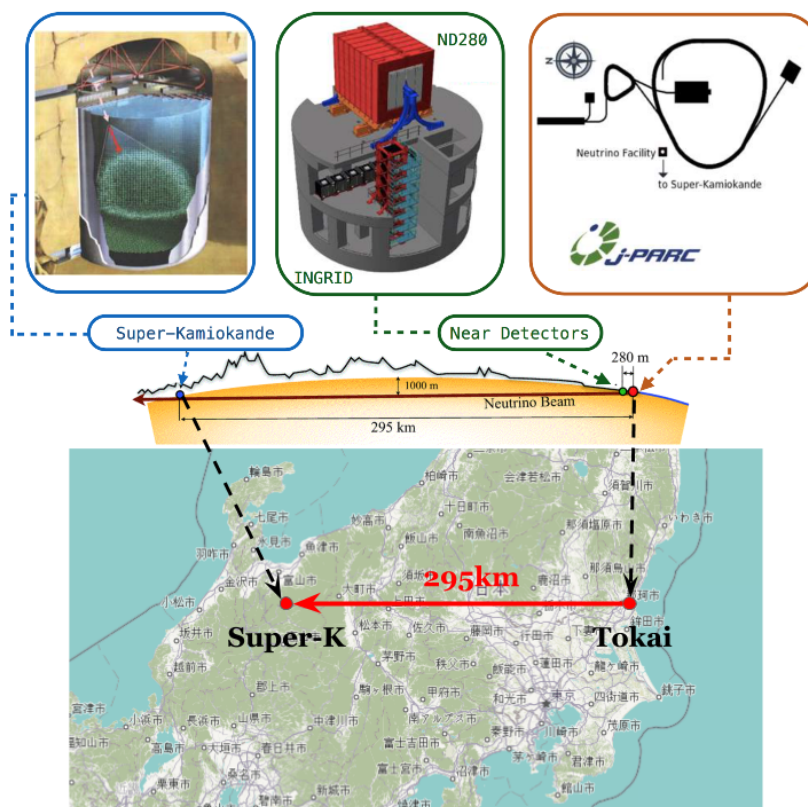


Figure 2.1 – Le trajet du faisceau de neutrino. Un faisceau de neutrinos de haute intensité est produit à J-PARC (Tokai, Mito, Préfecture d'Ibaraki, Japon). Il est dirigé vers le détecteur lointain, *Super-Kamiokande*, 295 km plus loin (Mont Kamioka, Hida, Préfecture de Gifu, Japon).

¹Japan Proton Accelerator Research Complex, construit conjointement par KEK et JAEA.

2.1 Motivations

Il est possible de décrire le mécanisme des oscillations de neutrinos avec 6 paramètres (section 1.5) : trois angles de mélange, θ_{12} , θ_{23} et θ_{13} , deux différences de masses, Δm_{12}^2 et Δm_{32}^2 , ainsi qu'une phase de violation CP, δ_{CP} .

L'expérience T2K donne accès aux mesures des angles θ_{13} , θ_{23} et à la différence de masse Δm_{32}^2 . De plus, la valeur mesurée de θ_{13} étant non-nulle, elle a une certaine sensibilité à δ_{CP} , la phase de violation CP, renforcée par la prise de données avec un faisceau de $\bar{\nu}_\mu$ (*Reverse Horn Current* ou RHC) en plus des prises de données avec un faisceau de ν_μ (*Forward Horn Current* ou FHC) depuis 2014.

L'ensemble des analyses d'oscillations produites par T2K consiste en une mesure conjointe au détecteur proche, *ND280*, et lointain, *Super-Kamiokande*. Il s'agit là d'une méthode répandue dans les expériences d'oscillations de neutrinos, dans lesquelles le flux au détecteur lointain est comparé avec celui non-oscillé du détecteur proche. Une description plus détaillée de l'analyse des oscillations, en vue de l'extraction des paramètres d'oscillations est présentée dans le chapitre 3. Les derniers résultats seront présentés et commentés dans les chapitres 4 et 5.

2.1.1 Disparition de ν_μ : mesure de θ_{23} et Δm_{32}^2

La mesure des paramètres atmosphériques θ_{23} et Δm_{32}^2 avec un grande précision est un des buts affichés par T2K. Comme présenté dans la section 1.5.3, afin d'effectuer cette mesure il est possible de détecter la disparition des ν_μ lors de la propagation entre les détecteurs proche et lointain. Il s'agit donc de comparer le flux de ν_μ aux détecteurs proche et lointain, un flux au détecteur lointain mesuré plus faible qu'attendu indique une disparition des ν_μ pendant leur propagation. La probabilité de survie d'un ν_μ en fonction de son énergie E et de la distance L (295 km dans le cas de T2K) est :

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = & 1 - 4(s_{12}^2 c_{23}^2 + s_{13}^2 s_{23}^2 c_{12}^2 + 2s_{12}s_{13}s_{23}c_{12}c_{23}\cos\delta)s_{23}^2 c_{13}^2 \sin^2 \phi_{31} \\
 & - 4(c_{12}^2 c_{23}^2 + s_{13}^2 s_{23}^2 s_{12}^2 - 2s_{12}s_{13}s_{23}c_{12}c_{23}\cos\delta)s_{23}^2 c_{13}^2 \sin^2 \phi_{32} \\
 & - 4(s_{12}^2 c_{23}^2 + s_{13}^2 s_{23}^2 c_{12}^2 + 2s_{12}s_{13}s_{23}c_{12}c_{23}\cos\delta)(c_{12}^2 c_{23}^2 + s_{13}^2 s_{23}^2 s_{12}^2 - 2s_{12}s_{13}s_{23}c_{12}c_{23}\cos\delta) \sin^2 \phi_{21}
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

avec,

$$\phi_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \tag{2.2}$$

en unités naturelles et où $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ est la différence des carrés des masses des états propres du système. En première approximation, l'équation 2.1 devient :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \simeq 1 - 4\cos^4 \theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \left[1 - \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \right] \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{23}^2 L}{E} \right) \tag{2.3}$$

Ainsi en mesurant le spectre en énergie des ν_μ au détecteur lointain, *Super-Kamiokande*, on observe un déficit en événements détectés, au alentours de 0.6 GeV, pic en énergie du flux de T2K (Fig.2.2). En étudiant le spectre en énergie des ν_μ ainsi reconstruit à *Super-Kamiokande*, on peut donc obtenir des informations sur Δm_{32}^2 et θ_{23} . Selon l'équation 2.3, la position précise du déficit en fonction de l'énergie donne des informations sur Δm_{32}^2 et la profondeur de celui ci est proportionnel à $\sin^2 2\theta_{23}$. Il s'agit donc de sélectionner des muons à *Super-Kamiokande*, produits d'interactions par courant-charge afin de reconstruire le spectre en énergie des ν_μ via l'impulsion et l'angle des muons produits par l'interaction. Comme indiqué dans la section 1.5.3, et comme on peut le voir dans l'équation 2.3, la probabilité dépend de θ_{23} à travers un $\sin^2 2\theta_{23}$. Il existe donc une dégénérescence sur l'octant (inférieur ou supérieur au mélange maximal). La mesure des paramètres atmosphériques, $|\Delta m_{32}^2|$ et θ_{23} , par T2K est à ce jour la mesure la plus précise effectuée [61].

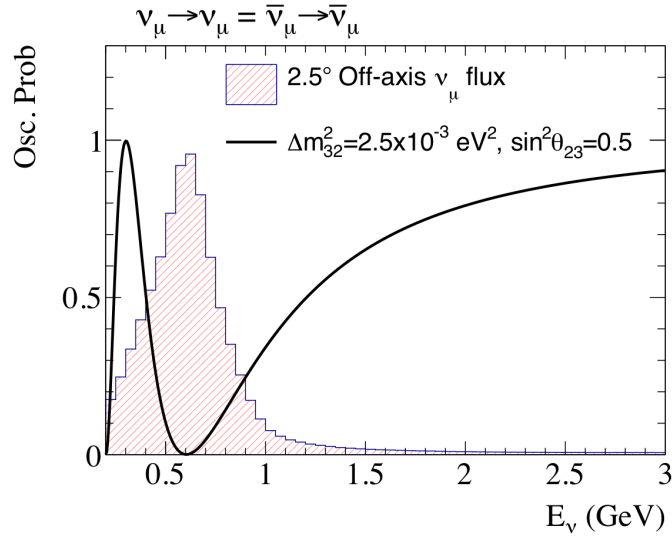


Figure 2.2 – Probabilité de disparition des ν_μ superposée au spectre des neutrinos du faisceau de T2K.

2.1.2 Apparition de ν_e : mesure de θ_{13} et de δ_{CP}

De même, observer l'apparition de ν_e dans le faisceau de ν_μ permet d'évaluer la valeur de θ_{13} . La probabilité d'apparition des ν_e au premier ordre par rapport aux effets d'oscillations dans la matière peut s'écrire :

$$\begin{aligned}
P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = & 4c_{13}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 \sin^2 \phi_{31} \left(1 + \frac{2a}{\Delta m_{31}^2} (1 - 2s_{13}^2) \right) \\
& + 8c_{13}^2 s_{12} s_{13} s_{23} (c_{12} c_{23} \cos \delta - s_{12} s_{13} s_{23}) \cos \phi_{23} \sin \phi_{31} \sin \phi_{21} \\
& - 8c_{13}^2 c_{12} c_{23} s_{12} s_{13} s_{23} \sin \delta \sin \phi_{32} \sin \phi_{31} \sin \phi_{21} \\
& + 4s_{12}^2 c_{13}^2 (c_{12}^2 c_{23}^2 + s_{12}^2 s_{23}^2 s_{13}^2 - 2c_{12} c_{23} s_{12} s_{23} s_{13} \cos \delta) \sin^2 \phi_{21} \\
& - 8c_{13}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 (1 - 2s_{13}^2) \frac{aL}{4E_\nu} \cos \phi_{32} \sin \phi_{31}
\end{aligned} \tag{2.4}$$

L'impact sur les oscillations dues à la densité ρ de matière traversée par les neutrinos est inclus dans le terme $a[\text{eV}^2/c^4] = 7.56 \times 10^{-5} \rho[\text{g/cm}^3] E_\nu[\text{GeV}]$. Si on ne garde que les termes dominants, on peut approximer par :

$$\begin{aligned}
P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \simeq & \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu} \right) \\
& - \frac{\sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23}}{2 \sin \theta_{13}} \sin \left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E_\nu} \right) \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{13}^2 L}{4E_\nu} \right) \sin \delta_{CP}
\end{aligned} \tag{2.5}$$

où $\Delta m_{13}^2 \simeq \Delta m_{23}^2$ ($|\Delta m_{12}^2|$ étant petit comparé à $|\Delta m_{23}^2|$). L'apparition de ν_e est donc maximale autour du maximum de disparition des ν_μ , approximativement à 0.6 GeV. La hauteur du pic en énergie des neutrinos électroniques détectés à *Super-Kamiokande* est donc directement proportionnelle à $\sin^2 \theta_{23} \sin^2 \theta_{13}$ et au deuxième ordre à la phase de violation CP, δ_{CP} . La méthode de détection d'apparition est très semblable à celle de disparition, mais le lepton détecté est un électron. On s'intéresse pour cette mesure à la détection au détecteur lointain des électrons produits par des interactions courant-charge. L'expérience T2K a été la première expérience à observer l'apparition de ν_e dans une faisceau de ν_μ avec une signification de 7.3σ en 2013 [69].

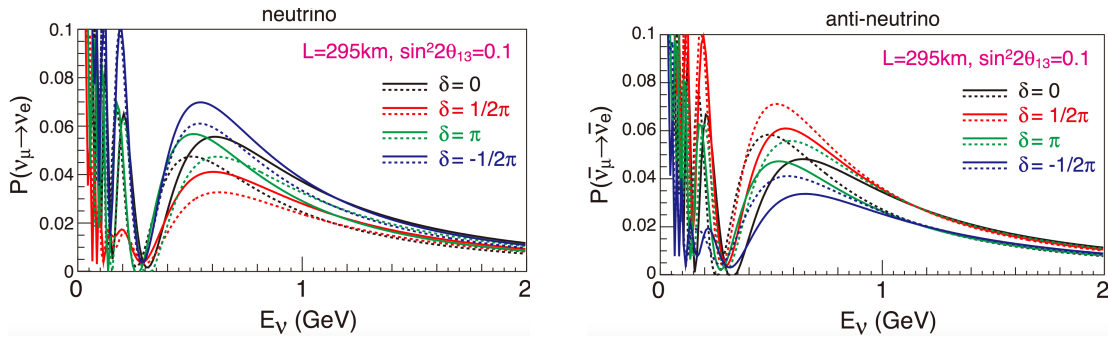
2.1.3 Disparition de $\bar{\nu}_\mu$ et apparition de $\bar{\nu}_e$: mesure de δ_{CP}

Après la mesure de θ_{13} , sa valeur étant assez grande pour qu'une expérience d'oscillations soit en mesure d'avoir des informations sur δ_{CP} , la collaboration T2K a décidé de prendre des données avec un faisceau de $\bar{\nu}_\mu$. En effet en étudiant l'apparition de $\bar{\nu}_e$ dans un faisceau de $\bar{\nu}_\mu$, dans l'équation 2.4 δ_{CP} et a changent de signe, permettant une meilleure contrainte en cas d'analyse conjointe des deux (pour s'en convaincre on peut comparer les Fig.2.3a

et Fig.2.3b). La valeur de δ_{CP} a un impact sur le nombre d'évènements de $\pm 30\%$ dans l'expérience T2K. Si $\delta_{CP} = 0, \pi$ alors la symétrie CP n'est pas violée, et les probabilités d'apparition sont égales dans les cas des ν_e et des $\bar{\nu}_e$ (dans le vide, mais différente dans la matière, de par le changement de signe de a). Si $\delta_{CP} \sim -\pi/2$ alors la probabilité d'apparition des ν_e sera plus grande tandis que celle des $\bar{\nu}_e$ sera supprimée. Dans le cas contraire, $\delta_{CP} \sim +\pi/2$, on obtient un effet inverse, avec un plus grande probabilité d'apparition des $\bar{\nu}_e$ et une suppression de celle des ν_e (Fig.2.3c). Les analyses d'oscillations d'anti-neutrinos reposent sur le même principe que celles avec un faisceau de ν_μ , à ceci près que les leptons sortant sont chargés positivement.

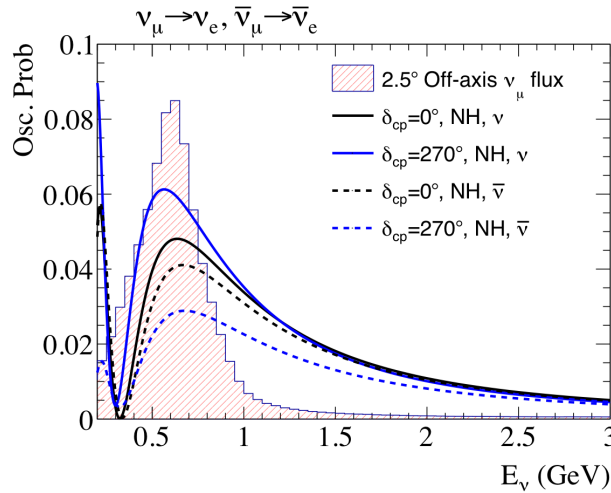
Cette observation de la disparition des $\bar{\nu}_\mu$ couplée à celle des ν_μ permet aussi une vérification de l'invariance CPT. Dans le cas où la symétrie CPT est conservée, les 3 angles de mélange d'oscillations de neutrinos, θ_{12} , θ_{13} et θ_{23} doivent être égaux à ceux des anti-neutrinos, $\bar{\theta}_{12}$, $\bar{\theta}_{13}$ et $\bar{\theta}_{23}$. Les données de T2K favorisent à ce jour la conservation de CPT [86].

Comme cela sera discuté dans le chapitre 5, T2K est la première expérience, en utilisant la contrainte des expériences de réacteur sur θ_{13} , à avoir obtenu de premiers indices sur une éventuelle violation de la symétrie CP dans le secteur leptonique [43].



(a) Probabilité d'apparition de ν_e dans un faisceau de ν_μ dans le cas de T2K.

(b) Probabilité d'apparition de $\bar{\nu}_e$ dans un faisceau de $\bar{\nu}_\mu$ dans le cas de T2K.



(c) Probabilité d'apparition de ν_e et de $\bar{\nu}_e$ pour $\delta_{CP} = 0^\circ$ et 270° superposées au spectre des ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ à T2K.

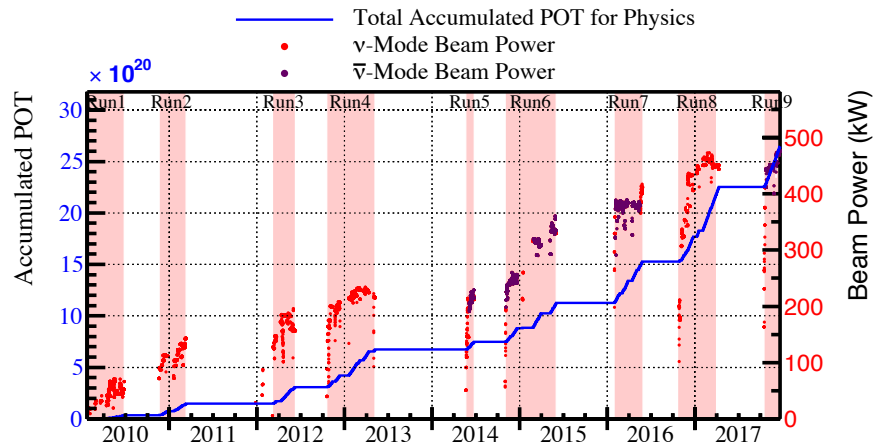
Figure 2.3 – Probabilité d'apparition des ν_e et $\bar{\nu}_e$ pour plusieurs valeurs différentes de δ_{CP} .

2.2 Données de T2K

A ce jour T2K a effectué 9 campagnes de données, ou *run*, depuis 2010. Cela correspond à un total de 2.647×10^{21} *Protons On Target* (POT), dont 1.513×10^{21} POT avec un faisceau de ν_μ (FHC) et 1.134×10^{21} POT avec un faisceau de $\bar{\nu}_\mu$ (RHC). Le Tableau.2.1 montre un historique des différents *run*, et la Fig.2.4 l'évolution du nombre de POT, et de la puissance du faisceau en fonction du temps depuis 2010.

Run	Dates	ν -mode POT ($\times 10^{20}$)	$\bar{\nu}$ -mode POT ($\times 10^{20}$)
Run 1	Janv. 2010 - Juin 2010	0.323	-
Run 2	Nov. 2010 - Mars 2011	1.108	-
Run 3	Mars 2012 - Juin 2012	1.579	-
Run 4	Oct. 2012 - Mai 2013	3.560	-
Run 5	Mai 2014 - Juin 2014	0.242	0.506
Run 6	Nov. 2014 - Juin 2015	0.190	3.505
Run 7	Févr. 2016 - Mai 2016	0.480	3.640
Run 8	Nov. 2016 - Mar. 2017	7.255	-
Run 9 (2017)	Oct. 2017 - Déc. 2017	0.205	3.731
Total	Janv. 2010 - Déc. 2017	15.13	11.34

Tableau 2.1 – Historique des différents *run* de T2K. Le *run* 9 ne comprend que la première partie du *run*, avant mars 2018.



23 Jan. 2010 - 22 Dec. 2017
 POT total: 2.65×10^{21}

ν -mode 1.51×10^{21} (57.14%)
 $\bar{\nu}$ -mode 1.14×10^{21} (42.86%)

Figure 2.4 – Nombre de protons sur cible (POT) dans l'expérience T2K depuis 2010, année du début de la campagne de prise de données.

2.3 Le faisceau de neutrinos

Le faisceau de neutrinos muoniques de T2K est produit par la désintégration de hadrons, eux-mêmes produits par l'interaction des protons accélérés à J-PARC avec une cible de graphite.

2.3.1 J-PARC

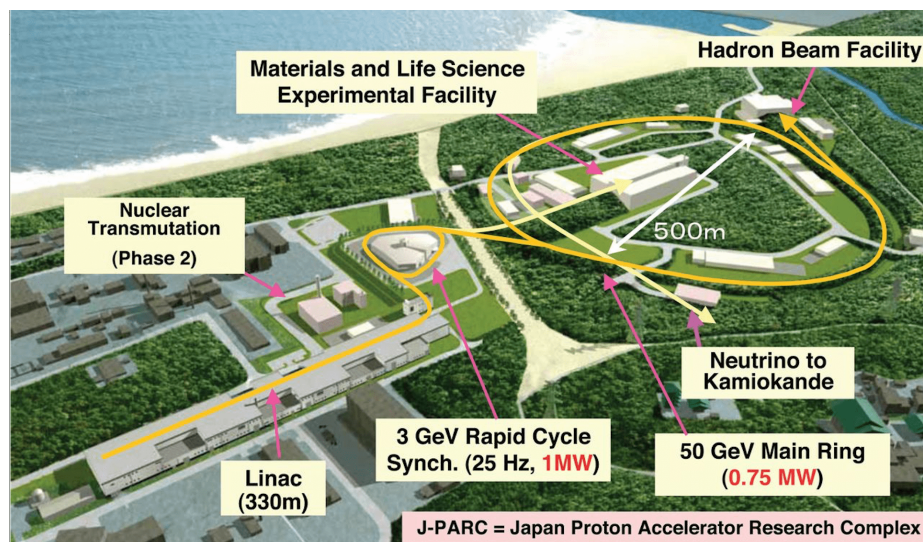


Figure 2.5 – Schéma des différents accélérateurs et lignes de faisceau de l'accélérateur J-PARC.

a L'accélérateur de protons

L'accélérateur de J-PARC [87] est constitué de trois accélérateurs :

- un accélérateur linéaire, le *Linac* qui accélère les protons jusqu'à 181 MeV ;
- un synchrotron à cycle rapide, le *RCS* qui accélère les protons jusqu'à 3 GeV ;
- un synchrotron principal, le *Main Ring* (MR) qui accélère les protons jusqu'à 30 GeV.

La première étape est la production d'ions H^- qui sont extraits de la source plasma puis accélérés dans le *LINAC* jusqu'à² 181 MeV [89]. Ce faisceau de H^- est converti en un faisceau d'ions H^+ par interaction avec un feuillet de carbone, éjectant ainsi les électrons qui se trouvent au point d'injection dans le *RCS*. Le nombre harmonique du *RCS* est de deux, et contient donc deux paquets de protons accélérés jusqu'à une énergie de 3 GeV. Environ 5 % de ces paquets sont extraits vers le *MR*, le reste étant extrait vers les lignes de faisceau de neutrons et muons du centre de recherche sur les matériaux et les sciences de la vie. Le *MR* a lui un nombre harmonique de 9. Un cycle complet injection-accélération-extraction dans le *MR* dure 2.5 s et fonctionne comme schématisé sur la Fig.2.6.

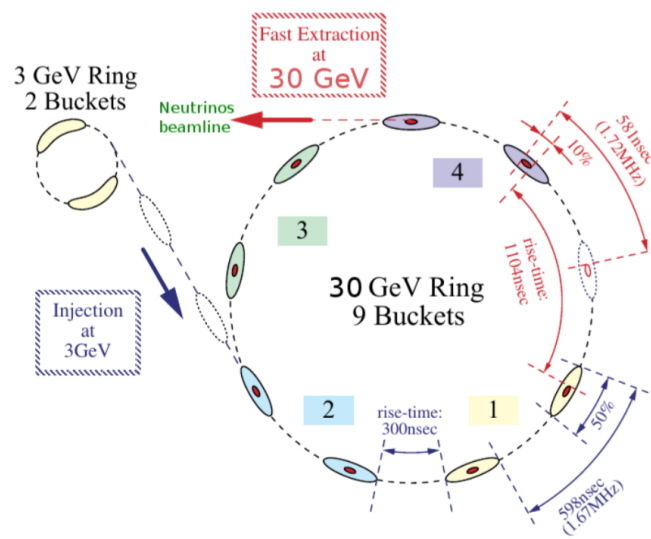


Figure 2.6 – Schéma du cycle injection-accélération-extraction du *Main Ring*, accélérateur principal de J-PARC.

Circonférence	1.567 km
Intensité du faisceau	~ 750 kW
Énergie du faisceau	~ 30 GeV
Nombre de paquets par <i>spills</i>	8
Nombre de proton par <i>spill</i>	$\sim 3 \times 10^{14}$
Cycle des <i>spills</i>	~ 0.5 Hz
Durée d'un <i>spill</i>	~ 5 μ s

Tableau 2.2 – Caractéristiques du *Main Ring*, l'accélérateur principal de J-PARC [90].

Avant la phase d'accélération jusqu'à 30 GeV, huit paquets sont injectés deux par deux par le *RCS* jusqu'à ce que 8 des 9 *buckets* soient remplis. Une fois les 30 GeV atteints, les 8 paquets sont extraits en un tour, formant un *spill*, qui dure 5 μ s et à l'intérieur duquel les 8 paquets durent 58 ns chacun.

L'intensité du faisceau de J-PARC est parmi les plus puissantes au monde pour un accélérateur

²Les 400 MeV d'accélération nominale restant encore non atteinte [88]

de protons, elle atteint maintenant 480 kW, soit plus de 250 mille milliards de protons par *spill*. Elle devrait atteindre sa puissance nominale de 750 kW avant 2020 [88].

b Ligne de faisceau de neutrinos

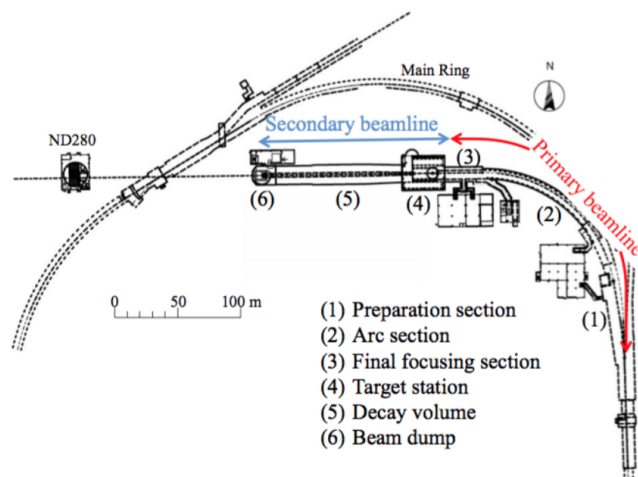


Figure 2.7 – Ligne de faisceau des neutrinos à J-PARC.

La ligne de faisceau des neutrinos est composée de deux séquences distinctes (Fig.2.7) la ligne de faisceau primaire, qui dirige le faisceau vers *Super-Kamiokande*, et la ligne secondaire, où les protons interagissent avec la cible de graphite, produisant des hadrons qui vont par désintégration produire le faisceau de neutrinos.

Ligne de faisceau primaire

La ligne de faisceau primaire est constituée d'une section de préparation (54 m), une section en arc (147 m) et une section de focalisation (37 m).

- dans la section de préparation, le faisceau de protons extrait du *MR* est calibré à l'aide de 11 aimants normaux (quatre aimants de guidage, deux dipôles, et cinq quadripôles) afin de le préparer pour la section suivante ;
- la section en arc a pour but de détourner le faisceau dans la direction de *Super-Kamiokande*. Cela correspond à un angle de 80.7° avec un rayon de courbure de 104 m. La section est constituée de 14 doublets d'aimants supraconducteurs de type SCFM, ainsi que de trois paires d'aimants supraconducteurs de guidage pour corriger l'orbite du faisceau ;

- enfin dans la section finale, le faisceau est guidé et focalisé sur la cible de graphite. Le faisceau est courbé d'un angle de 3.637° avec l'horizontale vers le bas grâce à dix aimants normaux (quatre aimants de guidage, deux dipôles, et quatre quadripôles) afin que les détecteurs proche et lointain soient hors-axe (voir section 2.3.3).

La qualité du faisceau et ses propriétés sont mesurées par différentes stations situées dans la ligne de faisceau primaire.

L'intensité est mesurée avec une incertitude de l'ordre de 2% pour l'intensité absolue, et les fluctuations d'intensité avec une précision de 0.5%. Ce niveau de précision est atteint grâce à 5 transformateurs de courant constitués de 50 bobines toroïdales à cœur magnétique entourant le faisceau. Ceux-ci convertissent le courant induit par le passage des paquets en un nombre de protons par *spill*.

La position du centre du faisceau est mesurée avec une précision de l'ordre de $450\ \mu\text{m}$ par 21 contrôleurs électrostatiques (ESM) qui détectent les asymétries dans le champ magnétique induit par le faisceau sur quatre électrodes placées autour du tube du faisceau.

Le profil du faisceau est observé grâce à 19 contrôleurs d'émission secondaire (SSEM) constitués de trois feuillets de titane. Les protons du faisceau interagissent avec les feuillets, produisant des électrons secondaires qui dérivent alors vers une anode, informant sur le profil du faisceau avec une précision de $200\ \mu\text{m}$ sur la largeur du faisceau. Contrairement aux autres éléments de mesure des caractéristiques du faisceau, celle-ci est invasive et entraîne une perte de 0.005 % en intensité. Aussi les feuillets ne sont présents que lors des phases de réglages et retirés par la suite.

Les pertes du faisceau sont mesurées à l'aide de 50 compteurs proportionnels situés à proximité du faisceau avec une sensibilité de 16 MW. Cette mesure permet l'arrêt immédiat du faisceau en cas de pertes trop conséquentes.

Enfin, le transformateur de courant situé le plus en amont et donc le plus proche de la cible, mesure le nombre de protons envoyés sur la cible (*Proton On Target*, POT). Ce nombre est à ce jour de 2.647×10^{21} et correspond à 34% du total prévu pour l'expérience T2K, qui est de 7.8×10^{21} POT (section 2.2).

Ligne de faisceau secondaire, le faisceau de neutrinos

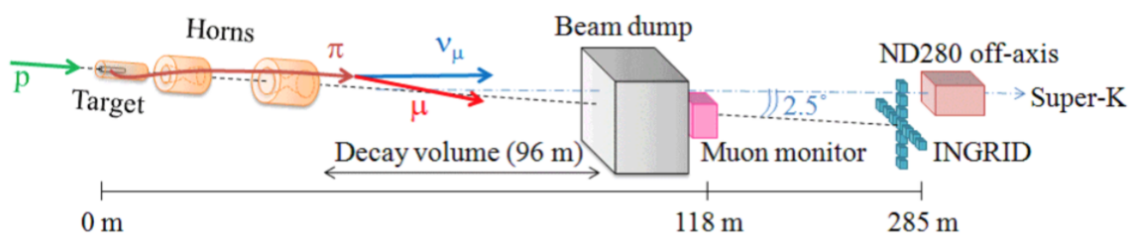


Figure 2.8 – Ligne de faisceau secondaire des neutrinos à J-PARC. Des hadrons sont produits par la collision entre les protons et la cible, puis se désintègrent pour donner des ν_μ et des μ qui seront eux arrêtés par le *beam dump*.

Une fenêtre en alliage de titane sépare le vide de la ligne primaire du bloc de la cible, premier élément de la ligne secondaire du faisceau. La ligne secondaire est placée dans un volume de 1500 m^3 rempli d'hélium sous forme gazeuse à une pression de 1013 hPa. Elle est formée en premier lieu du bloc de la cible, puis d'un tunnel de désintégration long de 96 m et enfin du *beam dump*. Le principe de production des neutrinos est le suivant : la collision des protons sur la cible de graphite produit des hadrons chargés (principalement des pions) qui vont être focalisés selon leur charge grâce aux cornes magnétiques. Les hadrons vont se désintégrer dans le tunnel de désintégration en neutrinos muoniques, qui vont former le faisceau de neutrinos, et en muons, qui seront soit arrêtés par le *beam dump* soit contrôlés en sortie (Fig.2.8).

- **le bloc de la cible** est situé 12 m sous terre. Il est constitué de plusieurs éléments : à son entrée est situé un collimateur en graphite, qui focalise les protons grâce à son ouverture de 30 mm sur la cible et protège la première corne magnétique qui entoure la cible des radiations du faisceau (Fig.2.9) ; une station de mesure du rayonnement de transition optique à l'interface entre l'hélium du bloc et un feuillet de titane placé à 45° du faisceau permet, une fois combiné avec les mesures effectuées dans la ligne primaire, de connaître la position du faisceau à plus de 0.7 mm près [91] ; la cible [92] en elle-même est placée après ce détecteur, il s'agit d'un cylindre de graphite d'une longueur de 91 cm et de 2.6 cm de diamètre. Elle est refroidie par un système de refroidissement à hélium gazeux, qui empêche le cœur de la cible d'atteindre la température de 700°C attendue pour un faisceau de 750 kW. Enfin trois cornes magnétiques [93] sont chargées de collecter et focaliser les hadrons produit par l'impact sur la cible. L'avantage de ce processus est de pouvoir facilement basculer d'un faisceau de ν_μ (*Forward Horn Current* ou FHC avec un courant de 250 kA) à un faisceau de $\bar{\nu}_\mu$ (*Reversed Horn Current* ou RHC avec un courant de -250 kA) simplement en changeant le sens du courant dans les cornes pour changer le signe des hadrons collimés (2.3.2).

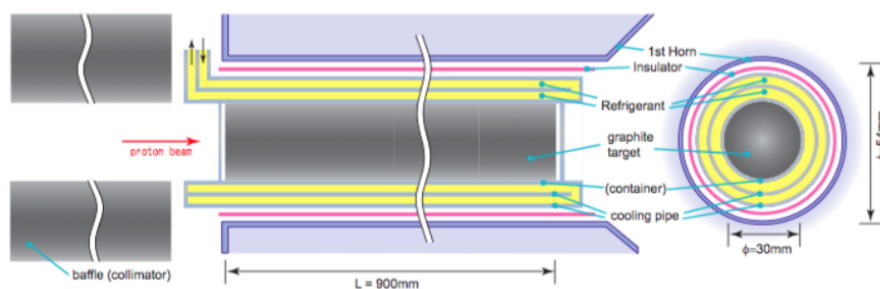


Figure 2.9 – Le bloc de la cible du faisceau de neutrinos.

- **le tunnel de désintégration** est long de 96 m. Il est rempli d'hélium afin de minimiser les interactions lors du passage des particules chargées. C'est dans ce volume que ces hadrons (principalement des pions) vont se désintégrer en un muon et un neutrino muonique selon le processus :



La longueur du tunnel a été choisie de façon à maximiser le nombre de ν_μ tout en étant assez court pour réduire la probabilité que les muons se désintègrent en neutrinos électroniques et anti-neutrinos muoniques (et leurs anti-particules dans le cas d'un faisceau de $\bar{\nu}_\mu$) qui pourraient polluer le faisceau ;

- *le beam dump* est placé à la fin du tunnel de désintégration : il s'agit d'un bloc de 75 tonnes de graphite (1.7 g/cm^3), de 3.174 m de long et de 4.69 m de haut. Les neutrinos traversent sans peine le bloc tandis que tout les muons et autres particules d'une énergie inférieure à $\sim 5 \text{ GeV}/c$ sont arrêtés. Ceux avec une plus grande impulsion sont soigneusement contrôlés en vue de caractériser le faisceau de neutrinos et son impureté (section 2.3.1.c).

c Muon Monitor (MUMON) et détecteurs à émulsions

L'intensité et la stabilité du faisceau de neutrino peuvent être contrôlées en mesurant le spectre des muons après le tunnel de désintégration. Les muons ayant pour parents les mêmes particules que les neutrinos du faisceau, la mesure de leurs propriétés permet d'obtenir des informations sur le faisceau de neutrinos. Le Muon Monitor (ou MUMON) [94], situé juste en aval du *beam dump*, a pour objectif de mesurer la direction du faisceau à 0.25 mrad près, ce qui correspond à une précision d'environ 3 cm sur le centre du faisceau, et de vérifier la stabilité en intensité du faisceau avec une précision de 3 %. Il est composé de deux plans de détecteurs : un premier constitué de chambres d'ionisation, pour surveiller le faisceau sur de longues périodes mais qui a une réponse lente, et un deuxième composé de photodiodes PIN en silicium, avec une réponse plus rapide et une plus grande sensibilité au bruit venant du *beam dump*.

Un détecteur constitué de films d'émulsion nucléaire est situé en aval du MUMON. Il est composé de deux modules qui mesurent respectivement le flux et l'impulsion des muons. Le flux avec une précision de 2 % et l'impulsion, mesurée par de multiple diffusion de Coulomb, avec une précision de 28 % pour un muon de 2 GeV [95].

2.3.2 Hadroproduction, NA61/SHINE et mesure du flux

Une bonne connaissance du flux attendu de neutrinos est nécessaire dans ce genre d'expérience, puisque l'ensemble même de l'extraction des paramètres d'oscillations repose sur une mesure du nombre d'événements. Aussi bien le flux des ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$), que la pollution en autres sortes de neutrinos dans le faisceau méritent donc qu'on y porte un intérêt particulier.

a Prédications du flux de neutrinos

Comme présenté dans la section 2.3.1.b la production du faisceau de ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) est basée sur la désintégration de hadrons produits par l'interaction des protons avec la cible selon le processus 2.6. Les hadrons sont majoritairement des pions π^\pm , mais peuvent être aussi des kaons chargés ou neutres. En se désintégrant dans la ligne de faisceau secondaire ces hadrons vont produire un faisceau de neutrinos constitués de quatre espèces (résumées dans le Tableau 2.3 pour un faisceau de ν_μ) :

Particle	Decay Products	Branching Fraction (%)	Flux percentage of each(all) flavor(s)				
π^+	$\rightarrow \mu^+\nu_\mu$	99.9877	Parent	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	ν_e	$\bar{\nu}_e$
	$\rightarrow e^+\nu_e$	1.23×10^{-4}					
K^+	$\rightarrow \mu^+\nu_\mu$	63.55	Secondary				
	$\rightarrow \pi^0\mu^+\nu_\mu$	3.353	π^\pm	60.0(55.6)%	41.8(2.5)%	31.9(0.4)%	2.8(0.0)%
	$\rightarrow \pi^0e^+\nu_e$	5.07	K^\pm	4.0(3.7)%	4.3(0.3)%	26.9(0.3)%	11.3(0.0)%
K_L^0	$\rightarrow \pi^-\mu^+\nu_\mu$	27.04	K_L^0	0.1(0.1)%	0.9(0.1)%	7.6(0.1)%	49.0(0.1)%
	$\rightarrow \pi^-e^+\nu_e$	40.55	Tertiary				
μ^+	$\rightarrow e^+\bar{\nu}_\mu\nu_e$	100	π^\pm	34.4(31.9)%	50.0(3.0)%	20.4(0.2)%	6.6(0.0)%
			K^\pm	1.4(1.3)%	2.6(0.2)%	10.0(0.1)%	8.8(0.0)%
			K_L^0	0.0(0.0)%	0.4(0.1)%	3.2(0.0)%	21.3(0.0)%

(a) Rapports d'embranchement de production de neutrinos pour les différents hadrons utilisés par la simulation du faisceau.

(b) Proportions de chacune des quatre espèces de neutrinos en fonction du dernier hadron dans la chaîne de production.

Tableau 2.3 – Production de neutrinos par désintégration de hadrons (dans le cas d'un faisceau de ν_μ) [89].

- **des neutrinos muoniques (ν_μ)** : jusqu'à 2 GeV principalement produits par la désintégration des pions en μ^+ et ν_μ . A plus haute énergie la plupart des ν_μ sont produits par la désintégration en deux corps des kaons chargés, de la même façon que pour les π^\pm . Finalement une part très minoritaire provient de la désintégration à trois corps des kaons chargés, et des désintégrations à deux ou trois corps des kaons neutres ;
- **des anti-neutrinos muoniques ($\bar{\nu}_\mu$)** : les contributions sont similaires à celles des ν_μ . Les pions secondaires ou tertiaires sont majoritaires et les contributions des kaons chargés ou neutres sont négligeables ;
- **des neutrinos électroniques (ν_e)** : jusqu'à 2 GeV la désintégration de muons produits par les hadrons est majoritaire. A haute énergie, la désintégration à trois corps des kaons chargés et neutres devient majoritaire ;
- **des anti-neutrinos électroniques ($\bar{\nu}_e$)** : similaire aux ν_e , à basse énergie produits de désintégration de μ , et à plus haute énergie de kaons chargés et neutres.

La décomposition du faisceau en chacune de ces différentes contributions, à la fois en FHC et RHC, peut être trouvée dans le Tableau.2.4. Un premier bruit de fond irréductible pour l'analyse d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$) est ainsi la contamination du faisceau par des

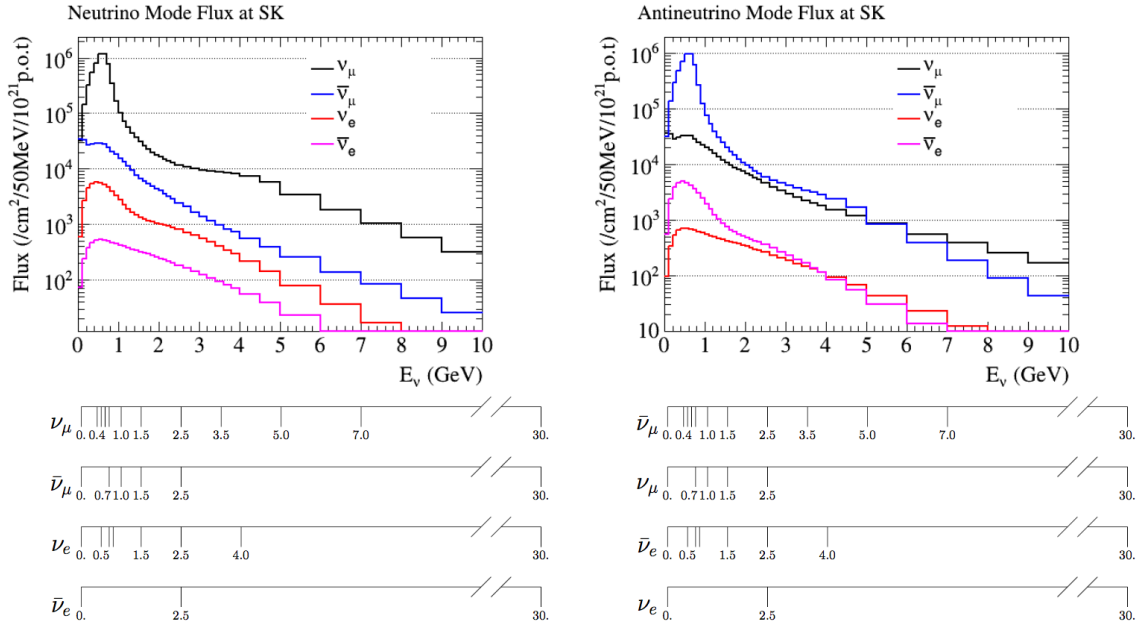


Figure 2.10 – Composantes des faisceaux en FHC (ν) à gauche et RHC ($\bar{\nu}$) à droite. Les intervalles utilisés pour le traitement des systématiques de flux sont montrés pour information.

neutrinos électroniques (de l'ordre $\sim 1\%$ du faisceau). On peut noter que, *Super-Kamiokande* n'étant pas capable de reconstruire la charge de la particule détectée et donc de faire la différence entre neutrinos et anti-neutrinos, une bonne connaissance des spectres des différentes composantes du faisceau est nécessaire. En particulier la contamination en $\bar{\nu}_\mu$ dans le faisceau de ν_μ (et en ν_μ dans le faisceau de $\bar{\nu}_\mu$).

	Fraction Totale	Sources				
		π^\pm	K_2^\pm	K_3^\pm	K_L^0	μ^\pm
ν_μ	92.438	95.5	4.2	0.2	0.1	<0.01
$\bar{\nu}_\mu$	6.397	85.8	4.0	0.2	1.2	8.8
ν_e	1.017	1.0	-	30.7	11.1	57.2
$\bar{\nu}_e$	0.148	0.4	-	13.6	76.7	9.2

(a) Faisceau FHC (ν).

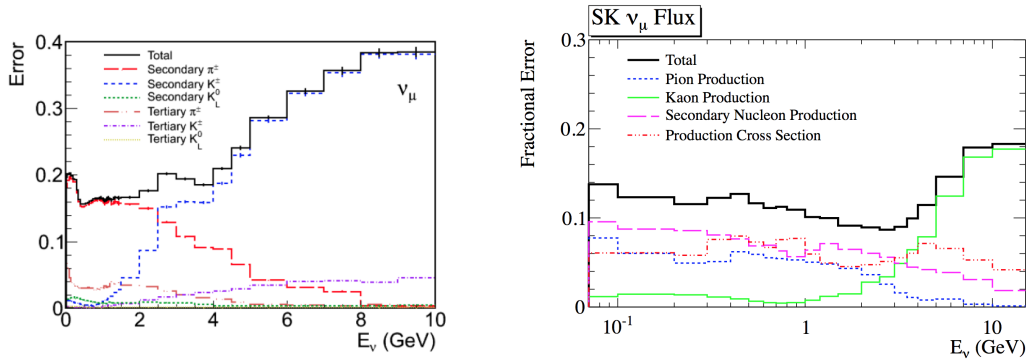
	Fraction Totale	Sources				
		π^\pm	K_2^\pm	K_3^\pm	K_L^0	μ^\pm
ν_μ	92.353	95.1	4.5	0.24	0.1	0.01
$\bar{\nu}_\mu$	6.474	85.8	4.6	0.2	1.3	8.0
ν_e	1.016	1.0	-	33.0	12.5	53.3
$\bar{\nu}_e$	0.157	0.4	-	14.7	77.6	7.2

(b) Faisceau RHC ($\bar{\nu}$).

Tableau 2.4 – Contributions en % des parents pour chacune des composantes du faisceau [89].

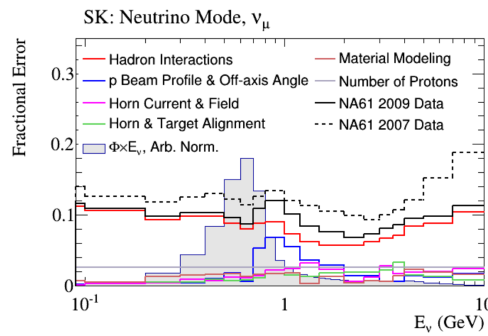
b De l'intérêt d'une expérience indépendante d'hadroproduction

Quatre espèces de neutrinos sont donc présentes à la fois dans le faisceau de ν_μ et celui de $\bar{\nu}_\mu$ et une bonne caractérisation de chacune de ces composantes est nécessaire au bon déroulement de l'analyse d'oscillation. Notamment les analyses d'apparitions nécessitent une connaissance très précise de la contamination en ν_e . Afin d'avoir une prédiction fiable du flux de chacune de ces composantes, une simulation Monte-Carlo du faisceau est utilisée, appelée JNUBEAM. La géométrie complète de la ligne de faisceau secondaire est implémentée dans GEANT3 et



(a) Dans l'analyse de T2K en 2011 [68] avec les données de NA61/SHINE de 2007 sur cible mince sur les π^\pm uniquement.

(b) Dans l'analyse de T2K en 2013 [89] avec le même lot de données de NA61/SHINE mais avec les contraintes sur la production de kaons qui permet de réduire la partie à haute énergie.



(c) Dans l'analyse de T2K en 2017 [96] avec cette fois un lot de données plus large de NA61/SHINE prises en 2009, toujours sur cible mince.

Figure 2.11 – Différentes contributions à l'incertitude sur le flux de neutrinos en fonction de l'énergie du neutrino, ici dans le cas du flux de ν_μ dans un faisceau de neutrinos, pour plusieurs analyses de T2K.

la simulation prend en entrée les caractéristiques mesurées du faisceau de protons, et des section-efficaces de production des pions et kaons mesurées par l'expérience NA61/SHINE. Les neutrinos provenant de la désintégration des pions et des kaons produits par des interactions inélastiques sur la cible de graphite et pour une certaine partie ($\sim 10\%$) sur les matériaux de la ligne de faisceau, une bonne connaissance des spectres de neutrinos passe par une bonne connaissance du spectre de ces hadrons. Comme on peut le remarquer sur les Fig.2.11a, Fig.2.11b et Fig.2.11c qui montrent les différentes contributions à l'incertitude sur le flux de neutrinos pour trois différentes analyses de T2K, en 2011 [68], 2013 [89] et 2017 [96], la principale incertitude est celle sur les section-efficaces d'hadroproduction et sa réduction a un impact considérable sur l'incertitude totale. Cela est d'autant plus important que l'incertitude sur le flux est l'une des incertitudes dominante de l'analyse des oscillations dans T2K. La réduction de l'incertitude sur les section-efficaces d'hadroproduction que l'on peut observer entre ces trois analyses est majoritairement due aux contraintes venant des données de l'expérience NA61/SHINE au CERN [97].

c NA61/SHINE

NA61/SHINE (*SPS Heavy Ion and Neutrino Experiment*) [97] est une expérience spectrométrique sur cible fixe située dans la *North Area* du CERN d'où elle tire la première partie de son nom. L'expérience a trois principaux objectifs de physique :

- mesure ancillaire d'hadroproduction pour contraindre les prédictions du flux de neutrinos pour l'expérience T2K, et depuis 2016 pour le faisceau de neutrino du Fermilab ;
- mesure ancillaire d'hadroproduction dans les interactions d'hadrons avec les principaux composants de l'atmosphère en vue de contraindre les modèles de développement des gerbes de rayons cosmiques ;
- recherche du point critique dans les interactions d'ions lourds.

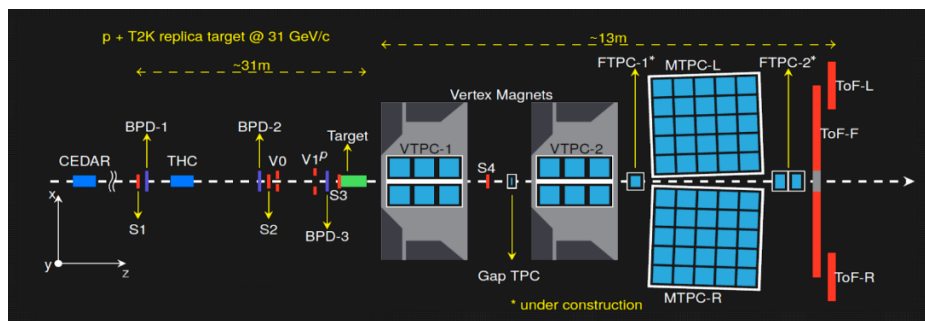


Figure 2.12 – Dispositif expérimental de l'expérience NA61/SHINE.

La mesure d'hadroproduction qui nous intéresse ici, étudie les section-efficaces de productions des différents hadrons produits par l'interaction de protons de 31 GeV du faisceau avec deux différentes cibles en graphite : une cible mince, et une cible de 91 cm de longueur (réplique de celle de T2K). L'étude des pions permet de contraindre le flux des ν_μ de basse énergie, les kaons ceux de haute énergie, et les protons nous informent sur les ré-interactions qui ont lieu dans la cible.

Des chambres à projections temporelles (voir la section 2.4.3.b pour une description détaillée de ce type de détecteur) sont utilisées pour connaître avec précision les trajectoires des particules et, en association avec le champ magnétique, l'impulsion des traces. Grâce à ces informations permettant de remonter au $\frac{dE}{dx}$ ainsi qu'à des mesures de temps de vol des particules, une bonne identification de la particule est permise. Les spectres de ces pions, kaons et protons sélectionnés sont ensuite analysés afin d'en extraire les section-efficaces de production de chacune de ces espèces dans les interactions $p + C$ et permettent ainsi une étude des différents modèles de physique hadronique. Ces analyses sont utilisées dans la modélisation de la ligne de faisceau secondaire de T2K permettant de réduire les incertitudes sur le flux de $\sim 20\%$ à $\sim 10\%$ [89]. L'analyse des données de 2009 [98] [99] [100], avec la

cible mince, sont actuellement utilisées pour les contraintes sur le flux de T2K, un travail est en cours pour inclure les données sur la cible réplique de celle de T2K dans la chaîne d'analyse [101].

2.3.3 Faisceau de neutrinos hors-axe

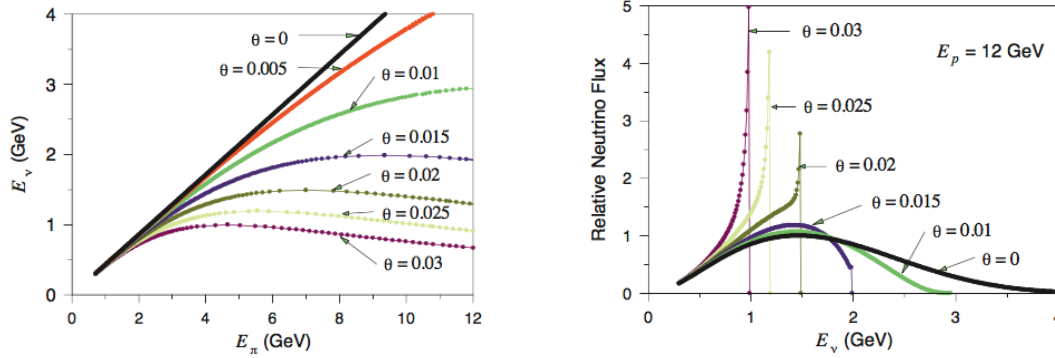


Figure 2.13 – A gauche : Energie E_π nécessaire à un pion pour produire un neutrino d'énergie E_ν pour plusieurs angles θ entre les deux. A droite : Flux de neutrino en fonction de leur énergie pour différents angle θ entre le pion et le neutrino.

Les deux détecteurs principaux de l'analyse d'oscillation de T2K, ND280 et *Super-Kamiokande* ne sont pas alignés avec l'axe du faisceau de neutrinos mais en sont décalés intentionnellement d'un angle de 2.5° . L'avantage d'un tel dispositif est d'obtenir un faisceau avec un spectre en énergie plus fin et piqué, tout en réduisant la queue de distribution à haute énergie, permettant de réduire des bruits de fond potentiels tels que les interactions courant-neutre (NC) ou courant-charge autre que courant-charge quasi élastique (CCQE), dominantes à plus hautes énergies, ainsi que la contamination du faisceau en ν_e ($\bar{\nu}_e$). Pour comprendre comment fonctionne ce mécanisme en détail, prenons l'exemple d'un faisceau pur de π^+ produit par les interactions du faisceau de proton avec la cible en graphite. Les pions se désintègrent selon $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, et dans le référentiel du centre de masse du pion, par conservation du quadri-vecteur énergie-impulsion, le neutrino a une énergie maximale :

$$E_{\nu,Max}^* = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi} = 29.8 \text{ MeV} \quad (2.7)$$

avec * indiquant que l'on se trouve dans le référentiel du centre de masse du pion. Tant que le quadri-vecteur énergie-impulsion du neutrino $|\mathbf{P}_\nu| \gg m_\nu$, on peut écrire, toujours dans le référentiel du centre de masse du pion :

$$\mathbf{P}_\nu = (E_\nu, E_\nu \sin \theta, 0, E_\nu \cos \theta) \quad (2.8)$$

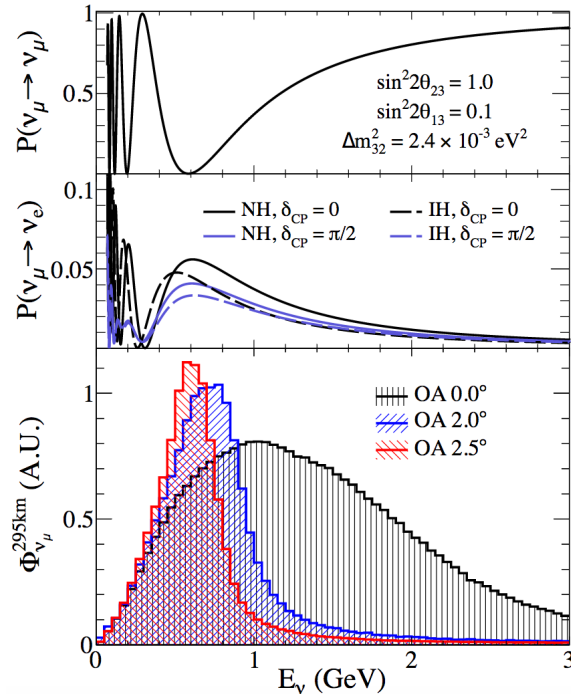


Figure 2.14 – Spectre en énergie du faisceau de neutrinos pour plusieurs angles hors-axe.

On peut maintenant passer dans le référentiel du laboratoire avec une transformation de Lorentz, et écrire l'égalité suivante :

$$\mathbf{P}_\nu = (E_\nu, E_\nu \sin \theta, 0, E_\nu \cos \theta) = (\gamma E_\nu^* (1 + \beta \cos \theta^*), E_\nu^* \sin \theta^*, 0, E_\nu^* (\beta + \cos \theta^*)) \quad (2.9)$$

où $\gamma = E_\pi/m_\pi$ et $\beta = v_\pi/c$, avec v_π la norme du vecteur vitesse du pion dans le référentiel du laboratoire. En utilisant les deuxième et quatrième composantes, on trouve une relation entre l'angle dans les deux référentiels [102] :

$$\tan \theta = \frac{E_\nu^* \sin \theta^*}{\gamma E_\nu^* (\beta + \cos \theta^*)} \simeq \frac{E_\nu^* \sin \theta^*}{E_\nu} \quad (2.10)$$

Comme $\sin \theta^* \leq 1$, et qu'il existe une énergie maximale pour le neutrino dans le référentiel du centre de masse du pion selon (2.7), on en déduit qu'il existe une énergie maximale pour les neutrinos dans le référentiel du laboratoire pour chaque angle θ :

$$E_\nu \leq \frac{E_{\nu, Max}^*}{\tan \theta} \quad (2.11)$$

La partie gauche de la Fig.2.13 montre l'énergie du pion nécessaire pour produire un neutrino d'énergie E_ν , et ce pour plusieurs angles. On observe effectivement que pour des angles non-nuls, il existe une énergie maximale accessible au neutrino, et ce quelle que soit l'énergie du pion initial. Lorsque l'énergie maximale des neutrinos (2.11) est inférieure à l'énergie du pion initial, on obtient un flux de neutrinos très concentré autour de la valeur maximale (2.11). En effet, un grand nombre de pions de plus haute énergie se désintègrent en un neutrino d'une énergie proche de cette énergie maximale, comme le montre la partie droite de la Fig.2.13. Si l'on prend maintenant en compte une vision plus réaliste du faisceau

de pions, les conclusions que l'on vient de tirer sur le faisceau de neutrinos restent cependant les mêmes, bien que le pic en énergie soit dans ce cas plus large.

La figure Fig.2.14 montre le spectre en énergie du faisceau de neutrinos pour plusieurs angles hors-axe. L'angle de 2.5° (~ 43 mrad) a été choisi de manière à ce que le pic en énergie corresponde au maximum de probabilité de disparition des ν_μ à une distance de 295 km du point de production, à *Super-Kamiokande* [103].

2.4 Le détecteur proche : ND280

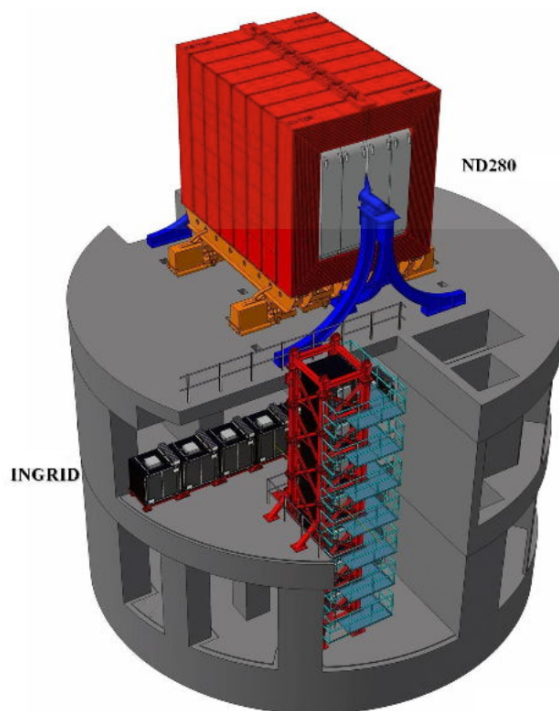
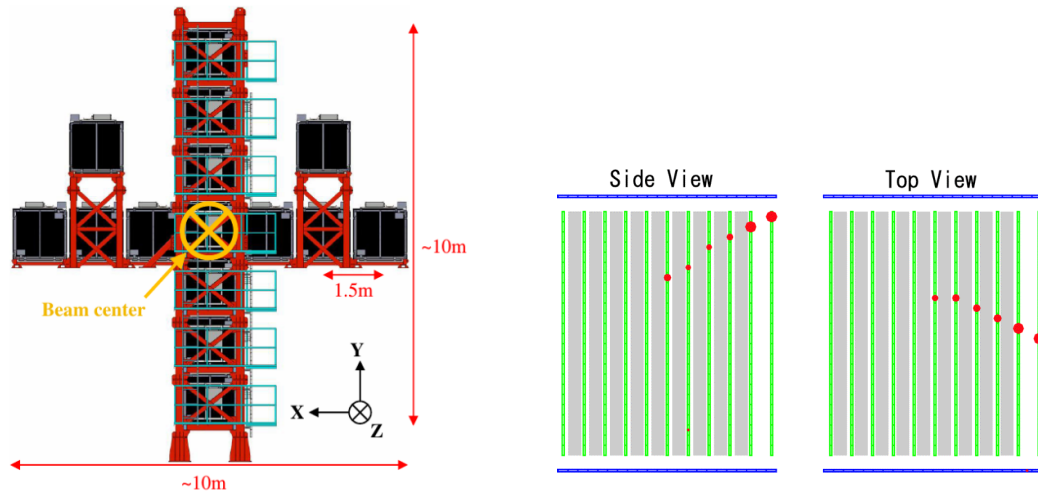


Figure 2.15 – Vue d'ensemble des deux détecteurs proche de T2K.

L'expérience T2K étudie l'oscillation de neutrinos muoniques hors axe entre le complexe de J-PARC et *Super-Kamiokande*. La composition du faisceau, son alignement, son spectre en énergie et les section-efficaces d'interaction de neutrinos sont mesurés avant oscillation, à 280 m de la cible, par un ensemble de détecteurs. Ce complexe est formé d'un détecteur, INGRID, situé sur l'axe du faisceau, chargé de surveiller le profil du faisceau, et d'un détecteur hors-axe, ND280, pour effectuer une première détection des neutrinos avant oscillation et en extraire des informations sur le flux et les section-efficaces d'interaction. Ces deux détecteurs sont aussi utilisés pour les différentes analyses de section-efficaces d'interaction de neutrinos publiées par T2K [104, 105, 106].

2.4.1 Sur l'axe du faisceau : INGRID



(a) Schéma du détecteur INGRID dans le plan x-y perpendiculaire à la direction du faisceau de neutrino.

(b) Événement typique dans le détecteur INGRID vu du dessus et de côté. Le scintillateur est en vert, les plaques de fer en gris et les scintillateurs véto en bleu. En rouge, l'énergie déposée dans une cellule, la taille du cercle étant proportionnelle à l'énergie.

Figure 2.16 – INGRID

Le détecteur INGRID (*Interactive Neutrino GRID*) [60] est formé de 14 modules identiques placés en croix autour du centre du faisceau (deux vecteurs de 6 modules selon les axes³ x et y perpendiculaires à la direction du faisceau avec en son centre, se chevauchant dans la direction z du faisceau, deux autres modules) et deux modules additionnels du même type placés en diagonale comme indiqué sur le schéma Fig.2.16a. Ces modules sont constitués de plans successifs de fer et de scintillateurs servant de calorimètres pour la détection de neutrinos. En comptant le nombre de neutrinos détectés dans chacun de ceux ci, INGRID échantillonne le faisceau sur une section de 10 m×10 m et permet de connaître la position du centre du faisceau de neutrinos avec une précision supérieure à 10 cm ($\simeq 0.4$ mrad à 280 m de la cible), et l'intensité du faisceau avec une précision de l'ordre de 4 %. Les deux modules hors axes permettent d'étudier la symétrie axiale du faisceau. Chacun des 16 modules est constitué de 9 plaques de fer, servant de cibles pour les interactions de neutrinos, et 11 plans de scintillateur, eux-même constitués de 48 barres scintillantes (24 horizontales et 24 verticales). Ces modules sont entourés de plans de scintillateur faisant office de véto, rejetant les évènements dans lesquels le neutrino a interagi à l'extérieur du module. Un évènement typique dans le détecteur INGRID est montré sur la Fig.2.16b.

³Dans la suite on considèrera la direction z comme étant la direction du faisceau, x l'horizontale et y la verticale.

2.4.2 Hors-axe : ND280

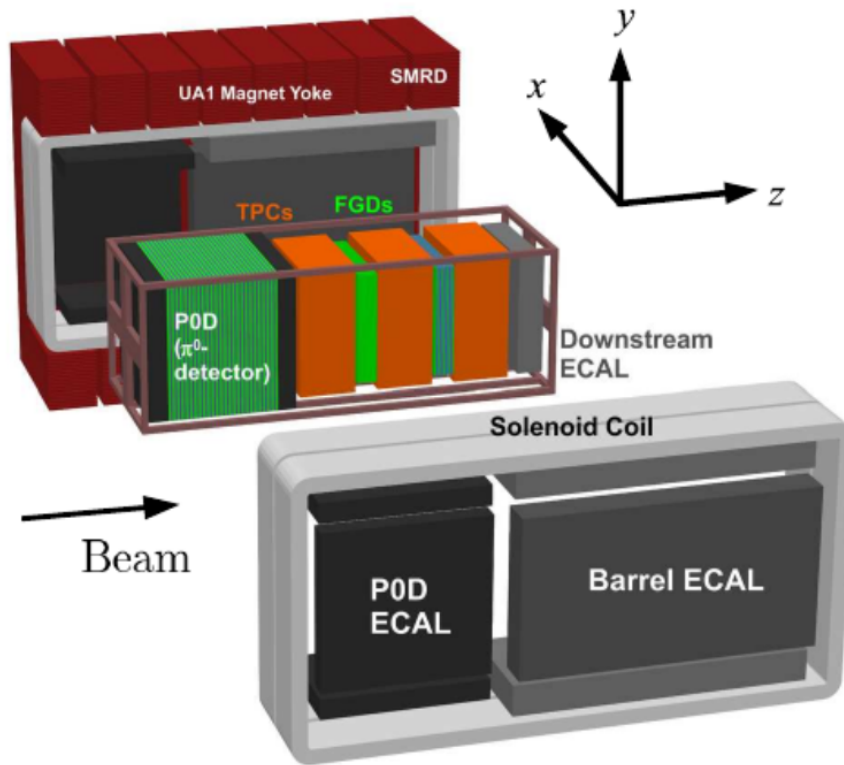


Figure 2.17 – Vue éclatée du détecteur proche ND280.

Le détecteur proche ND280 (*Near Detector* 280 m) est situé à 280 m de la cible de graphite, et est décalé d'un angle de 2.5° par rapport à l'axe du faisceau. Il a été conçu pour répondre à plusieurs objectifs :

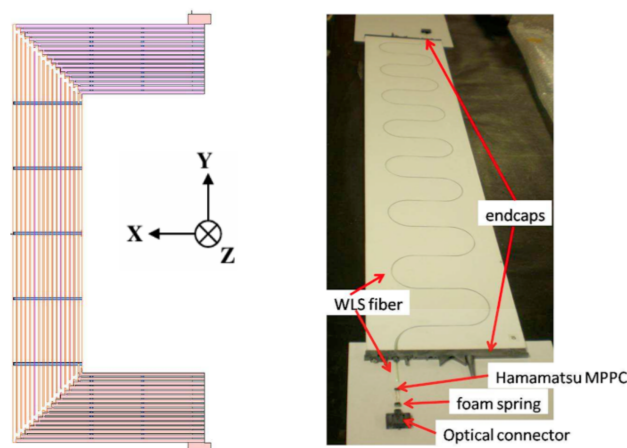
- mesurer le spectre de ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) avant oscillation, pour permettre de prédire le spectre de neutrinos attendu à *Super-Kamiokande* sans oscillations ;
- déterminer la composante de ν_e ($\bar{\nu}_e$) en fonction de l'énergie, ceux ci constituant un bruit de fond irréductible à l'analyse d'apparition de ν_e à *Super-Kamiokande* ;
- effectuer des mesures inclusives et exclusives de section-efficaces d'interaction des ν_μ et des ν_e , de façon à contraindre les modèles d'interaction de neutrinos, et prédire les différents bruits de fond à l'analyse de disparition de ν_μ et d'apparition de ν_e à *Super-Kamiokande*.

Répondre à ces objectifs est crucial pour réduire les incertitudes sur le flux et les modèles d'interactions de neutrinos qui permettent de prédire le nombre d'événements attendus dans le détecteur lointain. Son impact sera étudié plus en détail dans les chapitres 3 et 4.

Le détecteur est constitué de plusieurs sous-détecteurs : le P θ D, trois TPC et deux FGD intercalés sont placés dans un conteneur en métal, appelé *basket* ; un calorimètre électromagnétique (ECal) entoure le *basket* ; le tout est entouré de l'aimant des expériences UA1 et NOMAD instrumenté avec des scintillateurs afin de faire office de détecteur de muon (SMRD). L'ensemble du détecteur est schématisé sur la figure Fig.2.17.

a L'aimant UA1/NOMAD

L'ensemble du détecteur a été bâti autour de l'aimant anciennement utilisé par les expériences UA1 et NOMAD [107] au CERN. L'aimant fournit un champ magnétique de 0.2 T, permettant de reconstruire la charge des particules chargées produites par les interactions de neutrinos dans le détecteur et de mesurer leur impulsion avec une résolution suffisante. L'aimant est constitué de bobines d'aluminium, elles-même formées de barres d'aluminium de $5.45\text{ cm} \times 5.45\text{ cm}$ de section avec en son centre le circuit d'eau de refroidissement. Ses dimensions externes sont de $7.6\text{ m} \times 5.6\text{ m} \times 6.1\text{ m}$, pour $7\text{ m} \times 3.5\text{ m} \times 3.6\text{ m}$ à l'intérieur. L'aimant peut être séparé en deux demi-culasses magnétiques indépendantes, formées de huit éléments de la forme d'un C dans lesquels se situent les bobines, par un système de déplacement hydraulique permettant, de cette façon, d'avoir accès aux sous-détecteurs. Une coupe de l'aimant peut être vue sur la Fig.2.18a.



(a) Coupe d'une des demi-culasses magnétiques de l'aimant UA1/NOMAD.

(b) Vue d'un des compteurs scintillants du SMRD avant assemblage.

Figure 2.18 – Coupe de l'aimant UA1/NOMAD et vue d'un module du SMRD.

b Side Muon Range Detector (SMRD)

Le SMRD (*Side Muon Range Detector*) [108] est un ensemble de modules intercalés dans les interstices de 17 mm qui séparent les plaques de fer de la culasse magnétique de l'aimant (Fig.2.18a) dans les quatre faces parallèles à \vec{z} . Il remplit deux principales fonctions : faire office de veto aux muons produits à l'extérieur de ND280, qu'il s'agisse de muons cosmiques, ou de muons issus de l'interaction des neutrinos dans les murs, le sable autour de ND280 et le fer de l'aimant ; et la détection des muons produits dans le *tracker* mais s'échappant du détecteur. Chaque module est constitué de quatre plaques scintillantes de 875 mm × 167 mm × 7 mm, en polystyrène dopé (para-terphenyl et POPOP), traversée par une fibre optique convertisseur de longueur d'onde. Celle-ci est reliée à chacune de ses extrémités à un compteur de photon multi-pixel (MPPC), et serpente dans le plan de la plaque de scintillateur (Fig.2.18b). De cette manière le nombre de photo-détecteurs et de canaux d'électroniques nécessaires sont diminués en comparaison avec une architecture à fibre droite.

c Le détecteur de π^0 (P \emptyset D)

Le P \emptyset D (*Pi0 Detector*) [109] a pour but premier la mesure du taux de production de π^0 par interaction de courant-neutre (NC π^0), $\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + N + \pi^0 + X$, sur l'eau, même cible qu'à *Super-Kamiokande*. Il est composé de modules (*P \emptyset Dules*), constitués de deux plans de barres scintillantes de section triangulaire alignées sur l'axe \vec{x} pour le premier et \vec{y} pour le second. Chacune des barres est reliée à l'une des extrémités à un MPPC, tandis que l'autre est recouverte d'un dépôt métallique réfléchissant. Le P \emptyset D est formé de quatre sections distinctes (appelées *Super-P \emptyset Dules*) : l'*upstream-ECal*, placé en amont, suivi de l'*upstream water target*, de la *central water target* et du *central-ECal* (Fig.2.19). Dans les deux calorimètres électromagnétiques (*ECal*), sept *P \emptyset Dules* sont placés en alternance avec des feuilles de plomb, tandis que dans les cibles (*water-target*) treize *P \emptyset Dules* sont intercalés avec des poches pouvant être remplies d'eau ou d'air. Il est donc possible d'utiliser le P \emptyset D avec ou sans eau pour obtenir par soustraction la section-efficace NC π^0 sur l'eau. La segmentation du détecteur permet de reconstruire la majorité des traces chargées (μ et de π) et des cascades électromagnétiques (e et γ venant de la désintégration de π^0). De plus, la taille du détecteur est telle que la majorité des cascades électromagnétiques sont contenues dans le volume du détecteur. L'ensemble du P \emptyset D est entouré de 6 calorimètres électromagnétiques sur les quatre faces parallèles à l'axe \vec{z} , semblables à ceux entourant le *tracker* et décrits dans la section 2.4.2.d, qui permettent de reconstruire l'énergie des particules s'échappant du détecteur.

d Calorimètres électromagnétiques (ECal)

L'*ECal* [110] est un ensemble de calorimètres électromagnétiques entourant le *tracker* (*TPC* et *FGD*) : six *Barrel ECal* (BrECal) recouvrent les 4 faces parallèles à l'axe \vec{z} , et en aval le

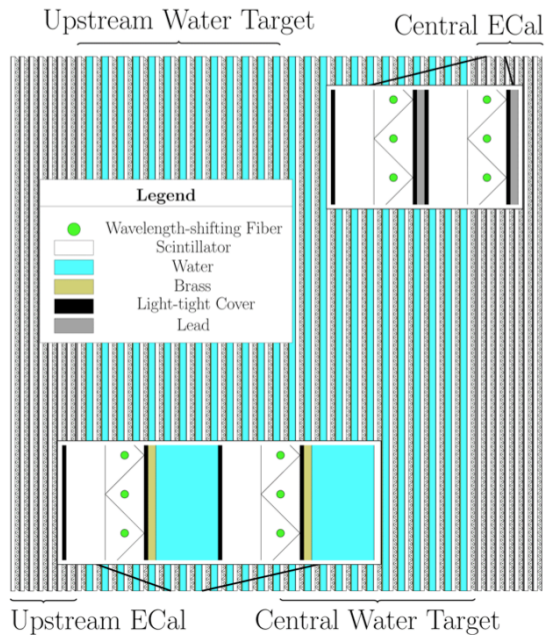


Figure 2.19 – Vue schématique du P0D dans le plan xy . Le faisceau de neutrinos vient de la gauche.

Downstream ECal (DSECal) recouvre la face du tracker perpendiculaire à z (Fig.2.17). Il est utilisé pour mesurer l'énergie et la direction des photons, principalement produits par la production de π^0 , et participe à l'identification des électrons, muons et des pions.

Chaque calorimètre est constitué de couches successives de barres scintillantes plastiques (polystyrène dopé à 1 % en POP et 0.03 % POPOP, entouré d'un revêtement réfléchissant en TiO_2 , Fig.2.22a) et de feuilles absorbantes de plomb, où chacune des couches est orientée à 90° de la précédente. Les barres sont traversées d'une fibre optique reliée à des MPPC d'un ou des deux côtés, dépendant du module, l'autre face étant recouverte d'un dépôt d'aluminium réfléchissant dans le premier cas. Les feuilles de plomb font 1.75 mm d'épaisseur (4 mm pour le P0D ECal), permettant d'augmenter la probabilité que les photons donnent des gerbes électromagnétiques ainsi que le confinement de celles-ci. Le nombre de couches (31 pour le BrECal et 34 pour le DSECal) correspond à environ dix longueurs de radiation pour les électrons (11 pour le DSECal) ce qui permet de contenir l'ensemble de l'énergie produite par la désintégration des π^0 . Le P0D ECal a une granularité réduite avec seulement six plans de scintillateur, la majorité des conversions de photons se passant dans le P0D. Il est principalement utilisé comme veto pour les particules venant d'une interaction extérieure et pour détecter les muons et les gammas s'échappant du détecteur.

2.4.3 Le tracker de ND280

L'élément principal de la détection de neutrinos dans le détecteur proche pour l'analyse d'oscillation est le *tracker*. Il est situé en aval du P0D et avant le DSECal. Il est constitué de

deux détecteurs à grains-fins, *fine-grained detectors* (FGD) intercalés entre trois chambres à projection temporelle *Time Projection Chambers* (TPC). Les deux FGD sont utilisés comme cibles pour les interactions de neutrinos, et permettent de reconstruire finement le point d'interaction. Les trois TPC permettent de reconstruire la trajectoire des particules chargées produites. Le *tracker* permet donc d'étudier les interactions de neutrinos sur le carbone (dans le premier FGD) comme sur l'oxygène (dans le deuxième FGD) tout en ayant accès à plusieurs informations sur l'évènement :

- la saveur et la conjugaison de charge du neutrino incident grâce à l'identification dans les TPC du lepton associé produit et de sa charge *via* la courbure de la trajectoire ;
- la cinématique de l'évènement grâce à la direction des traces et la courbure des trajectoires qui donne accès à l'impulsion des particules ;
- le type d'interaction avec le neutrino incident grâce à l'identification des particules dans les TPC. Il est notamment possible de répartir les évènements en plusieurs échantillons enrichis en un certain type d'interaction comme on le verra dans la section 4.1.1 ;
- avec le type d'interaction et la cinématique de l'évènement, il est possible de remonter à l'énergie du neutrino.

La Fig.2.20 montre un candidat d'évènement dans le *tracker*, où un neutrino a interagi dans le premier FGD et le muon produit par l'interaction est détecté dans la deuxième TPC.

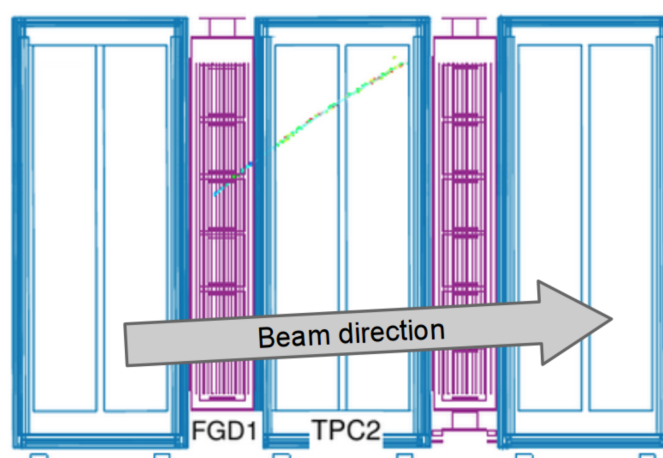


Figure 2.20 – Vue d'un candidat neutrino dans le tracker de ND280.

a FGD (*Fine-Grained Detectors*)

Les détecteurs à grains fins, *Fine-grained detector* (FGD) [111] sont, comme le P \emptyset D, constitués d'une alternance de plans de barres scintillantes plastiques (de même composition que les barres du ECal, voir 2.4.2.d) de section carrée alignées selon \vec{x} puis \vec{y} (Fig.2.21). Deux

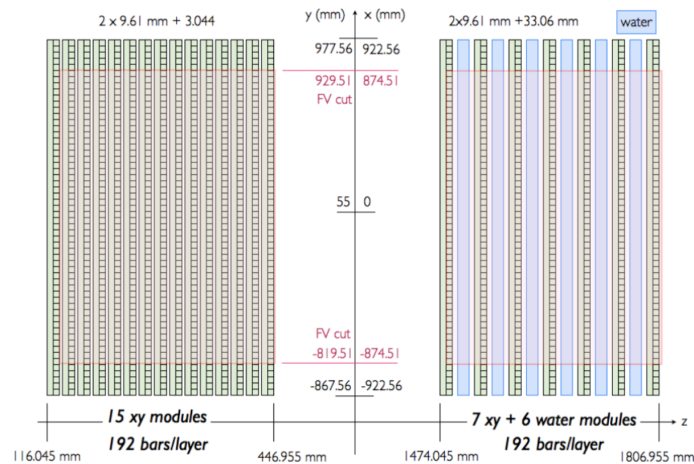
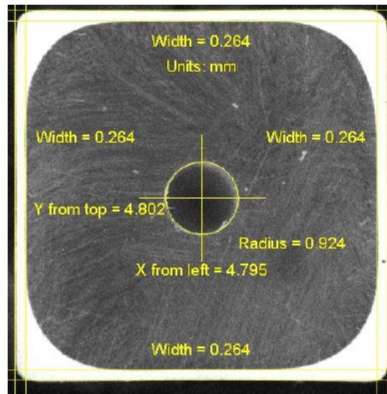
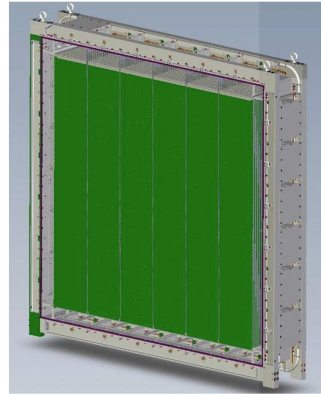


Figure 2.21 – Vue schématique de la structure des deux FGD. Les sections indiquées en rouge représentent le volume fiduciel utilisé dans les sélections d'événements utilisées pour les analyses d'oscillations.

FGD sont placés dans le *tracker* (Fig.2.17), dans le premier (FGD1), seules les barres de scintillateurs sont présentes, les noyaux de ^{12}C représentant alors la majorité des cibles d'interactions de neutrinos. Dans le deuxième (FGD2), placé plus en aval du faisceau, des sacs remplis d'eau sont intercalés entre chaque paire de plans de scintillateurs dans le but de mieux contraindre les interactions sur l'eau à *Super-Kamiokande*. Le FGD1 est constitué de quinze paires de plans, le FGD2 de sept pour des masses actives d'environ 1.19 t et 1.09 t respectivement. Chacun des plans est constitué de 192 barres de scintillateur. Le FGD1 est donc formé de 5760 barres, et le FGD2 de 2688 barres (Fig.2.21). Chaque barre mesure 9.61 mm \times 9.61 mm \times 1864.3 mm, leur finesse permettant de reconstruire les trajectoires des particules chargées produites par les interactions de neutrinos. Comme pour les barres scintillantes des calorimètres électromagnétiques, les barres sont traversées d'une fibre optique reliée à un MPPC d'un des deux côtés, l'autre face étant recouverte d'un dépôt d'aluminium réfléchissant (Fig.2.22a). Comme on le verra dans la section 4.1.1 les FGD permettent de reconstruire la trace des particules chargées, de distinguer les protons des pions, grâce à leur densité relativement grande servent de cible pour les interactions de neutrinos et surtout permettent de reconstruire le vertex de l'interaction.



(a) Photo d'une section de barre scintillante des FGD. La fibre optique passe dans le trou au milieu, la partie blanche représente le revêtement réfléchissant de TiO_2 .



(b) Vue interne d'un FGD.

Figure 2.22 – Intérieur d'un détecteur à grains fins, ou *Fine-Grained Detectors*

b TPC (*Time Projection Chambers*) de ND280

Les trois chambres à projection temporelle, *Time Projection Chamber* (TPC) [112], de ND280 sont situées de part et d'autre des FGD sur l'axe du faisceau, et sont essentielles dans le dispositif de détection d'évènements dans le *tracker*. Elles ont été conçues dans le but de détecter les différentes particules chargées avec une haute efficacité afin de compter et catégoriser les évènements, de mesurer la cinématique des particules détectées, et de les identifier pour reconstruire l'énergie du neutrino incident et connaître le contenu en saveur du faisceau de neutrinos.

Une certaine précision sur les informations reconstruites est requise pour pouvoir utiliser au mieux les TPC dans l'analyse d'oscillation :

- la précision sur l'estimation d'énergie du neutrino que l'on peut atteindre est limitée à 10% par l'impulsion de Fermi du nucléon avec lequel le neutrino interagit⁴. La résolution des TPC requise sur l'impulsion transverse (perpendiculaire au champ magnétique) est donc fixée à 10% à 1 GeV ;
- cependant, l'incertitude sur l'échelle d'impulsion doit être limitée à 2% pour ne pas impacter la mesure de Δm_{32}^2 ;
- l'identification des leptons étant nécessaire afin de connaître la proportion de ν_e ($\bar{\nu}_e$) dans le faisceau de ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$), la résolution sur les pertes d'énergie par ionisation doit

⁴ $p_F = 223 \pm 31$ MeV/c pour le ^{12}C et $p_F = 225 \pm 31$ MeV/c pour l'oxygène ^{16}O .

être meilleure que 10% (dans l'argon à 1 atm, et pour les régions en impulsion qui nous intéressent, ces pertes sont $\sim 45\%$ plus grandes pour les électrons que pour les muons).

La Fig.2.23 montre un neutrino interagissant de manière hautement inélastique dans le premier FGD. Une trajectographie très précise comme celle qu'offrent les TPC est nécessaire pour ce genre d'évènement avec un grand nombre de particules produites (même s'il s'agit ici d'un cas extrême : dans la plupart des évènements seules quelques traces sont présentes).

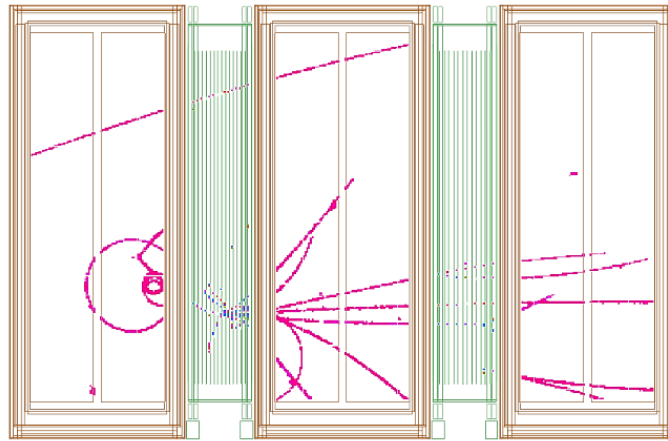


Figure 2.23 – Évènement enregistré dans le *tracker* de ND280. Un neutrino a interagi juste avant la TPC1 et un deuxième a interagi de manière hautement inélastique dans le premier FGD.

Chacune des trois TPC de ND280 est composée d'un premier compartiment rempli d'un gaz de dérive à base d'argon, lui-même contenu dans un second compartiment rempli de CO_2 . Le CO_2 sert ici d'isolant électrique, le compartiment interne étant soumis à une haute tension, et d'isolant chimique, en ralentissant la diffusion des différents gaz atmosphériques vers le compartiment interne. Un champ électrique parallèle au champ magnétique dans ND280 est produit par application d'une tension de 25 kV entre une cathode centrale dans le plan yz et les plans de lectures situés de part et d'autre de la TPC sur l'axe \vec{x} . Les dimensions totales des TPC sont de $2.3\text{ m} \times 2.4\text{ m} \times 1\text{ m}$.

Le fonctionnement des TPC peut être résumé ainsi : lorsqu'une particule chargée traverse la TPC, le gaz est ionisé sur son chemin. Les électrons ainsi produits dérivent selon \vec{x} vers un plan de lecture constitué de détecteurs micro-mégas. Les électrons traversent une zone d'amplification, après une micro-grille laissant passer les électrons et créant un champ électrique supplémentaire (27.4 kV/cm), produisant d'autres électrons qui sont ensuite détectés sur l'anode (Fig.2.25c). Les coordonnées dans le plan yz de la trajectoire sont ainsi connues. La différence de temps d'arrivée des électrons sur l'anode complète l'information sur la trajectoire, donnant ainsi son nom au type de détecteur. Cette différence de temps permet de remonter à une position relative sur l'axe \vec{x} . Pour que la position soit absolue la position d'entrée dans la TPC doit être donnée par un autre détecteur. Il est donc possible de reconstruire une trace tri-dimensionnelle dans les TPC, et ce avec une résolution spatiale inférieure ou égale à 1 mm [112]. Une vue schématique des TPC est présentée sur la Fig.2.24.

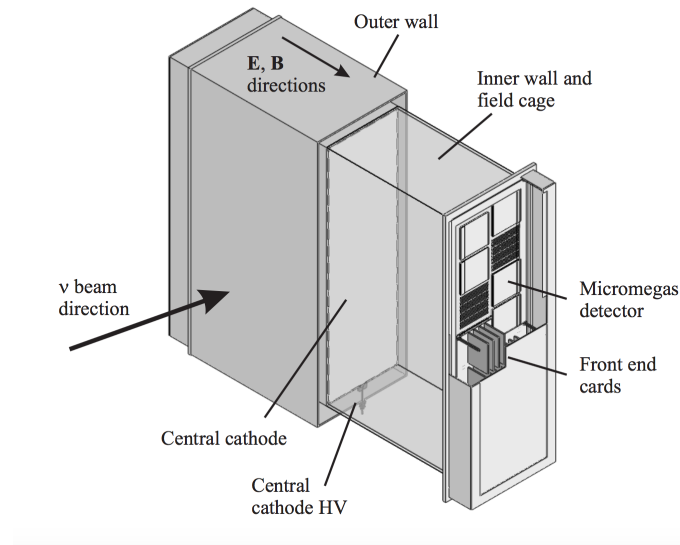


Figure 2.24 – Vue schématique des TPC.

Il y a 3000 L de gaz de dérive dans une TPC, composé à 95% d'argon, 3% de tétrafluorure et 2% d'isobutane. Ce mélange a pour avantage une bonne compatibilité avec les micro-mégas, un faible taux de recapture des électrons produit par ionisation, une vitesse de dérive des électrons assez élevée ($\sim 7.85 \text{ cm}/\mu\text{s}$), et un faible coefficient de diffusion transverse ($280 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ sans champ magnétique et $237 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ avec). Dans le gaz c'est principalement l'argon qui sert de cible à l'ionisation. L'isobutane permet d'absorber les électrons qui déclencheraient de nouvelles avalanches dans les micro-mégas, sortant ceux-ci de leur régime proportionnel. Le tétrafluorure permet d'augmenter la vitesse de dérive. Le renouvellement du gaz dans les TPC est continu, avec environ 5 renouvellements complets par jour, 90% du gaz étant recyclé à chaque cycle.

La surface de détection des trois TPC couvre environ 9 m^2 avec une segmentation de 70 mm^2 . Chacun des 6 plans de lecture des trois TPC contient 12 modules micro-mégas disposés en deux colonnes. Les deux colonnes sont légèrement décalées verticalement de manière à minimiser les zones aveugles au passage d'une particule (Fig.2.25b). Chaque module micro-mégas est constitué de 1728 blocs d'anodes arrangés en 48 lignes de 36 blocs, pour une surface totale de $36 \text{ cm} \times 34 \text{ cm}$. Le module est fabriqué sur une plaque circuit imprimé d'un seul tenant. Un réseau de pilier de polymères permettent de maintenir la micro-grille à $128 \mu\text{m}$ de la surface de la plaque (Fig.2.25a).

La haute précision exigée des TPC demande une bonne segmentation, ce qui nécessite un grand nombre de blocs d'anode. Les 36×48 blocs d'anode par micro-mégas font 124 416 chaînes d'électroniques au total pour les trois TPC. Les signaux de chacun des modules micro-mégas sont numérisés par six cartes électroniques *front end card* (FEC) directement connectées aux modules, et utilisant 4 ASIC pour mettre en forme les signaux. Les données des six FEC sont agrégées par une carte dite *front end mezzanine* (FEM) qui s'occupe de les transmettre par la suite hors du détecteur *via* un lien optique. Les données provenant des FEM sont récupérées par des *data concentrator card* (DCC), qui regroupent 4 FEM. Il y a donc 18 DCC pour l'ensemble des trois TPC. Un module d'horloge esclave relié au

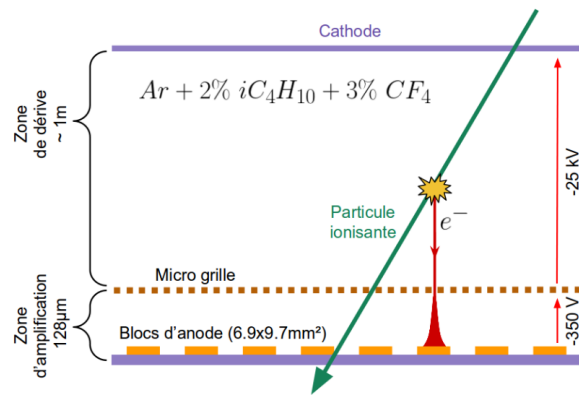
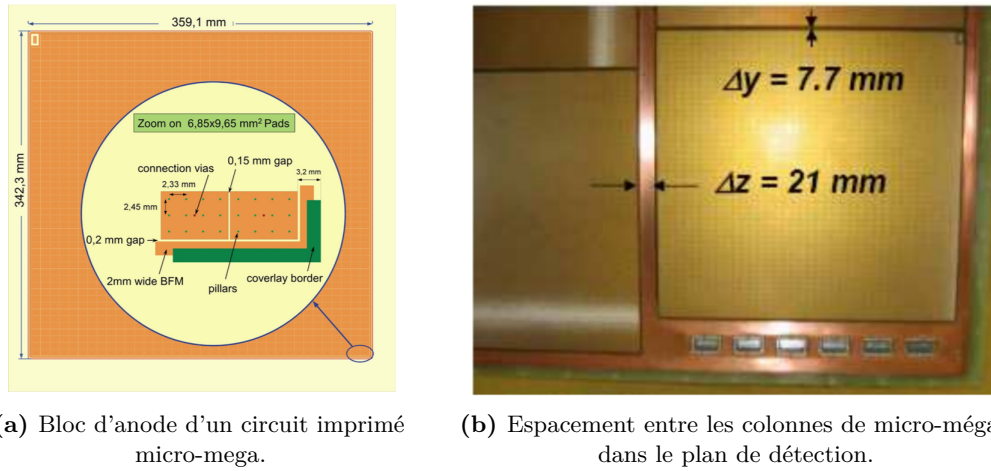


Figure 2.25 – Modules micro-mégas des TPC.

module d'horloge globale de ND280 s'occupe de dispatcher l'horloge globale ainsi que les informations de déclenchement aux différents DCC.

Le champ magnétique \vec{B} de l'aimant UA1 entourant ND280 courbe les trajectoires, et la courbure de la trace donne accès à l'impulsion de la particule. La courbure peut s'écrire $R = p_t/zB$, où z est la charge de la particule en multiple de e et p_t son impulsion transverse. L'erreur relative sur l'impulsion transverse en fonction de celle-ci est visible sur la Fig.2.26. Comme on peut s'y attendre, pour des impulsions élevées, le rayon de courbure devient très grand, la trajectoire est presque une ligne droite et la résolution est de plus en plus basse.

L'énergie déposée par unité de longueur dans les TPC ou dE/dx est utilisée pour identifier les particules. Celle-ci dépend de $\beta\gamma = p/mc$ et ainsi uniquement de leur masse (si leur impulsion a été mesurée par la courbure de leur trajectoire). Cette énergie est donnée par la formule de Bethe-Block :

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi\mathcal{N}_A r_e^2 m_e^2 c^2 \frac{Z}{A\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (2.12)$$

avec Z et A les numéros atomique et de masse de l'atome absorbeur, \mathcal{N}_A le nombre d'Avogadro, r_e et m_e le rayon et la masse de l'électron, T_{max} l'énergie cinétique maximale d'un électron

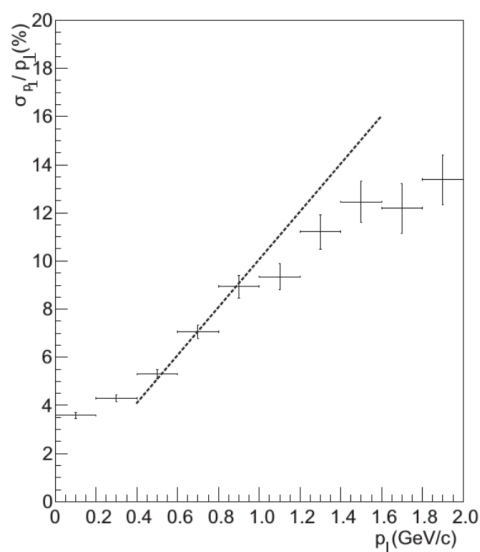


Figure 2.26 – Erreur relative sur l'impulsion transverse en fonction de celle-ci. Les points sont issus d'une simulation Monte-Carlo obtenue avec le générateur de neutrinos utilisé dans les analyses de T2K, les pointillés sont les objectifs initiaux.

éjecté, et δ une correction prenant en compte la densité du matériau. L'énergie déposée par unité de longueur par une particule dans la TPC est calculée en moyennant sur plusieurs *clusters* où l'on prend la somme des charges déposées dans les blocs centraux des micro-mégas. Comme on peut l'observer sur la Fig.2.27, la séparation des électrons et des muons est relativement bonne, mais celle des pions et des muons reste complexe, la proximité des masses des deux particules rendant la discrimination difficile.

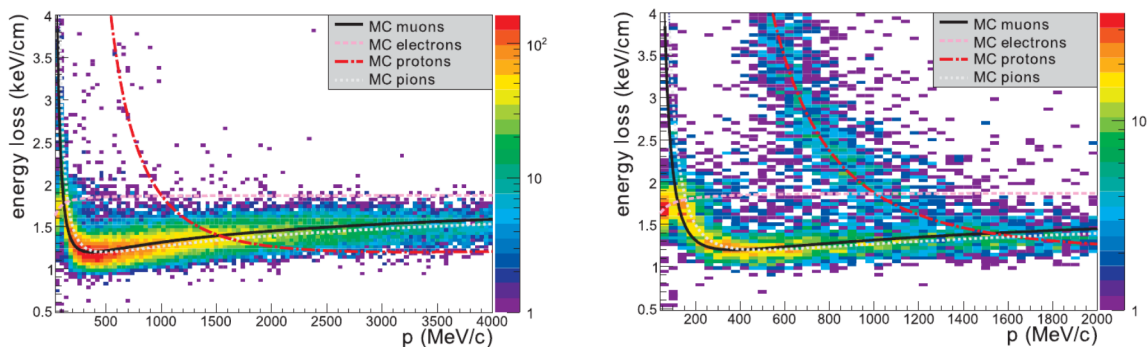


Figure 2.27 – Energie perdue par unité de longueur dans les TPC en fonction de leur impulsion. A gauche, particules chargées négativement, à droite, positivement.

Grâce à ces dispositifs, les TPC dépassent les pré-requis : l'échelle d'impulsion est connue à 0.6% près, la résolution d'énergie déposée (pour des particules aux minimum d'ionisation) est de $7.8\% \pm 0.2\%$ et la résolution en impulsion transverse est effectivement de 10% à 1 GeV [112]. Elles permettent ainsi une bonne mesure de l'impulsion des particules chargées les traversant et leur identification.

c Qualité des données des TPC

Dans les différentes analyses du détecteur proche, seules les données recueillies pendant une période où l'ensemble des sous-détecteurs ont opéré sans dysfonctionnements sont considérées. Pendant les périodes de prise de données, afin de vérifier le bon fonctionnement des sous-détecteurs de ND280, un certain nombre de mesures sont effectuées pour chacun de ceux-ci en continu, et sont analysées de manière hebdomadaire. Chaque sous-détecteur possède un responsable de la qualité des données qui effectue les mesures, ou s'assure qu'elles sont bien effectuées, et analyse les résultats. J'ai été d'octobre 2015 à octobre 2017, c'est-à-dire durant les *run 7* et *8*, responsable de la qualité de données des TPC, ou *TPC data quality expert*.

Les principaux problèmes des TPC que sont les problèmes d'alimentation ou de gaz, sont gérés de manière continue par les experts d'astreinte sur site. Ces problèmes sont détectés directement durant la prise de données et celles-ci sont alors marquées comme non-utilisables automatiquement. L'expert a pour charge de vérifier chaque semaine qu'il n'y a pas eu de dysfonctionnement dans ce processus. En plus de ces vérifications, un certain nombre de mesures sont effectuées hebdomadairement pour vérifier qu'il n'y a pas eu apparition de problèmes plus difficiles à détecter de manière continue. De cette manière on peut vérifier que le bruit de fond dans les TPC n'est pas trop haut, ni fluctuant, que le nombre d'étincelles dans le détecteur n'est pas trop grand, que les micro-mégas n'ont pas de temps de latence trop haut, qu'il n'y a pas eu de problème systématique dans la reconstruction des traces, que la mesure de perte d'énergie par unité de longueur fonctionne bien, et que l'ionisation et la diffusion transverse dans le gaz ne fluctue pas trop. Une fois toutes ces mesures analysées, en accord avec le coordinateur du *run*, il est décidé d'un statut pour les données des TPC pour la période étudiée.

Dans la suite est détaillé l'ensemble de ces mesures. L'ensemble des figures montrent les vérifications effectuées lors du *run 8*.

Piédestaux

Il est important de bien connaître le bruit électronique présent dans les TPC en l'absence de tout signal de manière à pouvoir déclencher efficacement, sans perdre d'information tout en minimisant la taille des événements enregistrés. Pour chacun des plus de 120 000 canaux de lecture les piédestaux mesurent la réponse de l'électronique en l'absence de signal. Pour la majorité des blocs, la dispersion de la distribution des piédestaux est de l'ordre de 4 unités de ADC (convertisseur analogique numérique) comme on peut le voir sur la Fig.2.28. Afin de déclencher et d'enregistrer efficacement les événements, seuls les signaux supérieurs à la valeur moyenne des piédestaux + 4.5 fois la dispersion sont enregistrés. Les vérifications des valeurs des piédestaux sont donc plus que nécessaires au bon déroulement de la prise de données.

On compare de manière régulière les piédestaux avec les valeurs de référence utilisées pour le calcul du seuil afin de vérifier leur stabilité. Ceux-ci sont mesurés lorsque qu'il n'y a pas de faisceau, ou hors des fenêtres de faisceau. La Fig.2.29 montre cette comparaison : la

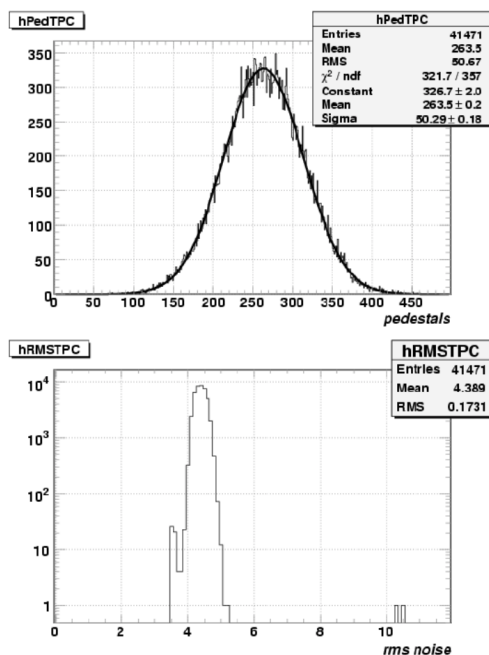


Figure 2.28 – Valeur moyenne et dispersion des piédestaux pour un plan de lecture mesurées avant la mise en place des TPC dans ND280.

différence entre les moyennes et la dispersion sont centrées en zéro, démontrant la stabilité des piédestaux. Cependant certains blocs défectueux ont une dispersion beaucoup plus grande, ils sont à ce jour au nombre de 17 comme on peut le voir sur la Fig.2.29 (nombre stable depuis 2013) mais ne sont pas utilisés pour ces vérifications.

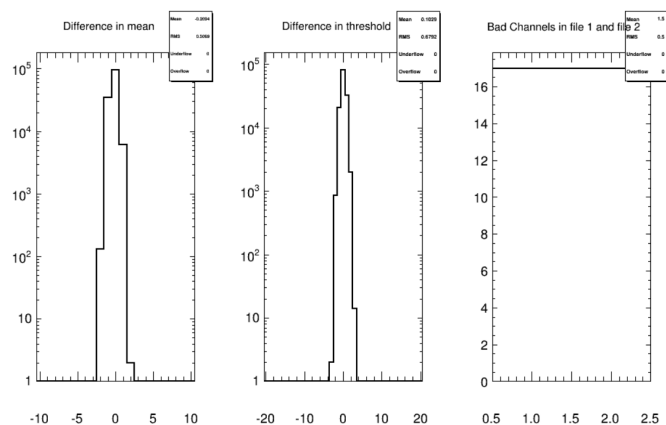


Figure 2.29 – Comparaison des piédestaux d'une semaine de mars 2017 et de ceux de référence datant de février 2017.

Étincelles

Les modules micro-mégas peuvent produire des décharges électriques de manière occasionnelle entre les blocs d'anode et la micro-grille. Chaque semaine la stabilité du nombre d'étincelles est vérifiée pour chacun des modules et de façon globale, une augmentation ou une diminution pouvant témoigner d'un problème dans le module. En moyenne on observe 2 étincelles par jour par module, ce qui fait environ 150 étincelles dans l'ensemble des trois TPC par jour. Comme on peut l'observer sur la Fig.2.30, ce nombre est relativement constant sur l'ensemble du *run* 8.

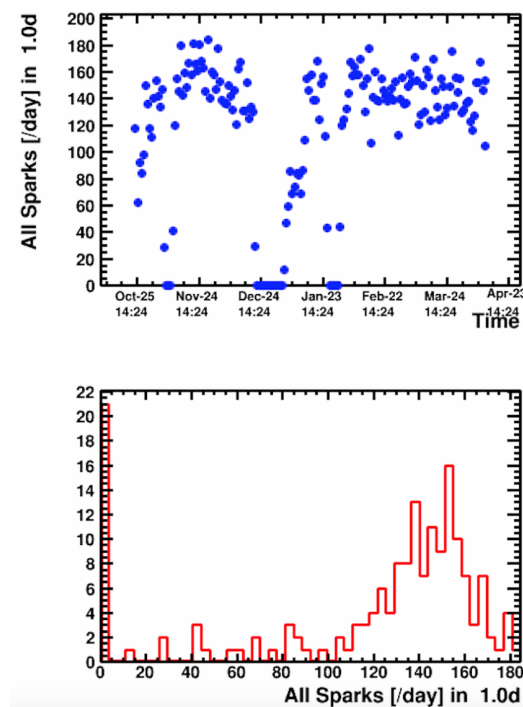


Figure 2.30 – Nombre d'étincelles dans les trois TPC par jour lors du *run* 8. En haut en fonction du temps, en bas sous forme d'historgramme. Les moments avec peu d'étincelles sont lorsque les TPC ou l'aimant n'étaient pas en fonctionnement.

Latence de lecture des modules micro-mégas

Chaque semaine le temps de latence de lecture des évènements est vérifié : dans le cas d'un temps de lecture trop long le temps mort avant la prochaine acquisition empêche le bon déroulement de la prise de données. Il est nécessaire de vérifier que les TPC puissent prendre des données en 20 Hz. La Fig.2.31 montre le temps de latence en fonction de la taille de l'évènement en kB pour différents types de déclenchement. Comme on peut le voir la taille des évènements commence à faire saturer la lecture au delà de 12 kB.

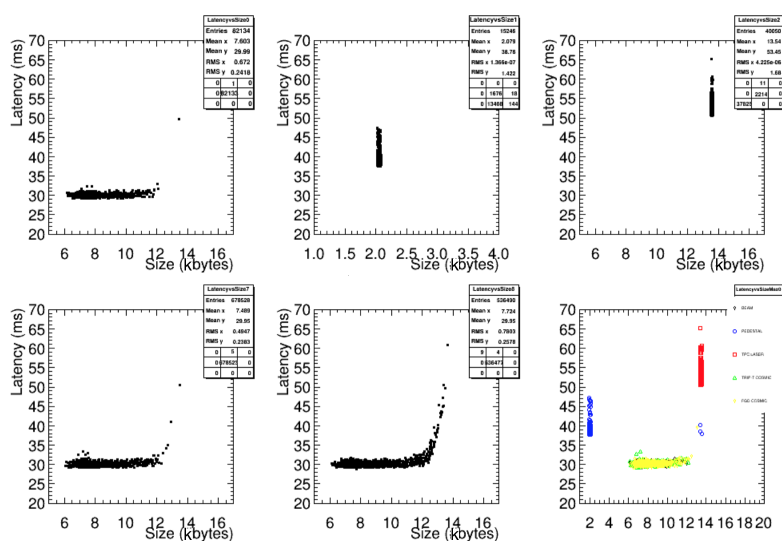


Figure 2.31 – Temps de latence de lecture en fonction de la taille des évènements en kB au milieu du *run* 8. Chaque sous figure est un type de déclenchement différent, le dernier en bas à droite affiche tous les types en même temps.

Nombre de clusters

Un *cluster* est l'ensemble de blocs d'anode utilisés par colonne pour une trace. Si les modules micro-mégas fonctionnent correctement on s'attend à avoir une distribution de cluster dans les TPC piquée à 36, lorsque la trace traverse un module micro-mégas entier selon \vec{z} , et à 72, lorsqu'il traverse deux modules. Cette distribution (Fig.2.32) est aussi vérifiée de manière hebdomadaire.

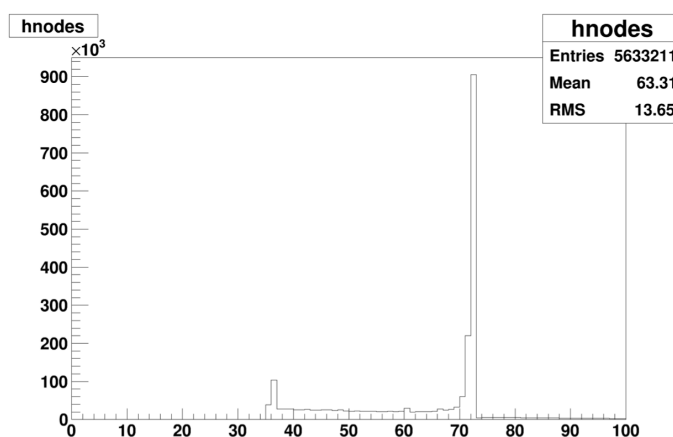


Figure 2.32 – Nombre de clusters par trace dans les TPC pour une semaine de mars 2017.

Perte d'énergie par unité de longueur

Comme indiqué auparavant, la mesure de perte d'énergie par unité de longueur dans les TPC est nécessaire pour une bonne identification des particules. La stabilité de ces mesures

est ainsi contrôlée chaque semaine et comparée avec les valeurs attendues au vu des semaines précédentes. La comparaison se fait sur la moyenne (Fig.2.33) et la dispersion (Fig.2.34) des distributions de perte d'énergie des rayons cosmiques pour 12 intervalles d'impulsion.

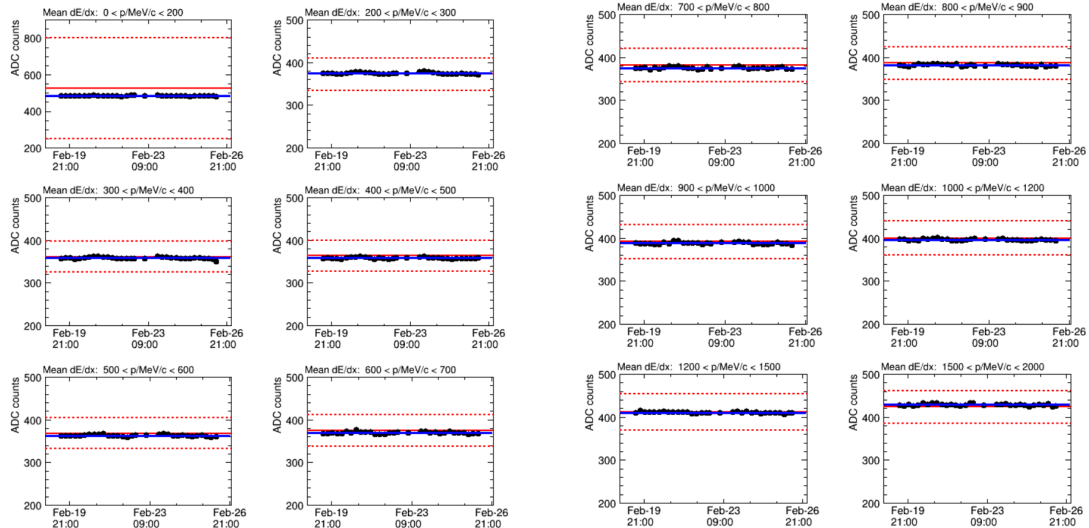


Figure 2.33 – Moyenne de la distribution de perte d'énergie par unité de longueur en fonction du temps pour une semaine de février 2017. En bleu la moyenne de la semaine, en rouge la moyenne de la semaine précédente, les lignes pointillées rouge représentant $\pm 10\%$.

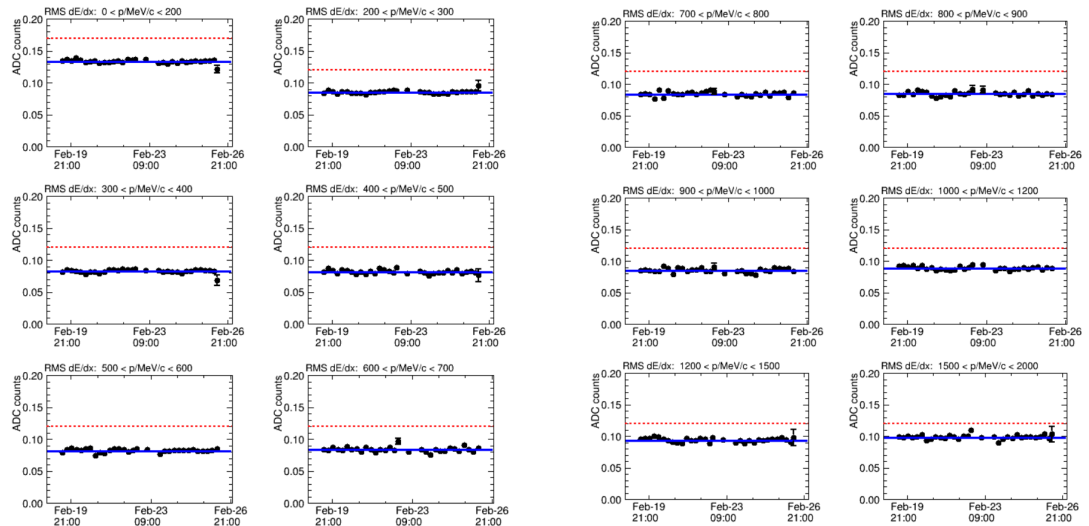


Figure 2.34 – Dispersion de la distribution de perte d'énergie par unité de longueur en fonction du temps pour une semaine de février 2017. En bleu la moyenne de la semaine, les lignes pointillées rouge représentant la barre des 10 %.

Diffusion transverse

La diffusion transverse dépend de plusieurs facteurs et notamment du champ magnétique et de la densité du gaz, qui est anti-corrélée avec les variations de pression atmosphérique. Chaque semaine la stabilité globale de la diffusion transverse est contrôlée. La Fig.2.35 montre cette variation lors d'une semaine de février 2017.

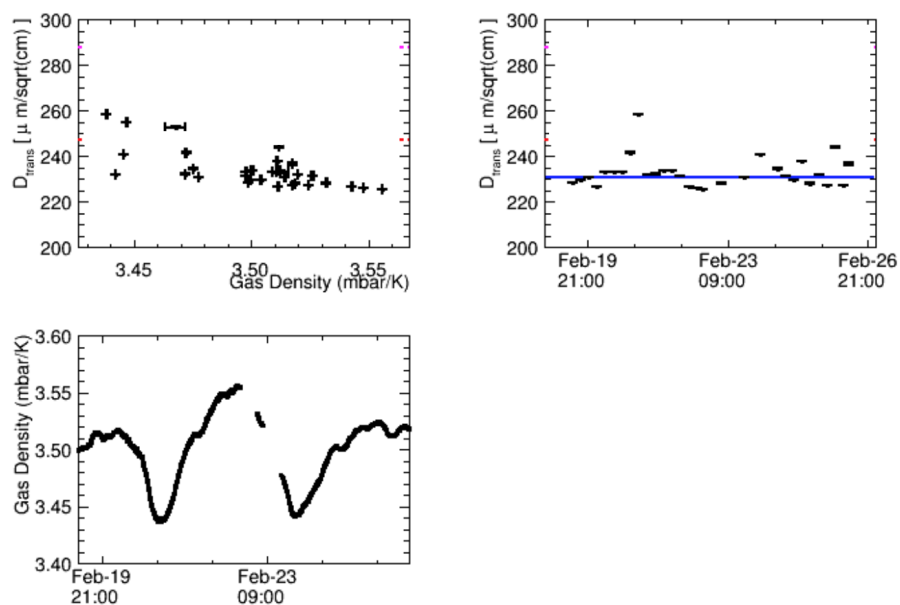


Figure 2.35 – Diffusion transverse dans les TPC pour une semaine de février 2017 : en haut à gauche en fonction de la densité de gaz, en haut à droite en fonction du temps. En bas évolution de la densité de gaz en fonction du temps.

Statut des TPC

Comme pour tous les autres sous-détecteurs, les TPC se voient attribuer un statut sous la forme d'un nombre, le *flag*. Ces informations sont enregistrées dans la base de données *Global Slow Control* (GSC) toutes les cinq minutes, et passées en revue chaque semaine afin de vérifier qu'elles attestent bien de la qualité des données. Dans le cas contraire une valeur est attribuée en fonction du problème. Une valeur de 0 indique que la qualité des données est bonne, tout autre nombre indique un problème qui peut être de différentes sortes :

- l'alimentation de l'électronique *front end* est éteinte ;
- au moins un des FEM n'est plus alimenté ;
- au moins l'un des modules micro-mégas n'est plus alimenté en haute tension ;

- au moins un des DCC n'est plus alimenté ;
- la cathode centrale n'est plus alimentée ;
- il n'y a aucune donnée dans la base GSC ;
- il y a un problème de proportion dans la mixture du gaz ;
- les TPC sont hors de l'acquisition globale de ND280 (dans la majorité des cas pour réglages ou test) et les données ne sont alors pas prises en compte.

La Fig.2.36 montre ces *flag* pour l'ensemble du *run* 8. Ce *run*, comme le *run* 7 n'a pas vu de dysfonctionnement majeur des TPC entraînant de larges périodes de perte de temps de faisceau. Environ 95% du total des données des TPC a été jugé de bonne qualité pour le *run* 7, et 90% pour le *run* 8.

Durant le *run* 7 39×10^{19} POT ont été produits par la ligne de faisceau, dont 37×10^{19} POT collectés par ND280, et 28×10^{19} POT déterminés comme étant de bonne qualité pour l'ensemble du détecteur. Pour le *run* 8 72×10^{19} POT ont été produits par la ligne de faisceau, dont 68×10^{19} POT collectés par ND280, et 57×10^{19} POT déterminés comme étant de bonne qualité pour l'ensemble du détecteur.

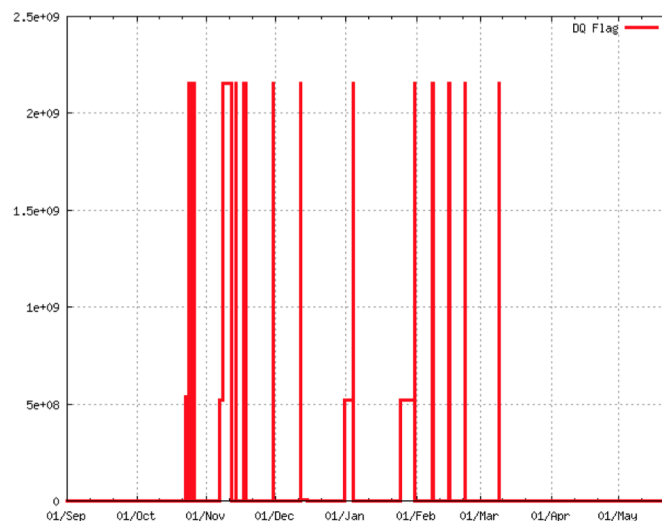


Figure 2.36 – Statut des TPC en fonction du temps lors du *run* 8. Les TPC n'ont pas enduré de problèmes majeurs, et la quasi totalité des *flag* non-nuls viennent de phases de test, de réglages ou de périodes où les TPC n'étaient pas en marche, le tout hors du temps de faisceau.

2.5 Le détecteur lointain : *Super-Kamiokande*

Super-Kamiokande (SK) [52] est un détecteur Cherenkov [30] à eau en activité depuis 1996, qui fait office de détecteur lointain de T2K en plus d'un programme de physique très riche⁵. Le détecteur (Fig.2.37) est une cuve cylindrique d'eau pure de 50 kt (22.5 kt de masse fiducielle) située à 1 km de profondeur dans la mine de minéraux de Mozumi, proche du quartier de Kamioka dans la ville de Hida au mont Ikenoyama, à 295 km à l'ouest du détecteur proche et de J-PARC. La localisation dans une mine, à 1 km de profondeur, permet de réduire de 5 ordres de grandeur le nombre de rayons cosmiques pénétrant le détecteur, en faisant un excellent détecteur pour la recherche de signaux peu fréquents comme les neutrinos.

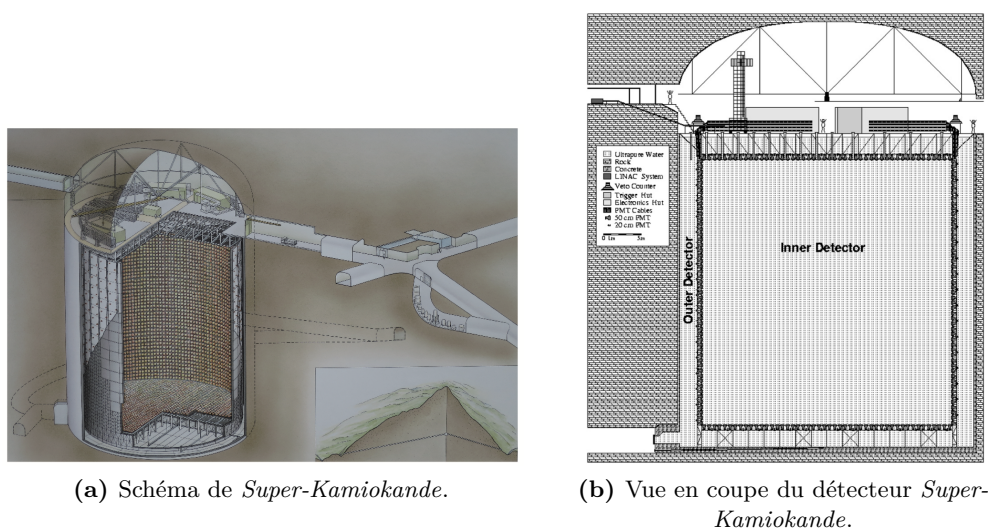


Figure 2.37 – Le détecteur *Super-Kamiokande*.

Le principe de détection dans *Super-Kamiokande* est le suivant : les particules chargées, produites par l'interaction d'un neutrino dans la cuve, produisent de la lumière Cherenkov en se propageant dans la cuve lorsque leur énergie est au dessus d'un certain seuil, appelé seuil Cherenkov⁶. En se propageant dans un milieu diélectrique plus rapidement que la vitesse de propagation de la lumière dans ce milieu (ici l'eau), la particule émet une onde de choc cohérente que l'on peut assimiler par analogie à une onde de choc supersonique. Le front d'onde a une forme conique d'angle d'ouverture α avec lequel il est possible de remonter à l'énergie de la particule *via* sa vitesse de propagation : $\cos \alpha = 1/(\beta n)$ où n est l'indice de réfraction du milieu et $\beta = v/c$ avec v la vitesse de la particule. Il existe un angle maximal α_{max} , pour $v \simeq c$, qui ne dépend que de l'indice de réfraction et qui vaut environ 42° dans l'eau. La lumière Cherenkov est recueillie par des photo-multiplicateurs (PMT),

⁵*Super-Kamiokande* a d'abord été utilisé pour la détection de la désintégration des protons, mais est utilisé depuis en majorité pour la détection de neutrinos venant de sources diverses : neutrinos produits par des Supernovae, études des oscillations avec les neutrinos atmosphériques, et étude des neutrinos solaires.

⁶dans l'eau 160 MeV pour les muons, 775 keV pour les électrons et 1.4 GeV pour les protons

et l'on observe alors un anneau de lumière. Les informations sur le timing, ou sur la forme des anneaux permettent de remonter à la position du vertex, l'impulsion des particules et d'identifier les particules.

La cuve fait 39 m de diamètre et 42 m de haut, et est séparée en deux volumes : une partie interne et externe (Fig.2.37b). La séparation est faite par un mur cylindrique en acier inoxydable de 55 cm d'épaisseur placé approximativement à 2.5 m de la paroi externe. Cette structure supporte les PMT, à la fois faisant face à l'extérieur dans la partie externe et faisant face à l'intérieur du détecteur dans la partie interne. Cette surface est couverte de plastique afin d'isoler optiquement les deux parties du détecteur.

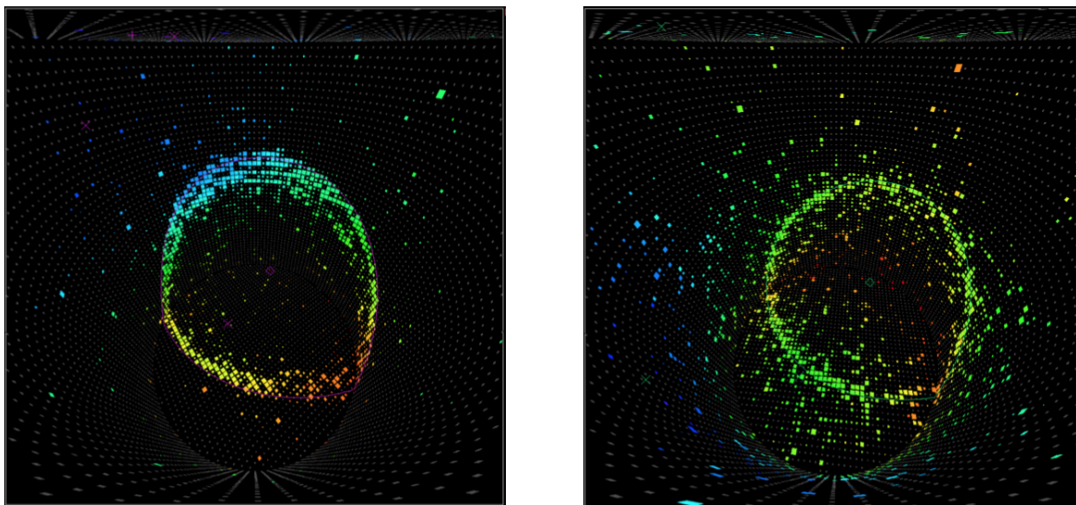
La partie externe du détecteur est couverte de 1 885 PMT de 20 cm de diamètre et sert principalement de veto actif aux rayons cosmiques ou aux interactions survenant en dehors du détecteur interne. L'efficacité de réjection d'un muon cosmique est proche de 100 % [52].

Le détecteur interne, 33.8 m de diamètre et 32.6 m de haut, est entouré de 11 129 PMT Hamamatsu Type R3600 de 50 cm de diamètre, ce qui correspond à une couverture en PMT proche de 40 % du mur l'entourant. Cette couverture est suffisante pour atteindre une résolution spatiale nécessaire à la reconstruction de la position des produits d'interaction des neutrinos dans le détecteur. L'analyse des événements de *Super-Kamiokande* pour T2K repose sur l'identification des leptons produits par l'interaction courant-charge des neutrinos du faisceau à l'intérieur du détecteur interne dans les fenêtres correspondant à l'arrivée d'un *spill* du faisceau à SK. Cette analyse s'intéresse majoritairement aux événements CCQE, majoritaires à l'énergie de T2K mais aussi aux événements avec production cohérente de pions (plus de détails sur la sélection des événements dans la section 5.1.1). Dans le cas de ces interactions, il est possible de reconstruire l'énergie du neutrino incident avec la cinématique de l'évènement, à une incertitude près due à l'énergie initiale non connue du noyau avec lequel le neutrino a interagi (voir section 3.3.1).

La séparation entre le muon produit par un ν_μ et l'électron produit par un ν_e est vitale pour les analyses de disparition et d'apparition. On utilise pour les différencier la forme de l'anneau Cherenkov : les muons ayant une masse relativement grande ne verront pas ou peu de changement dans leur impulsion dû à la diffusion dans l'eau et produiront ainsi un anneau bien défini avec des bords droits. De leur côté les électrons, moins massifs, seront plus facilement déviés et subiront de multiples diffusions, produisant une multitude d'anneaux dans une direction proche de la direction initiale mais cependant différente. Le résultat sera alors un anneau plus flou et aux bords moins définis, une superposition de plusieurs anneaux d'angles d'ouverture différents. On peut voir un exemple de chacun des deux cas sur la Fig.2.38.

Il est possible d'utiliser la forme de ces anneaux, la charge collectée, le timing et la répartition des PMT activés pour construire une variable de discrimination entre électrons et muons. La variable d'identification utilisée dans l'analyse est montrée en Fig.2.39 pour les données comme les simulation Monte-Carlo. Elle permet une excellente identification des particules : un faisceau test produit au KEK a démontré que la probabilité de mal identifier un muon en un électron était de l'ordre de 0.7% [114].

Il est important de se souvenir que SK n'étant pas magnétisé, il est impossible de connaître la charge du lepton détecté, et donc la conjugaison de charge du neutrino incident. Il est



(a) Détection d'un muon.

(b) Détection d'un électron.

Figure 2.38 – Anneaux Cherenkov dans le cas d'un muon et d'un électron. Le muon a un anneau à bord plus défini et droit que l'électron. Chaque carré est un PMT de SK, sa couleur représente le temps d'arrivée sur le PMT (de violet pour tôt à rouge pour retardé), et sa taille la charge déposée.

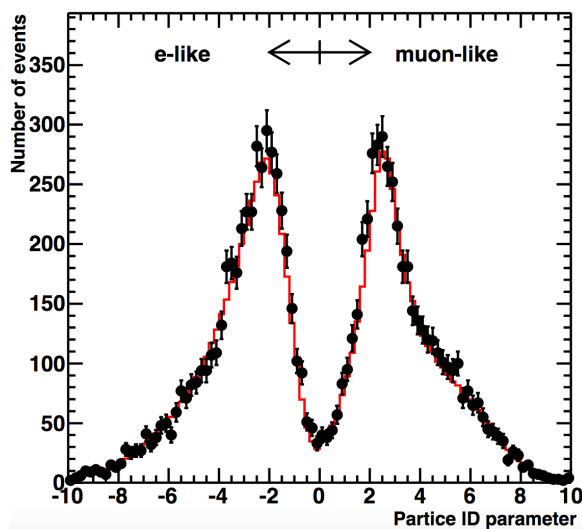


Figure 2.39 – Variable d'identification des particules dans le détecteur *Super-Kamiokande* pour les Monte-Carlo (histogramme) et les données (points). On remarque que la séparation entre les électrons et les muons est possible et semble efficace.

donc nécessaire de contraindre le flux de chacune des espèces grâce au détecteur proche (section 4).

Le détecteur *Super-Kamiokande* permet donc de reconstruire ces informations :

- la position du vertex grâce au temps d'arrivée des photons Cherenkov ;

- la cinématique du lepton grâce à la forme de l'anneau Cherenkov et à la charge collectée par les PMT, ce qui permet de remonter à l'énergie du neutrino incident ;
- la saveur du neutrino incident (mais pas sa conjugaison de charge) par identification du lepton produit grâce à la dispersion de l'anneau Cherenkov.

Partie II

L'ANALYSE D'OSCILLATION DANS
T2K

3

L'ANALYSE D'OSCILLATION DANS T2K

Sommaire

3.1	Structure de l'analyse d'oscillation de T2K	85
3.2	Modélisation du flux de neutrinos	90
3.3	Modélisation des section-efficaces	94
3.3.1	section-efficaces d'intérêt pour T2K	94
3.3.2	Interactions courant-charge quasi-élastiques	99
3.3.2.a	Interaction quasi-élastique	100
3.3.2.b	Modèle nucléaire	101
3.3.2.c	Interactions multi-nucléons $np-nh$	106
3.3.3	Production de pions et interactions inélastiques	109
3.3.3.a	Production cohérente de pions	109
3.3.3.b	Production résonante de pions par interaction courant-charge .	110
3.3.3.c	courant-charge hautement inélastique	111
3.3.4	Interaction courant-neutre	113
3.3.5	État final de l'interaction	114
3.3.6	Différence dans les section-efficaces des ν et $\bar{\nu}$	116
3.3.7	section-efficaces de ν_e et $\bar{\nu}_\mu$	116
3.3.8	Paramétrisation des modèles de section-efficaces	117

3.1 Structure de l'analyse d'oscillation de T2K

L'expérience T2K, comme cela a été présenté dans le chapitre 2, s'intéresse en particulier à l'étude des oscillations de neutrinos. Le rapport distance/énergie des neutrinos, pour une distance entre le point de production des neutrinos et *Super-Kamiokande* de 295 km et un spectre en énergie piqué autour de 0.6 GeV, maximise la probabilité de disparition des ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) du faisceau et d'apparition de ν_e ($\bar{\nu}_e$) à *Super-Kamiokande*. L'expérience est construite de façon à mesurer le taux d'interaction de ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) et ν_e ($\bar{\nu}_e$) ainsi que leur spectre en énergie et en déduire la probabilité d'oscillation pour en extraire les paramètres atmosphériques θ_{23} , Δm_{32}^2 , ainsi que θ_{13} et δ_{CP} . La mesure de cette probabilité d'oscillation nécessite une bonne connaissance du flux de neutrinos au détecteur lointain ainsi que des section-efficaces d'interactions des neutrinos.

Dans ce but, l'analyse des oscillations de neutrinos de T2K repose sur une technique, répandue dans ce type d'expérience, consistant à prédire le nombre d'évènements attendus ainsi que leur spectre au détecteur lointain à l'aide de modèles de flux et de section-efficaces de neutrinos, eux-mêmes contraints par une mesure du spectre des neutrinos avant oscillation dans un détecteur proche. En effet, on peut décrire le nombre d'évènements attendus au détecteur lointain comme étant le produit du flux, de la section-efficace d'interaction des neutrinos, de l'efficacité du détecteur et de la probabilité d'oscillation. Le flux et les section-efficaces d'interaction peuvent être mesurés avant oscillation afin d'extrapoler au détecteur lointain. On peut écrire au détecteur proche :

$$N_{\nu_\alpha}^{ND}(E_\nu) = \Phi_{\nu_\alpha}^{ND}(E_\nu) \times \sigma_{\nu_\alpha}^{ND}(E_\nu) \times \varepsilon^{ND}(E_\nu) \quad (3.1)$$

et au détecteur lointain :

$$N_{\nu_\beta}^{FD}(E_\nu) = \Phi_{\nu_\beta}^{FD}(E_\nu) \times \sigma_{\nu_\beta}^{FD}(E_\nu) \times \varepsilon^{FD}(E_\nu) \times P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E_\nu) \quad (3.2)$$

où N est le nombre d'évènements observés, ϕ le flux de neutrinos, σ la section-efficace d'interaction des neutrinos, ε l'efficacité du détecteur, et $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}$ la probabilité d'oscillation d'un neutrino ν_α en un neutrino ν_β , tous fonctions de l'énergie E_ν des neutrinos. FD dénote les quantités auprès du détecteur lointain (*Far Detector*) et ND du détecteur proche (*Near Detector*). Les équations 3.1 et 3.2 montrent qu'il est possible d'utiliser des informations recueillies auprès du détecteur proche sur le flux de neutrinos et leur section-efficace pour contraindre le nombre d'évènements attendus au détecteur lointain, permettant une mesure précise de la probabilité d'oscillation.

Cependant ces équations ne permettent d'extraire la probabilité d'oscillation que dans le cas où l'on a accès à E_ν , c'est-à-dire si la source de neutrinos est monochromatique, ce qui n'est généralement pas le cas. On doit alors utiliser l'énergie reconstruite E_{rec} du neutrino comme approximation de E_ν et l'on obtient alors au détecteur proche :

$$N_{\nu_\alpha}^{ND}(E_{rec}) = \int \Phi_{\nu_\alpha}^{ND}(E) \times \sigma_{\nu_\alpha}^{ND}(E) \times \varepsilon^{ND}(E) \times R^{ND}(E_{rec}|E) dE \quad (3.3)$$

et au détecteur lointain :

$$N_{\nu_\alpha}^{FD}(E_{rec}) = \int \Phi_{\nu_\alpha}^{FD}(E) \times \sigma_{\nu_\alpha}^{FD}(E) \times \varepsilon^{FD}(E) \times P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E) \times R^{FD}(E_{rec}|E) dE \quad (3.4)$$

où $R(E_{rec}|E)$ est la probabilité de reconstruire un neutrino d'énergie E comme un neutrino d'énergie E_{rec} et est généralement appelée *matrice de transfert*. Si ce passage des variables reconstruites aux variables vraies dépend des performances du détecteur, il dépend aussi d'une prédiction d'un modèle de section-efficace. Ainsi une prédiction précise du flux et des section-efficaces des neutrinos en fonction de leur énergie est nécessaire pour permettre de déduire d'un nombre d'évènements dans le détecteur, une probabilité d'oscillation.

Dans le cas de T2K, des modèles de flux et de section-efficaces de neutrinos sont produits à l'aide de données externes. Des mesures des spectres de neutrinos avant oscillation dans les détecteurs INGRID (section 2.4.1) et ND280 (section 2.4) permettent de contraindre ces modèles et d'affiner la prédiction du spectre des neutrinos à *Super-Kamiokande*. Le Tableau 3.1 montre quelle était l'étendue, dans l'analyse de 2017, des incertitudes sur le

	ν_μ (avant ND)	ν_μ (après ND)	ν_e (avant ND)	ν_e (après ND)
Flux	7.90%	3.94%	8.93%	4.00%
section-efficace	10.7%	4.85%	11.07%	5.76%
Efficacité du détecteur	1.93%	1.93%	3.03%	3.03%
Pion FSI	2.22%	2.22%	3.03%	3.03%
Total syst.	13.91%	4.25%	15.4%	5.87%
Erreur stat.	6.3%	6.3%	12.3%	12.3%

Tableau 3.1 – Incertitudes systématiques sur le nombre d'évènements attendus à *Super-Kamiokande* fractionnées par source d'erreur avant et après le fit des données du détecteur proche (ND) pour les deux échantillons d'évènements ν_μ et ν_e CCQE. Certaines des sous-catégories sont fortement corrélées. Ces chiffres ne comprennent pas le paramètre E_b issue de l'analyse de l'impact de problème de modélisation des section-efficaces (section 5.4) non contraint par le détecteur proche (mais qui participe à sa définition).

nombre d'évènements à *Super-Kamiokande* dues aux modèles de flux et de section-efficaces, et comment l'ajustement aux données du détecteur proche permet de réduire ces incertitudes. Enfin un ajustement aux données de *Super-Kamiokande* permet de mesurer la probabilité d'oscillation et d'en extraire les paramètres d'intérêt. Un schéma explicatif de l'analyse d'oscillation est présenté sur la Fig.3.1. Ce chapitre décrit le fonctionnement de l'analyse d'oscillation de neutrinos dans T2K de façon globale, notamment en présentant les modèles de flux et de section-efficaces de neutrinos. Les chapitre 4 et 5 présenteront avec plus de détails les analyses que j'ai moi-même pu effectuer respectivement auprès du détecteur proche ND280 et du détecteur lointain *Super-Kamiokande* dans le cadre de cette analyse d'oscillation.

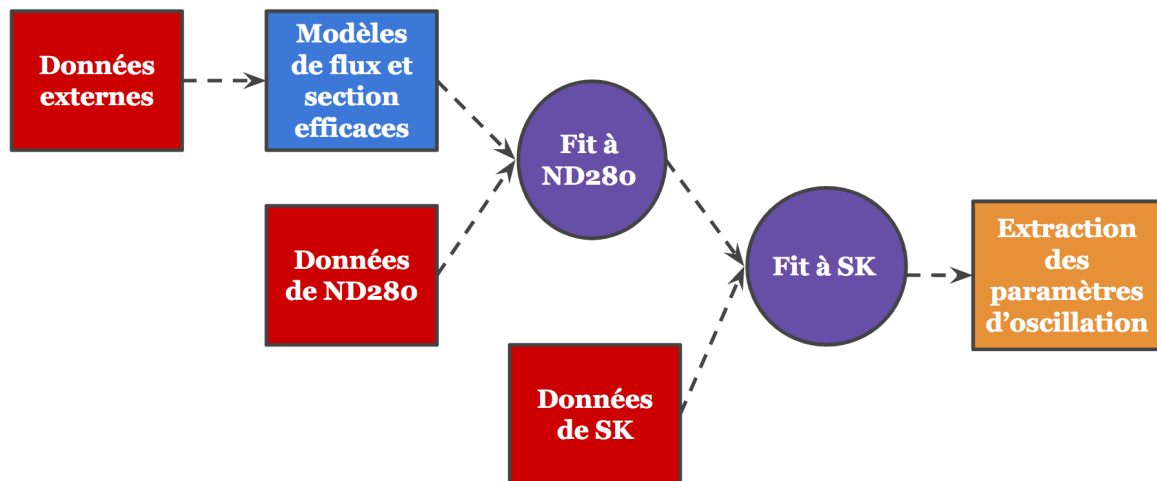


Figure 3.1 – Schéma de l'analyse d'oscillation de l'expérience T2K.

Le fit aux données de ND280

La mesure des spectres avant oscillations auprès du détecteur proche ND280 (section 2.4) permet de contraindre les modèles de flux et de section-efficaces de neutrinos en confrontant ces modèles aux données. On peut décrire le nombre d'évènements dans le détecteur proche

comme présenté dans l'équation 3.3. Les données de ND280 sont distribuées en plusieurs échantillons enrichis en un ou plusieurs type d'interactions de neutrinos permettant de contraindre les différentes section-efficaces d'interactions (les différents échantillons sont détaillés dans la section 4.1.1). Chacun de ces échantillons est séparé en intervalles d'impulsion et d'angle du lepton par rapport à l'axe z du détecteur (dans le sens du faisceau) afin que la paramétrisation soit sensible à l'énergie du neutrino incident. Il n'est pas possible de définir et d'utiliser l'énergie reconstruite du neutrino comme variable ajustée sans faire des hypothèses sur le type d'interaction du neutrino. Ainsi le choix de ces deux observables permet une grande sensibilité aux différents types d'interactions et à leur modèles sans faire d'hypothèse lors de leur reconstruction¹. On cherche par la suite à minimiser une *likelihood* reposant sur un certain nombre d'intervalles, définie telle que le nombre d'évènements dans chaque intervalle suive une loi de statistique Poissonnienne autour d'un nombre d'évènements prédits par les modèles de flux et de section-efficaces et la modélisation des effets systématiques dans le détecteur. Lors de l'ajustement aux données de ND280 on fait varier les paramètres de flux prédisant le nombre d'évènements au détecteur lointain et les paramètres de section-efficaces et l'on marginalise² sur les paramètres de flux du détecteur proche et les paramètres de détecteur. Les modèles de flux et de section-efficaces ainsi contraints sont ensuite propagés au détecteur lointain sous la forme d'une matrice de covariance, permettant de contraindre les modèles de flux et section-efficaces (Tab.3.1). L'ensemble de cette analyse sera présentée dans le chapitre 4.

Le fit d'oscillation à *Super-Kamiokande*

Les neutrinos sont détectés à 295 km du point de production dans *Super-Kamiokande* (section 2.5). De la même façon que précédemment le nombre de neutrinos attendus dans le détecteur peut s'exprimer comme :

$$N_{\nu_\beta}^{FD}(E_{rec}) = \int \Phi_{\nu_\beta}^{FD}(E) \times \sigma_{\nu_\beta}^{FD}(E) \times \varepsilon^{FD}(E) \times P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E) \times R(E_{rec}|E) dE \quad (3.6)$$

L'objectif de l'analyse d'oscillation est d'extraire la valeur de $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E)$ afin d'en déduire les différents paramètres d'oscillations θ_{23} , Δm_{32}^2 , θ_{13} et δ_{CP} . Trois analyses des données de *Super-Kamiokande*, aux fonctionnements différents, sont utilisées dans T2K, permettant de s'assurer de la robustesse du résultat. Dans les trois cas, l'analyse est basée sur la comparaison entre les taux de détection de neutrinos mesurés et prédits par les modèles de flux, section-efficaces, et d'effets systématiques du détecteur. Le résultat de l'analyse des données du détecteur proche est utilisé pour contraindre les prédictions du modèle de flux et de section-efficaces *via* l'utilisation de la matrice de covariance extraite lors de l'ajustement contenant les paramètres communs aux deux détecteurs. Cette contrainte est

¹Autre que celle d'utiliser la reconstruction du détecteur et sa la résolution associée.

²Marginaliser consiste à intégrer la *likelihood* sur les paramètres sans intérêt pour la suite de l'analyse, appelés aussi paramètres de nuisance. Considérons une *likelihood* dépendant de deux paramètres θ et λ et de points de données \vec{x} , $\mathcal{L}(\theta, \lambda; \vec{x})$, telle que la probabilité $p(\vec{x}|\theta, \lambda)$ soit la probabilité d'obtenir les points de données selon une loi de probabilité paramétrisée par θ et λ . Marginaliser sur le paramètre de nuisance λ revient à calculer :

$$\mathcal{L}(\theta; \vec{x}) = p(\vec{x}|\theta) \int_{\lambda} p(\vec{x}|\theta, \lambda) p(\lambda, \theta) d\lambda \quad (3.5)$$

appliquée comme un terme de pénalité Gaussien multivarié. Des contraintes externes sur les paramètres d'oscillations peuvent aussi être prises en compte, et notamment la contrainte des expériences de réacteurs sur θ_{13} [18]. De la même façon que pour le détecteur proche, les données du détecteur lointain *Super-Kamiokande* sont distribuées elles aussi en plusieurs échantillons (détaillés dans la section 5.1.1), et l'ensemble de ceux-ci sont pris en compte lors de l'ajustement aux données. Les échantillons enrichis en neutrinos et en anti-neutrinos sont utilisés simultanément, augmentant la sensibilité à δ_{CP} . Les échantillons enrichis en ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ sont distribués dans des intervalles selon l'énergie reconstruite du neutrino E_{rec} , et les ν_e et $\bar{\nu}_e$, selon l'analyse, en E_{rec}/θ_{lep} , p_{lep}/θ_{lep} , ou simplement E_{rec} , où θ_{lep} est l'angle entre la trace du lepton produit et le faisceau de neutrinos et p_{lep} est son impulsion. Il est possible d'utiliser ici l'énergie reconstruite comme variable, les échantillons à *Super-Kamiokande* étant construits selon l'hypothèse qu'il s'agit bien d'un certain type d'événements (dans la majorité des cas CCQE, mais aussi nouvellement CC-RES). Différentes variables sont utilisées dans les différentes analyses afin de s'assurer de la robustesse de l'analyse. Pour obtenir le nombre d'événements attendus à *Super-Kamiokande* dans chaque intervalle, les modèles sont considérés à leur valeur nominale. On obtient ainsi une prédiction sans oscillations. Ici encore, le nombre d'événements dans chaque intervalle est supposé suivre une loi de statistique Poissonnienne. Les oscillations sont prises en compte par la suite en calculant pour chaque saveur et type d'interaction de neutrinos la probabilité d'oscillation pour un point particulier de l'espace des paramètres, dans le cadre des oscillations à trois familles.

Les trois différentes analyses sont les suivantes :

- *VALOR* est basée sur une conception Fréquentiste de la statistique. Cette analyse s'appuie sur la construction d'une *likelihood* définie par intervalle sur les paramètres d'oscillations d'intérêt en marginalisant sur les autres paramètres. Les échantillons de ν_e et $\bar{\nu}_e$ sont distribués dans des intervalles selon E_{rec}/θ_{lep} ;
- *MaCh3* est une analyse Bayésienne, basée sur l'utilisation de chaînes de Markov. Ici encore, les échantillons ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ sont distribués dans des intervalles en E_{rec} et les différents échantillons ν_e et $\bar{\nu}_e$ sont distribués dans des intervalles selon E_{rec}/θ_{lep} . Il est intéressant de noter que *MaCh3* ajuste lors d'un fit global les données des détecteurs proche et lointain, et permet d'ajuster uniquement celles du détecteur proche, permettant de vérifier la robustesse de l'analyse des données du détecteur proche ;
- *P-theta* est elle-aussi une analyse Fréquentiste s'appuyant de la même façon que pour VALOR sur une *likelihood* définie par intervalle sur les paramètres d'oscillations d'intérêt après avoir marginalisé sur les autres paramètres. Les échantillons de ν_e et $\bar{\nu}_e$ sont distribués dans des intervalles selon p_{lep}/θ_{lep} , donnant son nom à l'analyse. C'est dans le cadre de cette analyse que j'ai effectué mon travail et une description plus détaillée de son fonctionnement, ainsi que des résultats de l'analyse, seront présentés dans le chapitre 5.

3.2 Modélisation du flux de neutrinos

La mesure des paramètres d'oscillations reposant en partie sur une mesure de taux d'évènements dans le détecteur, une bonne connaissance du flux de neutrinos dans le faisceau est nécessaire. Cette connaissance passe par la construction d'un modèle du flux de neutrinos, contraint par un ensemble de données détaillées ci-après. L'analyse des données du détecteur proche permet, dans le cadre de l'analyse d'oscillation, de contraindre efficacement ce modèle afin de réduire l'erreur systématique sur le flux. Plusieurs facteurs rentrent en ligne de compte dans la mesure du flux (la direction du faisceau ou son intensité entre autre) rendant nécessaire l'usage d'une simulation complexe avec de multiples étapes.

La simulation du faisceau est basée sur une méthode Monte-Carlo. La ligne de faisceau est simulée en prenant en compte des lots de données externes, notamment provenant de l'expérience NA61/SHINE (section 2.3.2.c). La première partie de la simulation, décrivant l'interaction des protons sur la cible, puis les réinteractions des produits d'interaction dans la cible, utilise FLUKA 2011.2b [115]. Le reste de la simulation, propageant les particules sortant de la cible à travers l'ensemble de la ligne de faisceau de T2K utilise le logiciel JNUBEAM [89] développé dans T2K, et basé sur GEANT3 [116]. Deux logiciels sont utilisés selon que les particules se propagent à l'intérieur ou à l'extérieur du volume de la cible, notamment car la simulation issue de FLUKA donne un accord plus grand avec les données de NA61/SHINE que l'interface GCALOR de GEANT3 utilisée dans JNUBEAM [117].

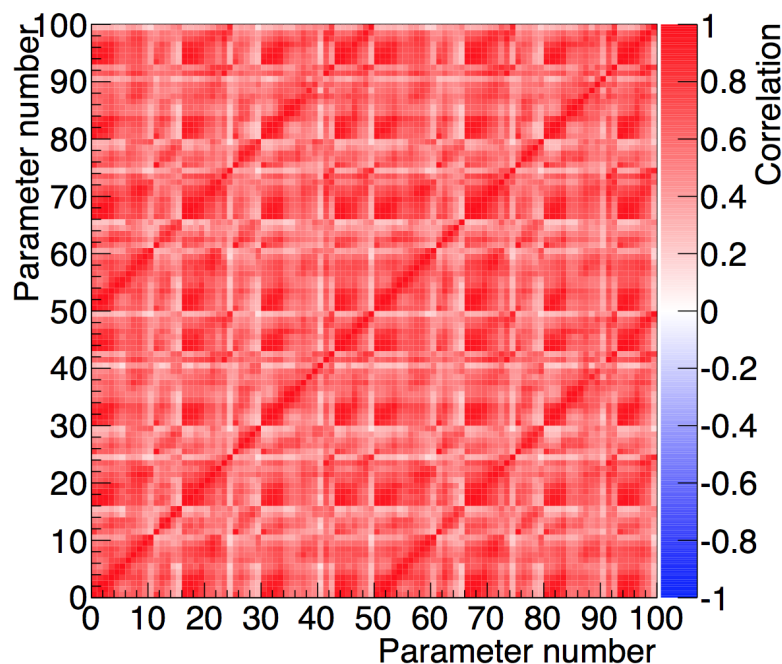


Figure 3.2 – Matrice de corrélation des paramètres de flux avant tout ajustement.

L'incertitude sur le flux comprend différentes contributions (Fig.3.3) :

- sur l'ensemble du spectre en énergie les incertitudes venant des modèles hadroniques sont majoritaires et peuvent expliquer l'augmentation de l'incertitude à basse et haute énergie. Cette catégorie contient l'incertitude sur la section-efficace de production des hadrons, l'erreur sur la multiplicité des particules produites dans la cible, l'erreur sur la réinteraction des pions dans la cible, les réinteractions dans le noyau pouvant modifier l'état final, et l'erreur sur la longueur d'interaction des particules. A basse énergie, les incertitudes sur la multiplicité des pions, la section-efficace de production des pions, et la réinteraction dans le noyau dominent l'incertitude sur le flux. A plus haute énergie c'est l'incertitude sur le taux de production des kaons qui domine. L'usage des données sur cible mince³ de l'expérience NA61/SHINE [100] pour corriger la normalisation des section-efficaces de production des différents hadrons permet de réduire largement les incertitudes provenant des modèles hadroniques. Le passage aux lots de données de NA61/SHINE sur la cible réplique de T2K devrait permettre une réduction plus conséquente encore des incertitudes, en particulier sur la longueur d'interaction [101]. L'erreur sur le taux de réinteraction des pions est aussi contrainte par un lot de données externes sur le taux de production de pions, provenant de la collaboration HARP [118];
- la seconde contribution vient de l'incertitude sur le profil du faisceau de protons et sur la mesure de l'angle entre la direction du faisceau et l'axe sur lesquels se trouvent ND280 et *Super-Kamiokande*. Ces incertitudes sont faibles en comparaison aux précédentes, excepté aux alentours du pic en énergie du faisceau (~ 0.6 GeV)⁴;
- enfin, en dernier, viennent les incertitudes sur le courant traversant les cornes magnétiques et sur leur alignement, qui sont généralement minoritaires mais sont une part importante de l'incertitude sur la contamination du faisceau en neutrinos de signe opposés, comme par exemple de $\bar{\nu}_\mu$ dans le faisceau de ν_μ .

Comme on vient de le voir, les incertitudes sur le flux dépendent grandement de l'énergie du neutrino ainsi que de son signe et sa saveur. Aussi l'incertitude sur le flux est paramétrisée selon le type de neutrino et le mode dans lequel les cornes magnétiques sont, en modes neutrino ou anti-neutrino, et distribués dans différents intervalles en énergie. La paramétrisation utilisée dans l'analyse d'oscillation est la suivante :

- ν_μ en mode neutrino et $\bar{\nu}_\mu$ en anti-neutrino : 0.0, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 1.0, 1.5, 2.5, 3.5, 5.0, 7.0, 30.0 [GeV];
- $\bar{\nu}_\mu$ en mode neutrino et ν_μ en mode anti-neutrino : 0.0, 0.7, 1.0, 1.5, 2.5, 30.0 [GeV];
- ν_e en mode neutrino et $\bar{\nu}_e$ en mode anti-neutrino : 0.0, 0.5, 0.7, 0.8, 1.5, 2.5, 4.0, 30.0 [GeV];

³A ce jour, T2K utilise une combinaison des lots de données de 2007 [99] et 2009 [100].

⁴Une légère modification de l'angle et surtout du profil peut modifier la position du pic, et ainsi modifier fortement le nombre attendu de neutrinos .

- $\bar{\nu}_e$ en mode neutrino et ν_e en mode anti-neutrino : 0.0, 2.5, 30.0 [GeV].

Le modèle de flux dépend aussi de la période pendant laquelle les données ont été prises : les conditions de prise de données peuvent en effet avoir été différentes (par exemple la puissance du faisceau qui a évolué depuis 2010). Les paramètres de flux au détecteur proche ND280 sont aussi différenciés de ceux de *Super-Kamiokande*, principalement car la source ne peut être approximée comme ponctuelle à ND280, alors qu'il s'agit là d'une bonne approximation 295 km plus loin à *Super-Kamiokande*. Le flux à ND280 et à *Super-Kamiokande* est cependant fortement corrélé (Fig.3.2), de manière à pouvoir contraindre le flux à *Super-Kamiokande* grâce à la mesure au détecteur proche. De la même façon les paramètres décrivant le flux des $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ et $\nu_e/\bar{\nu}_e$ sont corrélés, permettant de contraindre le flux des $\nu_e/\bar{\nu}_e$ à *Super-Kamiokande*, malgré le manque de sélection d'événements ν_e dans l'analyse des données de ND280. L'ensemble de ces corrélations proviennent de la paramétrisation sous-tendant celle du flux : elles sont calculées directement à l'aide des différentes incertitudes s'appliquant de la même façon aux deux détecteurs.

On obtient donc un ensemble de 100 paramètres (50 à ND280 et 50 à SK) correspondant chacun à un paramètre de normalisation pour l'intervalle en énergie, la saveur du neutrino et le mode de prise de données considérés. Dans l'ajustement, ces paramètres se comportent comme une normalisation du nombre d'événements dans cet intervalle, dont 1 est la valeur nominale, et peuvent varier autour de cette valeur avec un terme de pénalité Gaussien prenant en compte l'incertitude sur ce paramètre et la corrélation avec les autres paramètres découlant de la matrice de covariance (Fig.3.2).

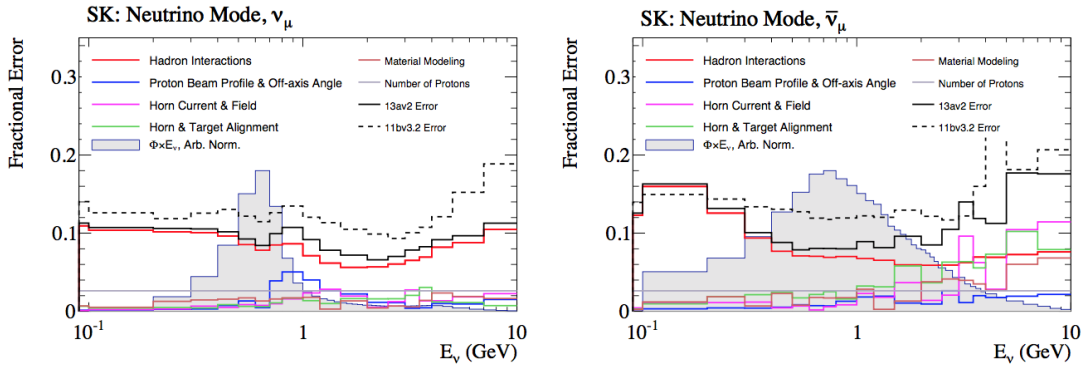
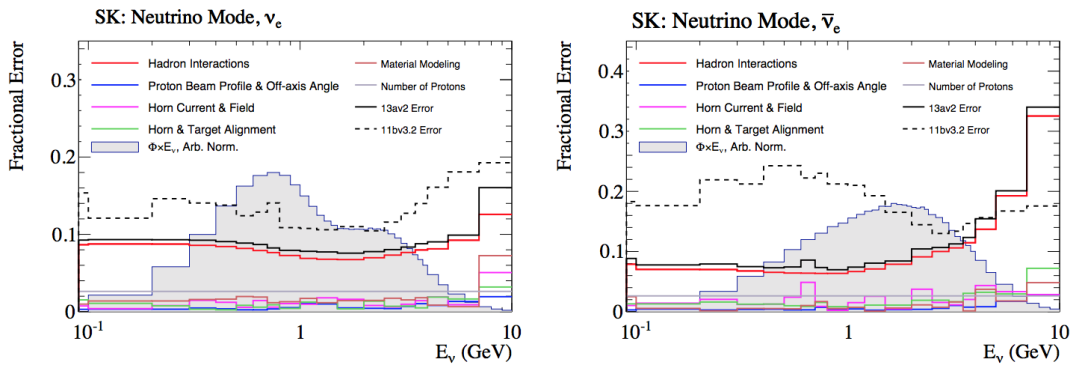
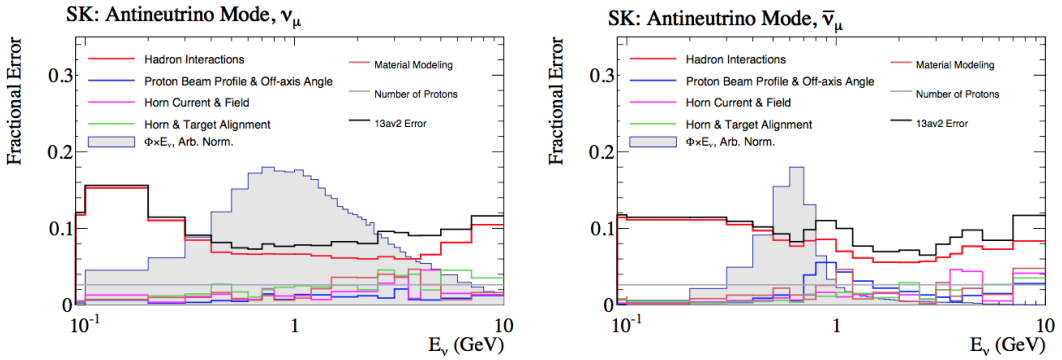
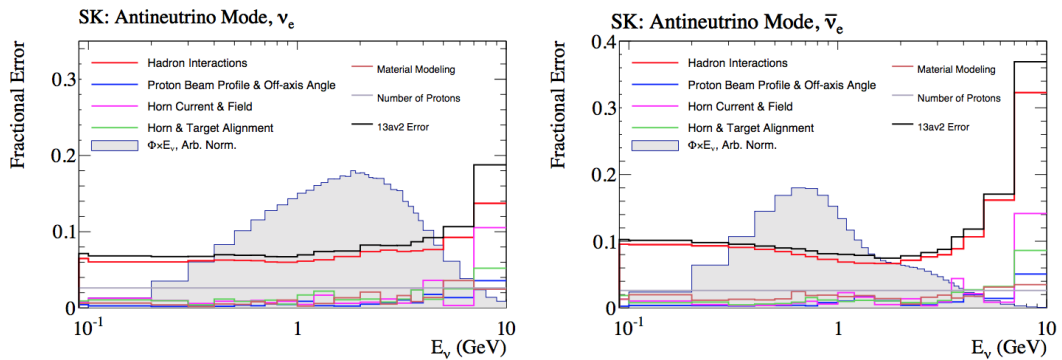
(a) Faisceau en mode neutrino, ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$.(b) Faisceau en mode neutrino, ν_e et $\bar{\nu}_e$.(c) Faisceau en mode anti-neutrino, ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$.(d) Faisceau en mode neutrino, ν_e et $\bar{\nu}_e$.

Figure 3.3 – Différentes composantes de l'incertitude sur le flux de neutrinos en fonction de son énergie à *Super-Kamiokande*.

3.3 Modélisation des section-efficaces

La mesure de la probabilité d'oscillation repose sur une comparaison entre le nombre d'évènements attendus dans le volume du détecteur lointain et la mesure du nombre d'interactions effectivement observées dans celui-ci. Si le nombre d'évènements attendu dépend directement du nombre de neutrinos traversant la cuve, et donc du flux de neutrinos, ce nombre dépend aussi du taux d'interactions des neutrinos avec la matière présente dans *Super-Kamiokande*. En physique des particules, cette probabilité d'interaction est souvent exprimée en utilisant le concept de section-efficace. Il s'agit du nombre de particules traversant un volume cible qui vont interagir à l'intérieur du volume. On peut l'exprimer comme :

$$\sigma = \frac{N}{\phi \rho} \quad (3.7)$$

où N est le nombre d'interactions dans le volume, ϕ est la fluence et ρ est la densité du milieu dans le volume. L'usage d'un modèle de section-efficace des neutrinos qui puisse décrire ce taux d'interaction dans chacun des intervalles de l'analyse (quelles que soient les variables utilisées) est nécessaire afin de pouvoir prédire le nombre d'évènements dans la cuve de *Super-Kamiokande*. On présentera l'approche de T2K quant à la modélisation des section-efficaces avant de s'intéresser aux différents modèles correspondants aux différentes interactions accessibles aux neutrinos de l'énergie de T2K. La particularité des neutrinos est qu'ils interagissent très peu avec la matière, et ont ainsi de très faibles section-efficaces d'interaction. À titre d'exemple une interaction élastique de neutrino, de type $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ a une section-efficace d'environ $10^{-48} \text{ m}^2 E_\nu / 1 \text{ MeV}$ et une interaction d'un ν_μ CCQE avec un nucléon telle que $\nu_\mu + n \rightarrow \mu + p^+$ une section-efficace d'environ $10^{-47} \text{ m}^2 (E_\nu / 1 \text{ MeV})^2$.

3.3.1 section-efficaces d'intérêt pour T2K

La façon d'interagir des neutrinos avec la matière du détecteur dépend en majorité de son énergie E_ν . Plus l'énergie augmente plus l'interaction est faite avec des composants de petite taille. À faible énergie ($E_\nu \leq 100 \text{ MeV}$) le neutrino interagit avec un noyau du matériau composant le détecteur. Pour des énergies intermédiaires ($E_\nu \sim [0.1 - 3] \text{ GeV}$) le neutrino interagira principalement avec les nucléons composant le noyau. Enfin, au delà de quelques GeV, le neutrino peut avoir une énergie suffisante pour briser le nucléon et interagir directement avec un quark le composant. Chacun de ces régimes⁵ est dominé par différents types d'interactions.

Comme on peut l'observer sur la Fig.3.4, à l'énergie du pic en énergie des neutrinos de T2K (0.6 GeV), la majorité des interactions courant-chargé (CC) se font par interaction quasi-élastique (CCQE) avec un des nucléons. La plupart des échantillons d'évènements

⁵Les frontières entre les différentes interactions ne sont pas bien définies, et même si un régime peut dominer dans une certaine région, il n'est jamais exclusif.

sélectionnés dans le détecteur lointain cherchent donc à isoler de tels évènements (voir section 5.1.1). Cependant même si le spectre en énergie des neutrinos est piqué, le faisceau n'est pas monochromatique et une part des neutrinos de plus haute énergie peut interagir par des processus avec production de pions chargés dans l'état final. Sur l'ensemble du spectre en énergie, les neutrinos peuvent aussi interagir par interaction courant-neutre (NC), sans production du lepton associé, et donc sans identification de la saveur du neutrino possible. Ce mode d'interaction a cependant une section-efficace plus faible que celle par interaction courant-charge⁶. Certains de ces types d'interactions peuvent ainsi faire l'objet d'une sélection dans un échantillon propre. Pour le moment seules les interactions avec production résonante d'un pion chargé sont sélectionnées dans T2K en plus des évènements CCQE (section 5.1.1) à *Super-Kamiokande*. Dans le détecteur proche cependant plusieurs échantillons, y compris un échantillon composé en majorité d'évènements DIS, sont utilisés. On décrira l'ensemble de ces interactions, et en particulier leur modélisation dans T2K, dans les prochaines sections.

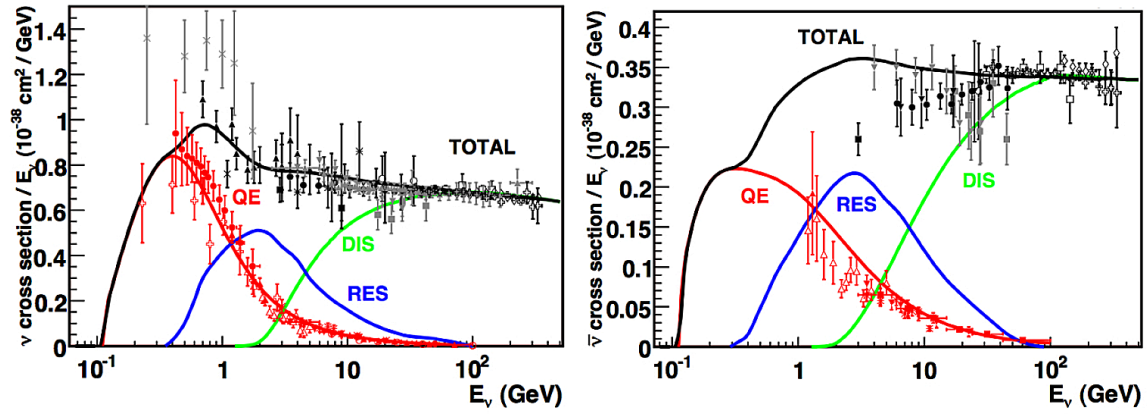


Figure 3.4 – section-efficace courant-charge inclusive des ν à gauche et des $\bar{\nu}$ à droite. Au pic d'énergie de T2K (0.6 GeV) la composante dominante correspond aux interactions CCQE, en bleu sur la figure.

La probabilité d'oscillation des neutrinos dépend de l'énergie du neutrino. Ainsi la sensibilité de l'expérience aux paramètres d'oscillations est directement reliée à sa capacité à reconstruire l'énergie des neutrinos E_{rec} (équation 3.3). Ce passage par l'énergie reconstruite est nécessaire afin de mesurer l'impact d'une variation des paramètres d'oscillations sur des quantités mesurables. Pour des expériences comme T2K qui n'ont pas ou peu de sensibilité à la composante hadronique de l'interaction, en particulier dans le détecteur lointain (section 2.5), seul un nombre limité d'informations sur l'interaction est accessible. Le lepton produit lors de l'interaction courant-charge du neutrino sert alors d'information principale pour aider à la reconstruction de l'énergie du neutrino incident. Si l'on prend l'exemple d'une interaction CCQE, l'énergie du neutrino est définie par la cinématique du lepton telle que :

$$E_{rec}^{CCQE} = \frac{m_p^2 - (m_n - E_b)^2 - m_l^2 + 2(m_n - E_b)E_l}{2(m_n - E_b - E_l + p_l \cos \theta_l)} \quad (3.8)$$

⁶Si l'on considère que l'impulsion transférée n'est pas trop grande, et que le neutrino a une énergie supérieure à la masse du quark, alors $\sigma_{NC} \simeq (a + b \sin^2 \theta_W + c \sin^4 \theta_W) \sigma_{CC}$ et l'on peut donc montrer que $\sigma_{NC} < \sigma_{CC}$. Avec θ_W l'angle de Weinberg

où m_p est la masse du proton, m_n est la masse du neutron, E_b est l'énergie de liaison du nucléon à l'intérieur du noyau d' ^{16}O , et p_l , m_l , E_l et θ_l sont respectivement l'impulsion, la masse, l'énergie et l'angle du lepton produit lors de l'interaction. Dans un cas parfait, l'énergie reconstruite devrait donc être toujours égale à la véritable énergie du neutrino dans le cas de l'interaction CCQE. Cependant plusieurs facteurs rentrent ici en jeu :

- la résolution du détecteur (discutée dans la section 2.5) oblige à considérer le fait que les variables cinématiques du lepton ne sont reconstruites elles-mêmes qu'avec une certaine précision. L'énergie reconstruite ne décrit donc la véritable énergie qu'avec une certaine précision due aux limites du détecteur, et la courbe d'énergie reconstruite pour un faisceau de neutrinos monochromatique est une gaussienne centrée sur l'énergie véritable des neutrinos incidents (Fig.3.5) ;
- les effets nucléaires (section 3.3.2.b), et notamment le fait que le nucléon ait une impulsion initiale due au mouvement de Fermi, implique que l'énergie reconstruite n'est un bon indicateur de l'énergie véritable qu'en moyenne. Ainsi pour un ensemble de neutrinos de même énergie, l'énergie reconstruite E_{rec} est distribuée autour de la véritable énergie avec une certaine précision (Fig.3.5). Cette distribution est symétrique, le mouvement de Fermi étant isotrope. La façon de modéliser ces effets nucléaires peut donc avoir un effet sur la correspondance énergie reconstruite et véritable qui peut changer les résultats de l'ajustement ;
- la réinteraction des différentes particules produites dans le détecteur peut changer la cinématique de l'état final et ainsi fausser la reconstruction de l'énergie des neutrinos. Ces effets (Final State Interaction, FSI) doivent aussi être modélisés et pris en compte dans l'analyse (section 3.3.5) ;
- un dernier facteur entre en jeu : des événements provenant d'autres interactions, et ayant ainsi une cinématique différente, peuvent contaminer les échantillons. Cela peut être dû à une inefficacité du détecteur, aussi bien qu'à des réinteractions, les deux changeant la topologie reconstruite de l'évènement. Il peut aussi s'agir d'interactions ayant la même topologie mais une cinématique différente qui peuvent ainsi contaminer les échantillons. Dans le cas d'échantillons CCQE par exemple, des événements $2p2h$ (section 3.3.2.c), qui ont généralement la même topologie, modifient fortement la correspondance entre l'énergie reconstruite et véritable (Fig.3.5).

De tels effets systématiques, qui ne sont évidemment pas limités à l'étude des événements CCQE, peuvent introduire un fort biais dans l'extraction des paramètres d'oscillations s'ils ne sont pas modélisés correctement. Il est donc nécessaire de modéliser l'ensemble des interactions qui peuvent intervenir dans le détecteur afin de prendre en compte ces effets sur l'énergie reconstruite. Cependant si la modélisation est elle-même erronée, alors la mesure sera là-aussi biaisée. C'est pourquoi l'approche de l'expérience T2K pour réduire la dépendance aux modèles de section-efficaces est d'introduire une paramétrisation efficace avec plusieurs paramètres de nuisance pour chacune des différentes interactions (qui seront

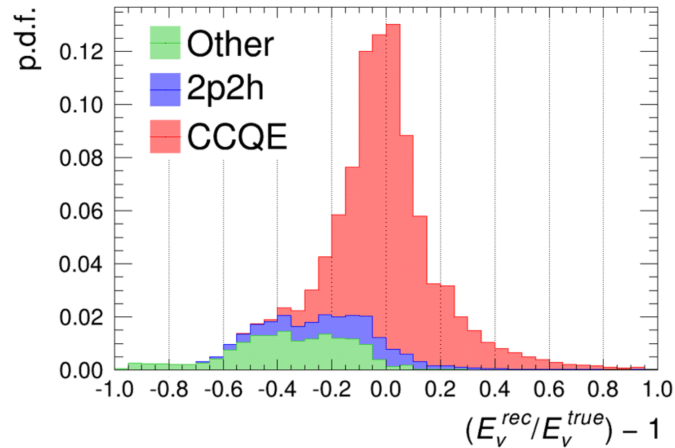


Figure 3.5 – Correspondance entre l'énergie reconstruite E_{rec} et la véritable énergie E_{true} du neutrino dans des simulations d'évènements de *Super-Kamiokande*.

décrits dans les prochaines sections), contraints avec les données du détecteur proche de la même façon que pour le modèle de flux.

Cette modélisation passe par la production de simulations Monte-Carlo grâce, notamment, à un générateur propageant l'ensemble des particules simulées dans le détecteur et dans lequel la probabilité d'interaction de chaque particule est calculée. Ce calcul se base sur l'ensemble des modèles présents dans le générateur, décrivant chacun des types d'interactions. Le générateur utilisé par T2K est NEUT [119] 5.3.2. Les modèles présents dans NEUT sont bâtis sur un ensemble de lots de données externe à T2K, notamment en provenance des expériences MINER ν A [120], MiniBooNE [121] et d'un ensemble d'expériences de chambres à bulles des laboratoire nationaux d'Argonne et Brookhaven [122].

Chacun de ces modèles a une incertitude associée, et de la même façon que pour le flux, afin d'avoir une bonne sensibilité aux paramètres d'oscillations il est nécessaire de contraindre ces incertitudes. Une fois encore cette contrainte passe par l'analyse des données du détecteur proche. En pratique le même ensemble de modèles de section-efficace et de flux de neutrinos que ceux utilisés au détecteur lointain sont ajustés aux données de ND280, variant les valeurs nominales des paramètres de chacun des modèles tout en contraignant leurs incertitudes. Cette analyse sera détaillée dans le chapitre 4.

Le choix de la paramétrisation de l'analyse, bien qu'ajustée aux données, peut cependant encore avoir un impact sur l'ensemble de l'analyse. C'est pourquoi un ensemble de validations, testant des modèles alternatifs *via* la production de simulations utilisées comme un faux lot de données, est utilisé pour vérifier qu'aucun biais n'est introduit pas un problème de modélisation des section-efficaces. Dans la mesure du possible ces modèles seront présentés aux côtés des modèles utilisés dans l'analyse principale dans les prochaines sections. Le fonctionnement de cette validation ainsi que ses résultats sont présentés dans le chapitre 5.

Avant de rentrer dans le détail de chacune des interactions, on peut définir le cas général d'une interaction courant-chargé d'un neutrino sur une cible dans le référentiel du laboratoire (Fig.3.6). Il est courant en physique des neutrinos de considérer que la cible sur laquelle le neutrino interagit est au repos. Afin de remonter aux conditions de l'état initial on étudie

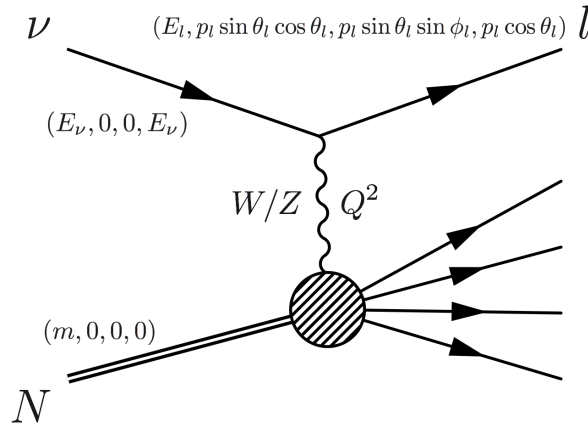


Figure 3.6 – Diagramme de Feynman de l'interaction d'un neutrino.

donc la cinématique des particules de l'état final (principalement l'angle avec la direction du neutrino θ et l'impulsion p) qu'il s'agisse simplement de lepton associé, ou de celui-ci associé aux autres particules produites lors de l'interaction. Plusieurs variables cinématiques d'intérêt peuvent donc être construites, notamment l'impulsion transférée Q^2 , la rapidité y et la variable de Feynman x :

$$Q^2 = -(p_\nu - p_l)^2 = 2E_\nu(E_l - |\vec{p}_l| \cos \theta_l) - m_l^2 \quad (3.9)$$

$$y = \frac{E_\nu - E_l}{E_\nu} \quad (3.10)$$

$$x = \frac{Q^2}{2m\nu} = \frac{2E_\nu(E_l - |\vec{p}_l| \cos \theta_l) - m_l^2}{2m(E_\nu - E_l)} \quad (3.11)$$

Dans une telle interaction, le lepton peut être utilisé comme indicateur de la saveur et de la charge du neutrino, et l'ensemble des produits de la réaction comme indicateur du type d'interaction. Connaître le type d'interaction est nécessaire afin de vérifier que les hypothèses formulées lors de la reconstruction de l'énergie du neutrino tiennent. Il est aussi possible d'isoler certains bruits de l'analyse d'oscillation dans des échantillons afin de mieux les contraindre. Dans T2K différentes topologies sont utilisées :

- les événements sans pions dans l'état final, ou $CC0\pi$. Une telle topologie est principalement constituée d'interactions quasi-élastiques, mais peut contenir une part non négligeable d'événements multi-nucléons (10% à 20%) qui ont une cinématique différente pouvant fausser la reconstruction de l'énergie du neutrino incident ;
- les événements avec un pion dans l'état final, ou $CC1\pi^\pm$ (\pm selon le signe du neutrino). Cette topologie concerne principalement les interactions courant-charge produisant un pion de façon résonante, et dans une moindre mesure, de façon cohérente ;
- les événements avec un pion de même signe que le lepton, ou plus d'un pion, appelés CC-Other. Il s'agit là principalement d'interaction hautement inélastique.

Dans les sections suivantes, les différentes interactions modélisées dans l'analyse de T2K sont présentées afin d'obtenir une vision globale de la paramétrisation des section-efficaces utilisée dans l'analyse d'oscillation. Dans l'ordre :

- les modèles de l'interaction CCQE, des effets nucléaires, de l'interaction $2p2h$, qui ont un effet sur la topologie d'évènements sans pions dans l'état final, $CC0\pi$;
- les interactions produisant un ou plusieurs pions dans l'état final et peuplant les topologies $CC1\pi$ et CC-Other ;
- les interactions courant-neutre, NC ;
- les effets de réinteractions ou Final State Interaction (FSI) ;
- enfin plusieurs autres effets, tels que l'impact des différences de composition des détecteurs proche et lointain, des différences entre neutrino et anti-neutrino ainsi qu'entre saveurs de neutrinos.

Un tableau résumant l'ensemble de la paramétrisation est présent dans la section 3.3.8.

3.3.2 Interactions courant-chargé quasi-élastiques

Pour des régions de basse énergie⁷, le processus dominant est l'interaction courant-chargé quasi-élastique (CCQE) d'un neutrino avec un nucléon. Il s'agit là de l'interaction la plus commune dans l'expérience T2K et la majorité des échantillons de T2K sont basés sur la sélection de tels évènements. Le modèle de la section-efficace des CCQE considère l'interaction avec un nucléon libre. Cependant dans le détecteur ce nucléon doit être considéré dans le cadre d'un noyau (principalement carbone ou oxygène), et il est donc nécessaire de modéliser les interactions à l'intérieur du noyau pouvant changer l'état final de l'évènement. Enfin la sélection d'évènements CCQE est basée sur une topologie où seul le lepton est détecté mais certaines interactions ont accès à la même topologie malgré une cinématique différente. Ces évènements peuvent ainsi contaminer l'échantillon et biaiser la reconstruction de l'énergie du neutrino. Les interactions de neutrinos avec une paire corrélée de nucléons, ou $2p2h$ en sont les principaux représentants. Cette section s'intéresse donc à un ensemble d'effets et d'interactions ayant un impact sur la topologie sans pions dans l'état final, ou $CC0\pi$. Cette topologie étant la plus répandue aux énergies accessibles à T2K, un soin tout particulier est apporté à la modélisation des types d'interactions la constituant.

⁷Bien qu'il s'agisse de grande énergie en comparaison aux neutrinos solaires par exemple.

a Interaction quasi-élastique

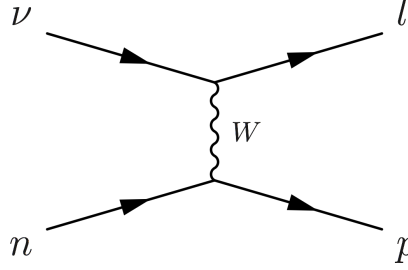


Figure 3.7 – Processus courant-chargé quasi-élastique (CCQE) avec les nucléons.

L'interaction courant-chargé quasi-élastique est l'interaction d'un neutrino avec un nucléon libre (Fig.3.7) au cours de laquelle le nucléon change d'identité tel que :

$$\nu_l + n \rightarrow l + p \quad (3.12)$$

Il s'agit là d'une interaction à deux corps, ainsi sa cinématique est bien contrainte. A partir de la cinématique du lepton produit, θ_l et p_l , il est possible de remonter sans ambiguïté à E_ν et Q^2 . La section-efficace d'interaction s'exprime comme le produit du carré de l'amplitude de la réaction, et d'un terme d'espace des phases, où l'amplitude est le produit d'un terme de courant leptonique J_μ , d'un propagateur G et d'un courant hadronique J^μ tels que :

$$J_\mu = \bar{\nu}_l \gamma_\mu (1 - \gamma_5) l = \bar{\nu}_l \gamma_\mu l - \bar{\nu}_l \gamma_\mu \gamma_5 l \quad (3.13)$$

$$G \simeq \frac{1}{Q^2 - M_W^2} \quad (3.14)$$

$$J^\mu = \bar{u}_n \left(\gamma_\mu F_1(Q^2) + \frac{i}{2m_n} \sigma^{\mu\nu} q_\nu F_2(Q^2) + \gamma^\mu \gamma_5 F_A(Q^2) + \frac{1}{2m_n} q^\mu \gamma_5 F_P(Q^2) \right) u_n \quad (3.15)$$

m_n est la masse du nucléon, m_l celle du lepton, F_1 et F_2 sont les facteurs de formes vecteurs, F_A le facteur de forme axial et F_P est le facteur de forme pseudo-scalaire du nucléon [123, 124]. Les différents facteurs de forme sont des fonctions empiriques décrivant la structure du nucléon ou la distribution de charge à l'intérieur du nucléon. Il s'agit là d'une paramétrisation effective qui permet de modéliser la réponse d'un nucléon lorsqu'il est sondé par un boson (W ou γ). Il est d'usage de considérer que les contributions en m_l^2/m_n^2 sont négligeables, et l'on peut alors paramétriser la section-efficace d'interaction CCQE par [125] :

$$\frac{d\sigma}{dQ^2}(\nu n \rightarrow l^+ p) = \left(A(Q^2) \mp B(Q^2) \frac{4m_n E_\nu - Q^2 - m_l}{m_n^2} - C(Q^2) \frac{(4m_n E_\nu - Q^2 - m_l)^2}{m_n^4} \right) \times \frac{m_n^2 G_F^2 \cos^2 \theta_c}{8\pi E_\nu^2} \quad (3.16)$$

où G_F la constante de Fermi, θ_c l'angle de Cabbibo, le \mp dépend qu'il s'agisse de neutrino (+) ou d'anti-neutrinos (-)⁸, et :

⁸Expliquant en partie la raison pour laquelle les anti-neutrinos ont une section-efficace d'interaction plus faible.

$$A = \frac{4m_n E_\nu - Q^2}{m_n^2} \left(\left(1 + \frac{Q^2}{m_n^2}\right) F_A^2 - \left(1 - \frac{Q^2}{m_n^2}\right) F_1^2 + \frac{Q^2}{m_n^2} \left(1 - \frac{Q^2}{m_n^2}\right) F_2^2 + \frac{Q^2}{m_n^2} \tau F_1 F_2 \right) \quad (3.17)$$

$$B = \frac{Q^2}{1m_n^2} F_A (F_1 + F_2) \quad (3.18)$$

$$C = \frac{1}{4} (F_A^2 + F_1^2 + \tau F_2^2) \quad (3.19)$$

Il est intéressant de noter que les seules inconnues de cette section-efficace sont les facteurs de formes. Les expériences de diffusion d'électrons ont accès au premier terme du courant leptonique, ainsi qu'aux deux premiers termes du courant hadronique, permettant ainsi de contraindre F_1 et F_2 . Le facteur de forme axial F_A est seulement accessible par l'étude de processus par interaction faible [126] et notamment de diffusion de neutrinos. La manière la plus simple de modéliser la structure axiale du nucléon est la distribution de charge la plus simple : le dipôle. F_A est donc généralement paramétrisé :

$$F_A(Q^2) = \frac{g_A}{1 + Q^2/M_A} \quad (3.20)$$

avec g_A la constante de couplage axial/vecteur, et M_A la masse axiale. La constante de couplage peut être mesurée grâce aux mesures des désintégrations β de neutrons [127] tandis que M_A est déterminée lors de mesures de diffusions de neutrinos, principalement dans les années 1970 sur du deutérium dans des chambres à bulles. Ces mesures concluent à $M_A = 1.014 \pm 0.014 \text{ GeV}/c^2$ [128]. On peut noter que d'autres modèles que celui dipolaire existent, et notamment le modèle en z -*expansion* [129] dans lequel le facteur de forme est une série de puissance d'un nouveau paramètre z tel que :

$$F_A(Q^2) = \sum_k a_k z^k(Q^2) \quad (3.21)$$

où les a_k sont des nombres sans dimensions encodant l'information sur la structure du nucléon. L'intérêt d'une telle paramétrisation est qu'elle donne des incertitudes réalistes, qu'elle est indépendante de tout modèle, et qu'elle est compatible avec la QCD perturbative.

Le modèle utilisé dans l'analyse d'oscillation de T2K est basé sur un modèle dipolaire, et M_A est un des paramètres libres du modèle. Le paramètre est laissé entièrement libre dans la limite de son intervalle physique, et sa valeur nominale est issue d'un ensemble de fit sur des données de chambre à bulles.

b Modèle nucléaire

La situation est cependant plus complexe que dans le modèle décrit précédemment : en effet les neutrinos n'interagissent généralement pas avec des nucléons libres mais avec des nucléons à l'intérieur de noyaux relativement lourds (pour T2K carbone et oxygène majoritairement), ajoutant de la complexité au processus. L'introduction de tels effets fut rendue nécessaire après que des mesures de section-efficaces de neutrino CCQE sur des noyaux plus lourds donnent des valeurs plus haute de M_A , entre $1.2 \text{ GeV}/c^2$ et $1.35 \text{ GeV}/c^2$ (Fig.3.9) lorsque

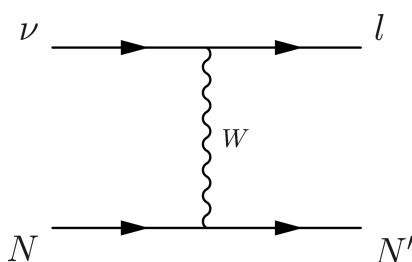


Figure 3.8 – Processus courant-chargé quasi-élastique (CCQE) avec le noyau.

l'on utilise le modèle explicité précédemment sans prendre en compte d'effets nucléaires. Ce résultat pose problème : la valeur de M_A , paramètre effectif décrivant des propriétés intrinsèques au nucléon, ne devrait pas dépendre du noyau étudié. Cette différence entre les mesures fut d'abord attribuée à l'approximation faite en considérant que la réaction se fait avec un nucléon au repos.

Il est donc nécessaire de prendre en compte le fait que le nucléon existe dans un milieu nucléaire qui n'est pas simple spectateur. Ces effets nucléaires peuvent fortement modifier les section-efficaces CCQE : changer le taux d'interaction jusqu'à 20%, la cinématique des particules produites (et donc la forme de la section-efficace en fonction des différentes variables cinématiques), voire même par absorption ou émission dans le noyau la quantité et le type de particules dans l'état final. On peut séparer en deux catégories ces effets : les effets sur l'état initial, en particulier la façon dont sont liés les nucléons dans le noyau et son impact, et les effets sur l'état final de la réaction. On s'intéressera ici aux effets sur l'état initial et nous reviendrons sur ceux sur l'état final dans la section 3.3.5.

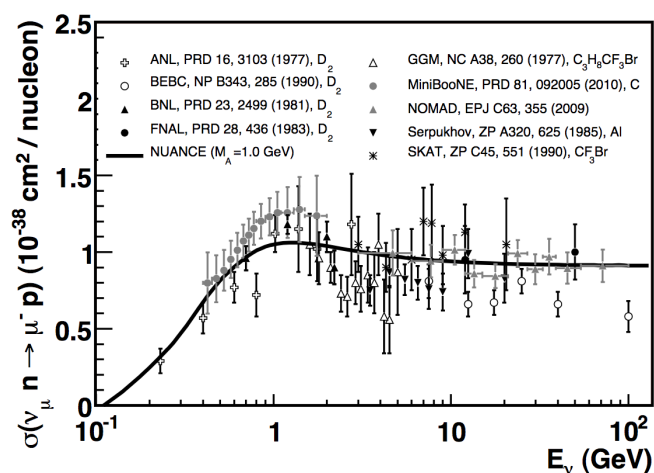


Figure 3.9 – Compilation des dernières mesures de la section-efficace CCQE des ν_μ avec différents types de cibles [130].

La plupart des modèles nucléaires utilisés en physique des neutrinos se basent sur deux hypothèses :

- *l'impulse approximation* [128] considère que les nucléons sont quasi-libres dans le noyau. On peut ainsi considérer l'interaction comme étant la somme des interactions avec tous les nucléons indépendamment :

$$\sum_{\text{nucléons}} \langle \Psi_i(x) | O | \Psi_f(x) \rangle \quad (3.22)$$

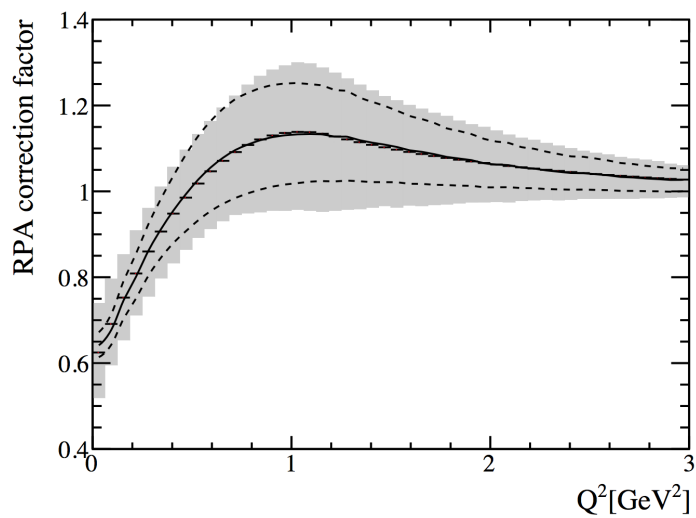
où $\langle \Psi_i(x) |$ dénote l'état initial, $|\Psi_f(x)\rangle$ l'état final, et O l'interaction. Les effets sur l'état final de l'interaction ne peuvent être calculés sous cette hypothèse, le hadron produit n'étant pas affecté par les nucléons spectateurs. De même la suppression de la réaction due à l'exclusion de Pauli lorsque que le hadron a une énergie trop faible et qu'aucun état quantique ne lui est accessible n'est pas pris en compte et doit être ajouté à la main ;

- l'approximation des ondes planes stipule que, de la même façon que pour des nucléons libres, l'état initial et l'état final peuvent être décrits comme des ondes planes.

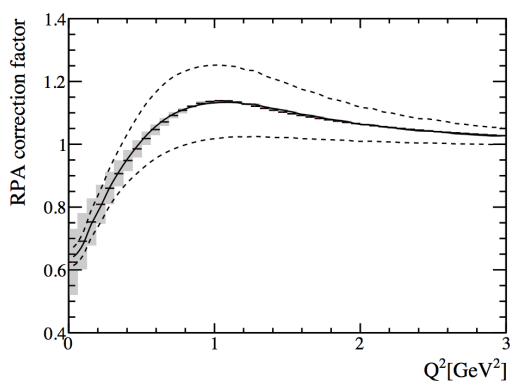
Une fois ces approximations considérées, les effets nucléaires sont intégrés en donnant une certaine impulsion initiale aux nucléons et qu'ainsi une certaine énergie E_b est nécessaire (énergie de liaison ou *binding energy*) pour extraire le nucléon du potentiel nucléaire dans lequel il est. Il s'agit donc à la fois de définir E_b et de produire la distribution en impulsion initiale des nucléons.

La façon la plus simple de prédire l'impulsion initiale des nucléons est de considérer que les nucléons forment un gaz relativiste de Fermi (RFG) [131]. Ce modèle simpliste considère le noyau comme une boîte de densité constante. Ainsi toutes les impulsions sont d'égal probabilité jusqu'à une certaine valeur, qui dépend de la taille du noyau, puis de probabilité nulle. Cette impulsion maximale est appelée impulsion de Fermi (p_F) et dépend donc du noyau considéré. Dans ce modèle l'énergie de liaison E_b est fixe. Bien que cette approche soit approximative il s'agit de celle utilisée en majorité dans la production de Monte-Carlo en physique des neutrinos. On utilise cependant les données de diffusion d'électrons pour mieux contraindre ce modèle. La valeur de E_b utilisée dans T2K est de 25 MeV sur le carbone et 27 MeV sur l'oxygène, l'impulsion de Fermi utilisée est elle de 223 MeV/c pour le carbone et 225 MeV/c pour l'oxygène [132]. L'énergie de liaison n'est pas variée pendant l'ajustement mais fait l'objet d'une étude d'impact avec des simulations alternatives (section 5.4), tandis que les deux impulsions de Fermi p_F (sur carbone et oxygène) sont elles laissées libres dans l'ajustement.

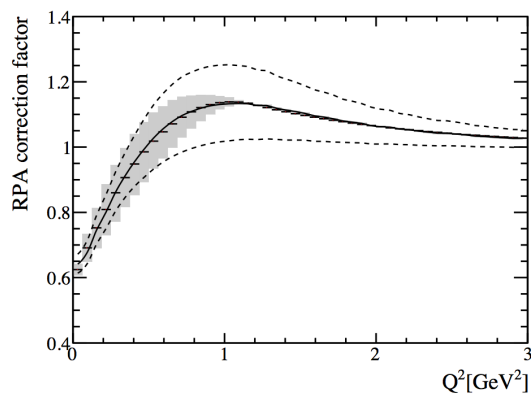
L'ensemble des effets nucléaires ne sont cependant pas pris en compte de cette façon. *L'impulse approximation* empêchant de considérer les effets nucléaires collectifs. C'est pour cela qu'une seconde correction est faite, basée sur le modèle de la *Random phase approximation* (RPA). Cette méthode non perturbative est utilisée pour décrire les interactions quantiques microscopiques à plusieurs corps et fut d'abord utilisée pour décrire les interactions entre électrons dans la matière [133] avant d'être adaptée pour décrire les interactions neutrino/noyau [134]. Il s'agit là d'un facteur correctif appliqué aux interactions CCQE en fonction de l'impulsion transférée Q^2 . On peut y observer deux régimes : pour $Q^2 < 0.5 \text{ GeV}^2$ on observe un écrantage des nucléons par le potentiel nucléaire, et donc une suppression de tels évènements, et pour



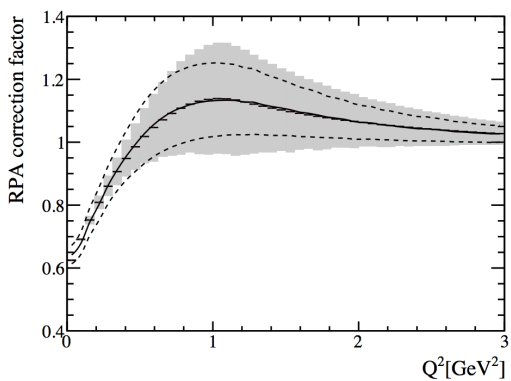
(a) Incertitude totale de la paramétrisation BeRPA



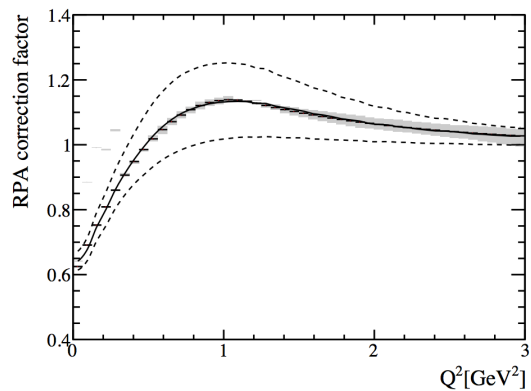
(b) BeRPA A



(c) BeRPA B



(d) BeRPA D



(e) BeRPA E

Figure 3.10 – Valeur nominale de la paramétrisation BeRPA (points) à comparer au modèle RPA (ligne noire). La bande grise est l'incertitude de la paramétrisation totale ou pour chaque paramètre, les lignes pointillées montrent le contours à $1/\sigma$ théorique du modèle RPA.

$Q^2 \rightarrow \infty$ une haute énergie transférée et donc un quark quasiment libre et une correction qui tend vers 1 (Fig.3.10). La paramétrisation effective de ce modèle dans T2K, appelée BeRPA [135] (pour Bernstein RPA) et basée sur de polynômes de Bernstein, a 7 paramètres A, B, D, E, U, p_1, p_2 tels que :

$$f(x) = \begin{cases} A(1-x')^3 + 3B(1-x')^2x' + 3p_1(1-x')x'^2 + Dx'^3 & , x < U \\ 1 + p_2e^{-E(x-U)} & , x > U \end{cases} \quad (3.23)$$

où $x = Q^2$, $x' = x/U$. Les deux conditions de continuité en U permettent de supprimer $p_1 = D + (UE(D-1))/3$ et $p_2 = D - 1$ et l'on obtient 5 paramètres libres que l'on peut contraindre grâce aux données de diffusion de pions sur les noyaux : $A = 0.59$, $B = 1.05$, $D = 1.13$, $E = 0.88$ et $U = 1.2$. Le paramètre U est fixé. Les autres paramètres décrivent chacun une région différente de Q^2 avec leur incertitude associée (Fig.3.10) : A décrit la région à bas Q^2 ($< 0.5 \text{ GeV}^2$), B à moyen Q^2 ($< 1 \text{ GeV}^2$), D au dessus de 1 GeV^2 et enfin E au dessus de 2 GeV^2 .

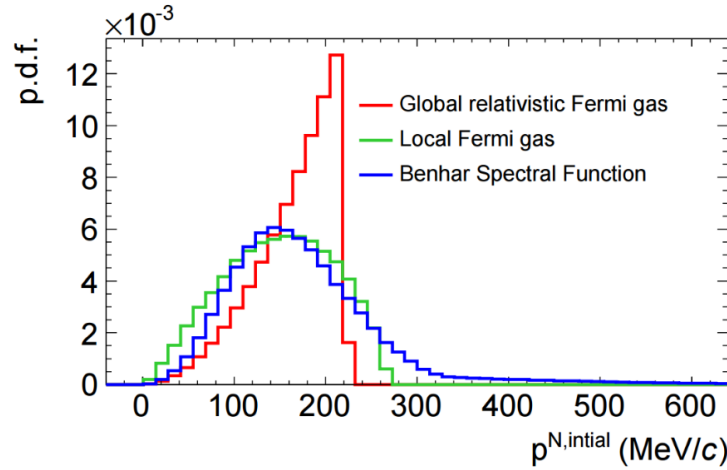


Figure 3.11 – Distributions en impulsion initiale des nucléons dans les trois modèles RFG, LFG et SF [136].

Il existe cependant d'autres modèles : le gas de Fermi local (LFG) [137] et la fonction spectrale (SF) [138]. Dans le premier cas l'impulsion initiale du nucléon ainsi que l'énergie de liaison dépend de la position radiale dans le noyau, permettant d'avoir un profil de densité plus fin dans le noyau. La fonction spectrale⁹ (SF) est un modèle plus sophistiqué considérant les modifications sur les orbites venant du potentiel d'interaction de deux ou trois nucléons. De plus ce modèle incorpore des paires de nucléons se repoussant fortement, connu sous le nom de *short range correlations*, autorisant une impulsion plus haute que celle de Fermi, p_F , peuplant ainsi la queue de distribution à haute énergie. La Fig.3.11 montre les distributions en impulsion initiale des nucléons dans les trois modèles cités sur du carbone. Ces deux modèles, gas de Fermi local et *spectral function* sont eu-aussi utilisés dans les étude de

⁹Il est intéressant de noter que l'ensemble des modèles cherchant à prédire l'impulsion initiale des nucléons (RFG, LFG, etc...) est appelé *spectral function*, de la même façon que ce modèle particulier, probablement afin de maintenir un état de confusion.

robustesse de l'analyse à travers l'utilisation de simulations comme lots de fausses données (voir section 5.4).

c Interactions multi-nucléons $np-nh$

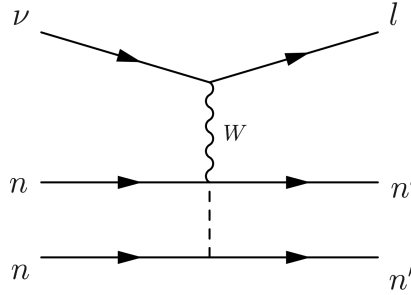


Figure 3.12 – Interaction 2 particles 2 holes (2p2h).

L'incorporation des modèles nucléaires dans les simulations ne suffit pas en 2009 pour expliquer les résultats de l'expérience MiniBooNE [139]. La mesure de la section-efficace des événements CCQE effectuée n'est pas compatible avec la valeur de M_A correspondant aux expériences sur du deutérium. En effet comme le montre la Fig.3.13a les données sont compatibles avec une valeur plus élevée de M_A , aux alentours de 1.35 GeV. L'introduction d'effets nucléaires ne résout pas le problème d'une valeur de M_A incompatible avec celle des expériences sur deutérium.

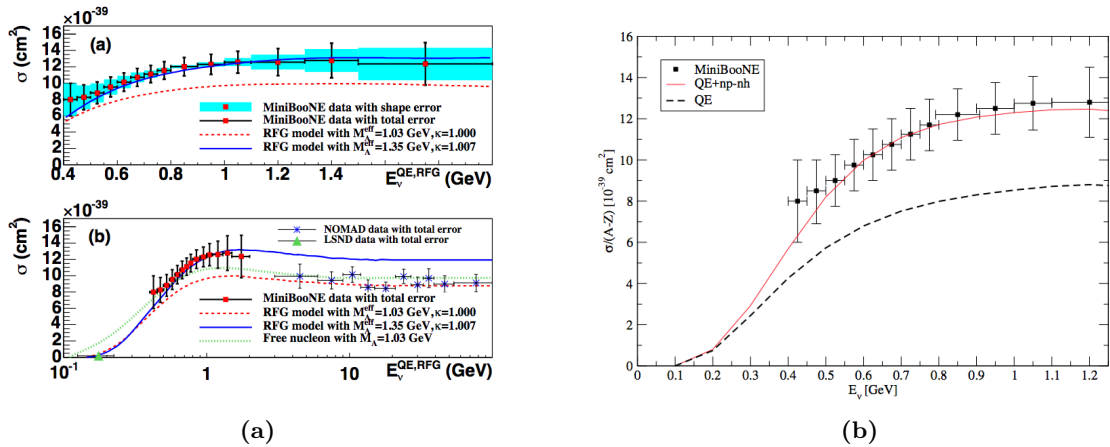


Figure 3.13 – section-efficace d'interaction de ν_{μ} par interaction CCQE mesurée par MiniBooNE a) tirée de l'article de MiniBooNE [139] b) comparant la prédiction du modèle $np-nh$ de Martini à la mesure [134].

Une explication fut alors avancée dans [134] sous la forme d'un mécanisme additionnel qui ne serait pas pris en compte dans l'analyse et pourrait augmenter la section-efficace CCQE. Ce modèle ne considère plus l'interaction du neutrino qu'avec un nucléon seul mais avec une paire corrélée de nucléons. L'absorption du boson W par le nucléon lors de l'interaction CCQE, expulsant le nucléon du noyau produisant ainsi une paire nucléon-trou dans le noyau

(ou $1p1h$) présentée dans la section 3.3.2 n'est qu'une possibilité qui doit être complétée par d'autres. Ce modèle prend en considération :

- le couplage avec une paire de nucléons corrélés (corrélations NN) ;
- les courants 2-nucléons qui sont créés par l'échange de méson (*Meson Exchange Current* ou MEC). Cette contribution est dominée par des désintégration sans Δ de pions, et d'autres diagrammes incluant un Δ comme propagateur (Fig.3.15) ;
- les interférences entre les deux.

La prise en compte de ces contributions donne accès à des états d'excitation avec deux nucléons et deux trous, ou $2p2h$ (Fig.3.12), et trois nucléons et trous ou $3p3h$, appelés ensembles $np-nh$ [37]. Comme le montre la Fig.3.13b la prise en compte de ces excitations $np-nh$ permet d'augmenter la section-efficace $CC0\pi$ de 10% à 20%, et ainsi de reproduire les données de MiniBooNE [134]. Ces interactions sont donc depuis maintenant quelques années fortement étudiées [140, 141] dans le cadre des interactions de neutrinos d'une énergie aux alentours de 1 GeV, pour lesquels la proximité dans la topologie de l'évènement avec les CCQE pose problème. En effet si les différents nucléons éjectés ne sont pas détectés, ce qui est bien souvent le cas dans ces expériences qui ne sont pas prévues pour de telles détections, l'évènement tombe dans la catégorie $CC0\pi$ et ne peut être distinguée d'une interaction CCQE. Ceci est particulièrement important dans l'analyse d'oscillation où cette contamination d'évènements $np-nh$ peut fausser la reconstruction de l'énergie du neutrino (Fig.3.14). Ainsi de nombreux efforts ont été faits cette dernière décennie afin d'ajouter ce type d'interaction dans les générateurs Monte-Carlo [142, 143, 144].

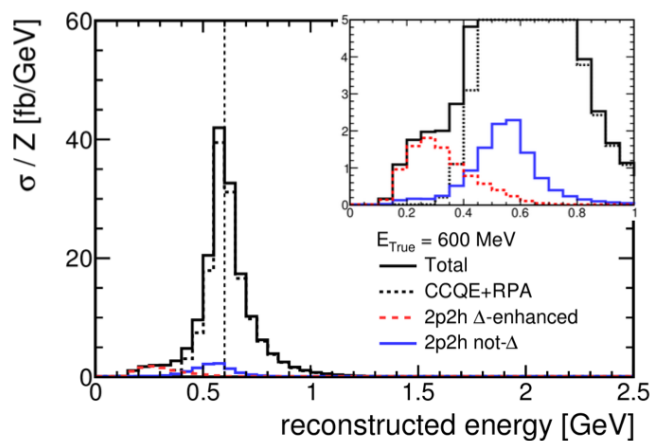


Figure 3.14 – Energie reconstruite d'un neutrino de 600 MeV dans l'hypothèse d'une interaction CCQE. On peut observer l'incertitude due aux modèles nucléaires ainsi que le biais qu'une contamination en $2p2h$ peut apporter. $2p2h$ Δ -enhanced

Trois groupes produisent essentiellement les modèles théoriques de ces interactions multi-nucléons : Martini *et al* [134, 140, 145, 146, 147], Nieves *et al* [141, 148, 149] et Amaro *et al*

[150, 151]. Ces différents modèles donnent des section-efficaces qui peuvent varier jusqu'à un facteur deux. De plus la contribution entre les corrélations NN et les MEC peuvent changer fortement, modifiant la prédiction de l'énergie reconstruite.

La paramétrisation implémentée dans les simulations de T2K est basée sur le modèle de Nieves *et al*, mais contient uniquement les contributions $2p2h$ (Fig.3.15). Il s'agit là d'une contribution majeure à l'incertitude totale des mesures d'oscillations d'analyse, en particulier à cause de la dépendance au modèle. Cette dépendance est testée dans l'analyse à travers des ajustements de simulations alternatives, en particulier avec le modèle de Martini *et al* et des simulations de cas extrêmes avec la composante NN nulle ou inversement avec la composante MEC nulle (section 5.4).

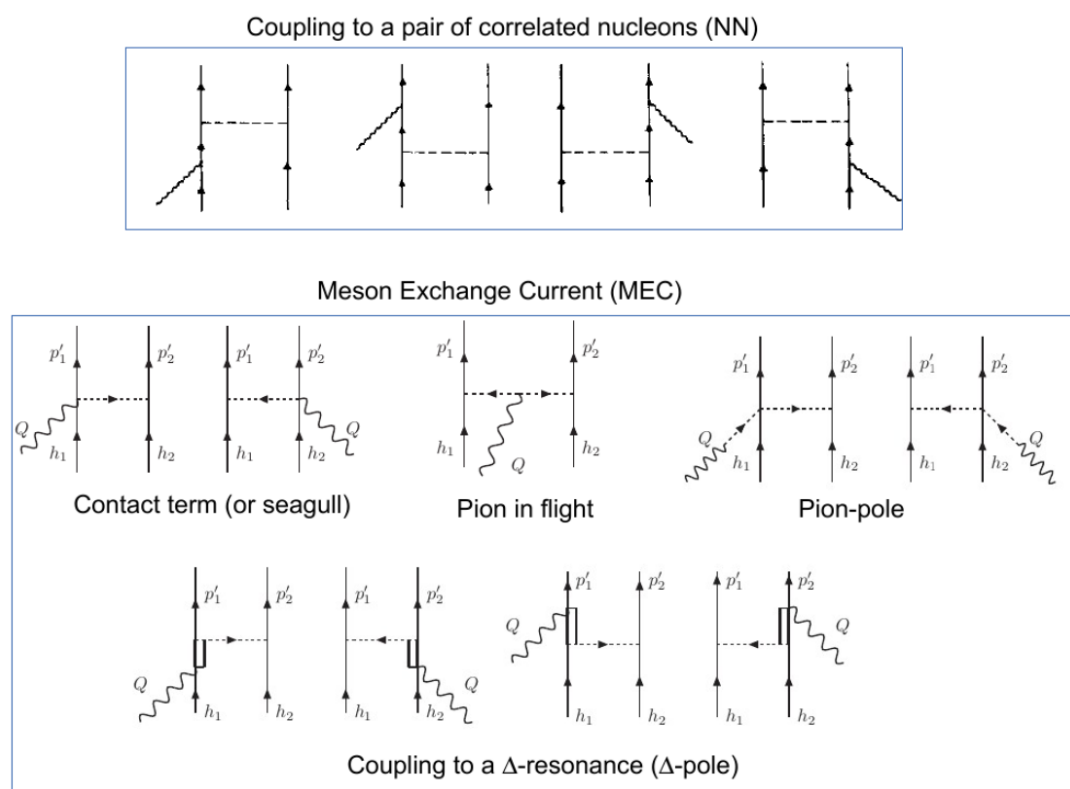


Figure 3.15 – Ensemble des processus pris en compte sous l'appellation $2p2h$. Les lignes simples sont des nucléons, les doubles des Δ , les pointillés des pions et les boucles des bosons W.

Dans la paramétrisation implémentée dans l'ajustement, 5 paramètres décrivent ces interactions $2p2h$:

- deux paramètres de normalisation des $2p2h$ sur ^{12}C pour les neutrinos et les anti-neutrinos. Les deux ne sont pas corrélés avant l'ajustement ;
- un paramètre décrivant la relation entre les normalisation sur ^{12}C et ^{16}O afin de pouvoir étendre la prédiction du détecteur proche au détecteur lointain. Ce paramètre a une incertitude de 20% ;

- deux paramètres modifiant la proportion de MEC et de NN dans le modèle, un sur ^{12}C , l'autre sur ^{16}O . Ils peuvent varier entre -1 (entièrement NN ou non *Pion Delta Decay-like*, non-PDD) et +1 (entièrement MEC ou *Pion Delta Decay-like*, PDD). Ces deux paramètres sont corrélés à 30%. Ces paramètres sont communs aux neutrinos et anti-neutrinos.

3.3.3 Production de pions et interactions inélastiques

Comme indiqué précédemment, le faisceau de neutrino de T2K, bien que piqué en énergie, n'est pas monochromatique. Ainsi, bien que l'interaction quasi-élastique soit dominante (Fig.3.4), à plus haute énergie d'autres processus peuvent avoir lieu. La signature des processus qui vont nous intéresser dans cette section est la présence de pions dans l'état final. Ces processus vont peupler les échantillons dont la topologie est définie par la présence d'un pion de signe opposé au lepton dans l'état final ($CC1\pi^+$ pour les neutrinos et $CC1\pi^-$ pour les anti-neutrinos), ou de plus d'un pion chargé dans l'état final (CC-Other). Plus l'énergie du neutrino incident est haute, plus la structure avec laquelle le neutrino va interagir est fine : le noyau, le nucléon, puis les quarks. Les trois interactions suivantes sont à ces trois échelles différentes.

a Production cohérente de pions

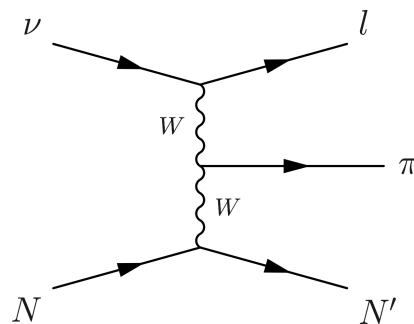


Figure 3.16 – Processus courant-chargé avec production cohérente de pion (CCCoh).

L'interaction par courant-chargé avec production cohérente de pion (CCCoh) [152] est une interaction non dominante aux énergies de T2K. La diffusion cohérente du neutrino sur un noyau fait reculer le noyau sans le briser. Lors de l'interaction un seul pion est produit par la réaction (Fig.3.16) :

$$\bar{\nu}_l^{(-)} + N \rightarrow l^{\mp} + N + \pi^{\pm} \quad (3.24)$$

Cela n'est possible qu'à basse impulsion transférée Q^2 . Selon le théorème d'Adler [153], l'amplitude d'un tel processus ne dépend que de la divergence du courant axial-vecteur

qui peut être évaluée par l'étude de la diffusion de pions sur des noyaux. Aux énergies des expériences de neutrinos auprès d'accélérateurs la section-efficace est très faible. Cependant plusieurs expériences, dont T2K, ont confirmé l'existence d'un tel processus pour des énergies relativement basses (< 3 GeV) [154]. Dans la paramétrisation des section-efficaces de l'analyse d'oscillation de T2K sont implémentés deux paramètres de normalisation de ce processus, l'un sur ^{12}C , l'autre sur ^{16}O , les deux avec une incertitude de 30%.

b Production résonante de pions par interaction courant-chargé

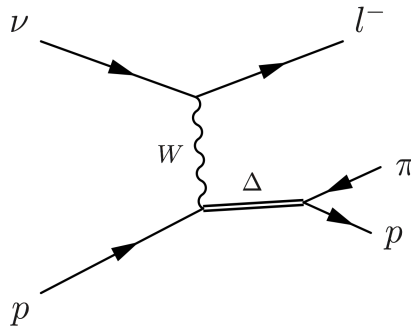


Figure 3.17 – Processus courant-chargé avec production résonante de pion (CCRes).

Lorsque l'énergie apportée au centre de masse du nucléon est suffisante, la réaction peut devenir inélastique et le nucléon peut alors se désexciter à travers un état baryonique résonant d'isospin¹⁰ 1/2 ou 3/2 qui va se désintégrer rapidement, la plupart du temps en un pion et un nucléon. On parle alors de production résonante de pion par interaction courant-chargé (CCRes), et il existe plusieurs réactions possibles, produisant toutes des pions chargés ou neutres dans l'état final :

$$\bar{\nu}_l + p \rightarrow l^{\mp} + p + \pi^{\pm} \quad (3.25)$$

$$\bar{\nu}_l + n \rightarrow l^{\mp} + n + \pi^{\pm} \quad (3.26)$$

$$\nu_l + n \rightarrow l^{-} + p + \pi^0 \quad (3.27)$$

La première résonance accessible est celle du baryon $\Delta(1232)$ (Fig.3.17), dominante en dessous de 1 GeV. À plus haute énergie d'autres résonances entrent en jeu, mais sont minoritaires dans T2K. La production résonante de pions par interaction courant-chargé est l'interaction dominante pour les neutrinos d'énergie entre 1.5 GeV et 5 GeV. La topologie de cette interaction peut être imitée par une réaction où le nucléon est excité mais se désexcite sans passage par un état résonant.

La modélisation de cette interaction se fait à travers le modèle de Rein-Seghal [155]. Ce modèle est construit de façon très similaire au modèle CCQE présenté dans la section 3.3.2.a : des facteurs de forme sont utilisés pour décrire l'interaction avec le noyau. Ces facteurs de forme sont différents de ceux utilisés pour modéliser les interactions CCQE, et

¹⁰Aux énergie qui nous intéressent ici les contributions d'isospins supérieurs sont négligeables.

sont difficilement contraignables expérimentalement. Le modèle utilisé dans T2K a trois paramètres libres :

- M_A^{RES} , la masse axiale résonante (définie dans le modèle de Rein-Seghal par analogie à M_A);
- la valeur à $Q^2 = 0$ du facteur de forme axial C_5^A (équivalent dans le modèle CCQE à $F_A(0)$, équation 3.20);
- et $I = \frac{1}{2}Bkg$ modélisant la composante en interactions non-résonantes d'isospin¹¹ 1/2.

D'autres modèles existent, notamment le modèle de Monireh Kabirnezhad [156], extension du modèle de Rein-Seghal incluant les composantes non-résonantes d'isospin 3/2 et les interférences avec celles d'isospin 1/2. Ce modèle est lui aussi testé comme simulation alternative (voir section 5.4).

Il est intéressant de noter qu'en cas de réabsorption du pion dans le noyau la topologie finale de l'évènement est indissociable d'une interaction CCQE, contaminant possiblement les échantillons $CC0\pi$ et biaisant la reconstruction de l'énergie du neutrino (Fig.3.5). La modélisation de cette interaction est donc nécessaire, et est étudiée généralement plus précisément, notamment à ND280, grâce à des échantillons avec une topologie $CC1\pi^\pm$ (selon qu'il s'agisse de neutrinos ou d'anti-neutrinos). Mais cette interaction peut aussi être utilisée comme signal, comme par exemple depuis 2016 dans un échantillon à *Super-Kamiokande* pour l'analyse d'oscillation (voir section 5.1.1).

c courant-chargé hautement inélastique

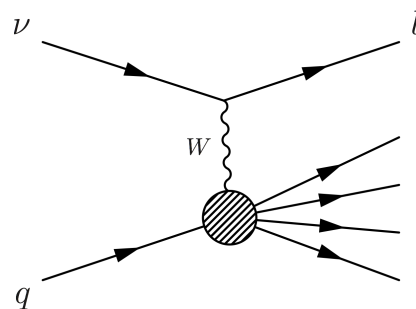


Figure 3.18 – Processus courant-chargé hautement inélastique (CCDIS).

Lorsque l'impulsion transférée, Q^2 augmente suffisamment, le neutrino est alors capable de sonder la nature partonique du nucléon avec lequel il interagit. Le neutrino interagit alors directement avec les quarks composant le nucléon, de manière hautement inélastique (*Deep*

¹¹On néglige la composante non résonante d'isospin 3/2, les données auprès de chambre à bulle semblant suggérer qu'une telle contribution serait faible.

Inelastic Scattering ou DIS). Le nucléon est généralement brisé lors d'une telle réaction, s'en suivant la production d'une gerbe hadronique, majoritairement constituée de pions (Fig.3.18). Ce type d'interaction domine au delà de 5 GeV, bien au dessus du pic en énergie des neutrinos dans T2K. Cette interaction n'est donc pas dominante dans T2K, n'est ni un signal particulier de l'analyse d'oscillation, ni un bruit dominant, et moins de détails sont donc nécessaires à sa paramétrisation que pour les interactions CCQE et CCRes.

La section-efficace de tels processus peut être décrite avec trois variables : Q^2 , et les deux variables de Bjorken x (fraction de l'impulsion du nucléon portée par un quark) et y (fraction de l'énergie du neutrino transférée au système hadronique). On peut écrire la section-efficace comme :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G_F^2 M E_\nu}{\pi \left(1 + \frac{Q^2}{M_{W,Z}^2}\right)^2} \left(y^2 x F_1(x, Q^2) + \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E_\nu}\right) F_2(x, Q^2) \pm y(1-y)x F_3(x, Q^2) \right) \quad (3.28)$$

où M est la masse du nucléon, les $F_i(x, Q^2)$ sont des fonctions codant la structure partonique des nucléons et qui dépendent des distributions partoniques $q(x, Q^2)$, et \pm selon qu'il s'agisse d'un neutrino ou un anti-neutrino respectivement.

Les interactions DIS de neutrino ont longtemps été utilisées pour sonder la matière et tester le modèle standard, il existe donc un grand ensemble de lots de données pouvant contraindre ce type d'interaction. Malheureusement ces données sont à de bien plus hautes énergies que celles qui intéressent les expériences modernes d'oscillation de neutrinos auprès d'accélérateurs. Le modèle utilisé pour décrire ces interactions dans T2K est donc séparé en deux régimes selon la masse invariante du système hadronique W :

- pour $W > 2 \text{ GeV}/c^2$ les évènements sont modélisés en utilisant la section-efficace 3.28 et générés par le générateur PYTHIA [157], contraint par ces lots de données à haute énergie ;
- pour $W < 2 \text{ GeV}/c^2$ plusieurs modèles sont utilisés en parallèle afin de décrire la transition entre les modes résonants et DIS. Le modèle DIS utilisé ici n'est pas modélisé *via* PYTHIA, cette transition étant contrainte dans PYTHIA par des données à plus haute énergie et peu comparables aux évènements de T2K. Lorsqu'un seul hadron (pion, kaons, eta, etc. . .) est produit, les modèles de résonances sont utilisés. Pour plus d'une particule un modèle inspiré des modèles d'interactions hautement inélastiques à plus haute énergie est utilisé appelé le modèle *Multi-pions*. Là encore, la section-efficace 3.28 est utilisée comme modèle en adéquation avec un modèle de multiplicité des particules. Seuls des pions peuvent être produits dans ce modèle ;

Ces deux catégories d'évènements sont regroupées dans la topologie CC-Other dans laquelle un pion de signe opposé au résonant, ou plus d'un pion sont produits. L'incertitude sur cette catégorie est paramétrisée dans l'analyse avec un seul paramètre. Ce paramètre (*CCOther shape*) dépend de l'énergie du neutrino, et sa valeur nominale est basée sur un lot de données externes [158]. L'incertitude nominale vaut environ 10% à 4 GeV.

3.3.4 Interaction courant-neutre

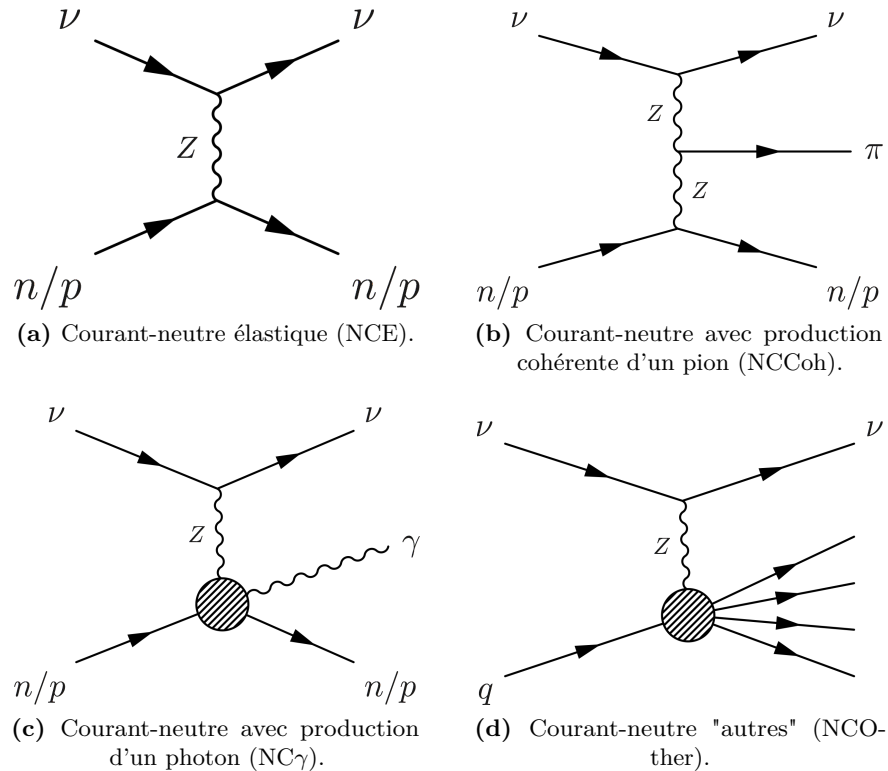


Figure 3.19 – Différents processus courant-neutre (NC).

On s'est intéressé jusque ici uniquement aux interactions courant-chargé. Il existe cependant une contrepartie courant-neutre à chacune des interactions décrites précédemment. La majorité de ces interactions restent encore mal connues. Les principales sont :

- l'interaction CCQE a sa contrepartie courant-neutre, NCE (Fig.3.19a). De tels événements ont peu de risques de contaminer les différents échantillons, n'ayant pas de contrepartie leptonique ou hadronique ;
- la production cohérente de pion par interaction courant-neutre, NCCoh (Fig.3.19b). Le formalisme est similaire à la réaction courant-chargé équivalente. Un paramètre de normalisation du processus NCCoh est implémenté dans l'analyse, avec une erreur de 30% comme dans le cas des courant-chargé ;
- les interaction courant-neutre résonantes, NCRes. Celles-ci sont modélisées avec les interactions résonantes courant-chargé. Les quatre interactions suivantes sont acces-

sibles :

$$\bar{\nu}_l + p \rightarrow \bar{\nu}_l + n + \pi^+ \quad (3.29)$$

$$\bar{\nu}_l + p \rightarrow \bar{\nu}_l + p + \pi^0 \quad (3.30)$$

$$\bar{\nu}_l + n \rightarrow \bar{\nu}_l + n + \pi^0 \quad (3.31)$$

$$\bar{\nu}_l + n \rightarrow \bar{\nu}_l + p + \pi^- \quad (3.32)$$

Le modèle utilisé pour décrire les interactions courant-chargé avec production résonante de pion inclut ces interactions et les paramètres présentés dans la section 3.3.3.b s'appliquent donc aussi à ces interactions ;

- l'interaction courant-neutre avec production d'un γ [159], NC1 γ (Fig.3.19c). Historiquement le processus NC1 π^0 (contenu dans NCRes) fut un bruit majeur dans l'expérience T2K, où l'étude des ν_e dans un faisceau de ν_μ est au coeur de la mesure. Depuis quelques années, grâce à un nouvel algorithme de reconstruction à *Super-Kamiokande* (voir section 5.1.1), celui-ci a laissé la place à un autre bruit important, bien que rare : le processus NC1 γ . Comme dans le cas NC1 π^0 , le γ peut produire une paire électron-positron qui peut amener à une contamination des échantillons de ν_e CCQE. Ce processus contient lui-même plusieurs réactions possibles, produisant toutes un seul photon dans l'état final. Un paramètre de normalisation de ce processus rare est implémenté dans l'analyse, avec une incertitude de 200%. Il s'agit là d'une des incertitudes principales de T2K, notamment car elle n'est pas contrainte par le détecteur proche ;
- les "autres" interactions courant-neutre, NCOther (Fig.3.19d). Il s'agit là du pendant courant-neutre de la catégorie CCOther, et sont modélisés de la même façon. L'ensemble de ces interactions sont peu connues expérimentalement. Un paramètre de normalisation est implémenté dans l'analyse, avec une incertitude de 30%. Il s'agit d'une des incertitudes majeures de T2K, elle aussi non contrainte par le détecteur proche (deux paramètres distincts pour les détecteurs proche et lointain).

3.3.5 État final de l'interaction

Comme on l'a présenté précédemment, les neutrinos n'interagissent pas avec des nucléons libres, mais avec des noyaux complexes. Le fait que les produits de l'interaction soient plongés dans un milieu nucléaire extrêmement dense peut provoquer des changements aussi bien sur la multiplicité, par production de nouvelles particules ou absorption, que sur la cinématique des particules effectivement présentes dans l'état final. Ainsi les produits de réaction peuvent être entièrement différents en nombre et caractéristiques des particules observables dans le détecteur. Ces effets sur l'état final de la réaction sont communément appelés *Final State Interaction* (FSI). Plusieurs effets rentrent en général dans cette catégorie : les diffusions

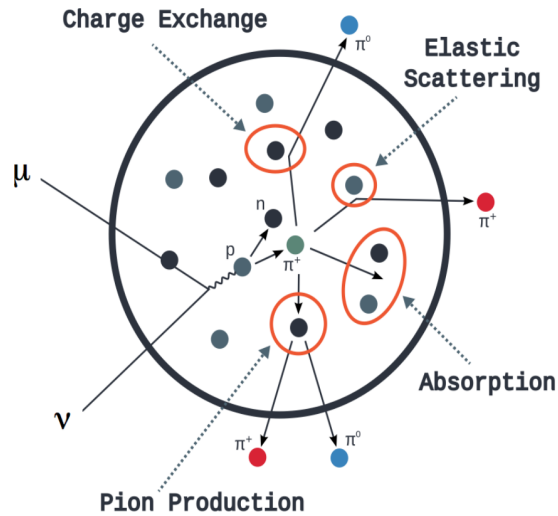


Figure 3.20 – Schéma des différentes contributions aux changements de l'état final de l'interaction (FSI) [160].

élastiques dans le médium nucléaire, les productions ou absorptions de hadrons, et l'échange de charge, altérant la charge de la particule sortante (Fig.3.20). À l'échelle d'énergie de T2K, ces effets concernent principalement les nucléons et les pions, en général peu énergétiques. C'est en particulier l'effet sur les pions, et notamment l'impact sur leur nombre dans l'état final qui importe pour l'analyse d'oscillation : le nombre de pions dans l'état final étant utilisé comme critère de classification des événements ($CC0\pi$, $CC1\pi$ et CC -Other par exemple) ces effets peuvent entraîner une forte contamination des échantillons. Aussi une bonne modélisation des effets de FSI est nécessaire, bien que ces réinteractions soient extrêmement difficiles à modéliser et à contraindre à l'aide de données.

Il existe actuellement deux modèles pour décrire les FSI : une approche semi-classique et un modèle de cascade intra-nucléaire. Dans les deux approches le noyau est considéré comme une somme de nucléons isolés, avec lesquels le hadron a une certaine probabilité d'interagir. Ces probabilités sont en général issues de calculs de section-efficaces d'interaction contenant des corrections prenant en compte le médium. L'approche semi-classique est basée sur des calculs complexes de section-efficaces, qui rendent les calculs relativement lents. L'approche en cascade est plus rapide mais basée sur des résultats empiriques, rendant la prédiction moins fiable lorsque les hadrons sont de faible énergie (<200 MeV).

Le modèle en cascade est utilisé dans les simulations de T2K. Chaque hadron produit est propagé à travers le noyau sur un nombre discret d'intervalles. À chaque point plusieurs probabilités sont calculées, pour chacune des différentes interactions possibles (diffusion, production, absorption, échange de charge) sur la base de la densité nucléaire à ce point et au besoin l'interaction est simulée. Ces calculs de probabilités sont contraints par des données d'expériences de diffusion de hadrons (pour plus de détails voir [161, 162]).

Différents paramètres sont implémentés dans l'analyse de T2K : la plupart d'entre eux permettent de modifier les différentes probabilités calculées à chaque étape de la cascade. Il existe donc des paramètres pour les diffusions, la production et l'absorption de pions. La

diffusion a deux paramètres distincts pour deux gammes d'énergie différentes (au dessus et en dessous de 1.5 GeV). Pour l'échange de charge deux paramètres (pour les mêmes gammes d'énergie que précédemment) modifient la fraction des diffusions élastiques qui produisent un échange de charge. Les incertitudes sur ces paramètres, et leur corrélations, sont contraints à l'aide d'ajustements sur des données d'expériences de diffusions de π^\pm sur du carbone [163].

3.3.6 Différence dans les section-efficaces des ν et $\bar{\nu}$

Toutes les interactions présentées précédemment s'appliquent bien évidemment aussi bien aux neutrinos qu'aux anti-neutrinos. Il suffit bien souvent de changer le signe des produits de la réaction, ainsi que d'un ou plusieurs termes dans les section-efficaces. En effet, la symétrie d'isospin permet en théorie de déduire des section-efficaces d'interaction de neutrinos avec un noyau, celles d'interactions d'un anti-neutrino avec un noyau. Il est cependant important de noter qu'une grande partie des lots de données utilisés pour contraindre les modèles, et en particulier ceux provenant des expériences de chambre à bulles, sont exclusivement constitués d'interactions de neutrinos. De plus, certains des modèles présentés ici étant de relativement nouveaux objets d'études, ils laissent la place à une différence non prédite entre les neutrinos et les anti-neutrinos (comme par exemple les modèles décrivant les interactions $2p2h$). Ainsi une certaine incertitude sur la relation entre les section-efficaces de ν et $\bar{\nu}$ demeure, en particulier sur les modèles nucléaires, les interactions $2p2h$, et les interactions CCRes. Cette incertitude additionnelle est prise en compte dans certains cas par une paramétrisation des anti-neutrinos et des neutrinos séparée (comme par exemple pour les $2p2h$), et lorsque ce n'est pas le cas, l'impact sur l'analyse d'oscillation de tels effets est étudié grâce à des ajustements sur des simulations alternatives (voir section 5.4).

3.3.7 section-efficaces de ν_e et ν_μ

En théorie la connaissance des section-efficaces des ν_μ permet de déduire celle des ν_e . Cependant des différences peuvent apparaître. La sélection d'événements dans ND280 utilisée dans l'analyse d'oscillation ne contient pas à ce jour de sélection de ν_e ¹², tandis que les ν_e sont un des signaux à *Super-Kamiokande*. Il est donc important de comprendre d'où peuvent provenir ces différences et d'attribuer une incertitude raisonnable afin que les modèles contraints par ND280 ne faussent pas la prédiction à *Super-Kamiokande*.

La première différence évidente est la différence de masse entre les leptons produit dans les deux cas. Cette différence de masse entre l'électron et le muon qui modifie notamment le calcul de l'impulsion transférée Q^2 est entièrement prise en compte dans les simulations Monte-Carlo. Cependant cette différence de masse peut aussi modifier la façon dont le

¹²Une sélection de tels événements existe cependant dans ND280, mais la faible statistique ne permet pas à ce jour de l'utiliser dans l'analyse d'oscillation [164].

neutrino interagit avec les nucléons, notamment à travers les facteurs de forme. Un travail d'évaluation de l'impact de la saveur du neutrino sur les facteurs de forme a été fait dans [165]. Cette étude conclue que la paramétrisation effective que sont les facteurs de forme peut produire une différence entre les section-efficaces d'interaction de ν_e et ν_μ de l'ordre de quelques pour-cent tout au plus. Il est intéressant de noter que cette différence est anti-corrélée entre neutrinos et anti-neutrinos.

Le modèle nucléaire peut aussi voir sa prédiction modifiée selon l'espèce de neutrino. Aux échelles d'énergie de T2K, l'effet majeur est la différence de ratio des section-efficaces de ν_e et ν_μ entre les $1p1h$ et $2p2h$ [147]. Cet effet est pris en compte dans le générateur NEUT produisant les simulations Monte-Carlo.

Finalement le facteur ayant le plus d'impact sont les corrections radiatives : la prédiction précise des section-efficaces d'interaction de neutrinos nécessite un calcul des corrections radiatives complet, ce qui n'est pas le cas actuellement [166]. Une étude des effets de telles approximations a été faite dans T2K par [167], concluant que l'effet reste faible à la statistique actuelle de T2K. L'implémentation de corrections de tels effets est prévue pour les futures analyses d'oscillation de T2K.

Au vu de l'ensemble de ces points, une incertitude est appliquée sur la différence entre les interactions ν_e/ν_μ et $\bar{\nu}_e/\bar{\nu}_\mu$. Cette incertitude comprends deux parties : une incertitude de 2%, entièrement anti-corrélée entre neutrinos et anti-neutrinos (motivée par les corrections radiatives principalement), et une incertitude de 2%, entièrement corrélée entre neutrinos et anti-neutrinos (motivée par les effets nucléaires principalement). La matrice de covariance donne donc :

$$V_{\nu_e, \bar{\nu}_e} = V_{rad. corr.} + V_{nucl.} = \begin{pmatrix} \sigma_{\nu_e}^2 & \sigma_{\nu_e} \sigma_{\bar{\nu}_e} \\ \sigma_{\bar{\nu}_e} \sigma_{\nu_e} & \sigma_{\bar{\nu}_e}^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2 \times 0.02^2 & -0.02 \\ -0.02 & 2 \times 0.02^2 \end{pmatrix} \quad (3.33)$$

3.3.8 Paramétrisation des modèles de section-efficaces

Chacun des modèles présenté précédemment contient un certain nombre de paramètres libres qui sont utilisés dans l'analyse d'oscillation. Le tableau suivant résume l'ensemble des paramètres, l'interaction associée, sa valeur nominale ainsi que son incertitude [168].

Interaction	Paramètre	Valeur nominale	Erreur	Prior	Type
CCQE	M_A^{QE} (GeV)	1.21	0-10	Plate	B
CCQE modèle nucléaire	Modèle CCQE	RFG	N/A	N/A	D
	p_F ^{12}C (MeV)	217	31	Plate	B
	p_F ^{16}O (MeV)	225	31	Plate	B
	BeRPA A	0.59	0.118	Gaussienne	B
	BeRPA B	1.05	0.21	Gaussienne	B
	BeRPA D	1.13	0.17	Gaussienne	B
	BeRPA E	0.88	0.352	Gaussienne	B
	BeRPA U	1.2	N/A	N/A	D
2p2h	$2p2h$ norm ν ^{12}C	1	1	Plate	B
	$2p2h$ norm $\bar{\nu}$ ^{12}C	1	1	Plate	B
	$2p2h$ norm ^{12}C vers ^{16}O	1	0.2	Plate	B
	$2p2h$ shape ^{12}C	0	1	Plate	N
	$2p2h$ shape ^{16}O	0	1	Plate	B
Res	$M_A^{1\pi}$	1.07	0.15	Gaussienne	B
	C_5^A	0.96	0.15	Gaussienne	B
	$I = \frac{1}{2} Bkg$	0.96	0.40	Gaussienne	B
CC Coh	CC coh. norm ^{12}C	Poids	0.3	Gaussienne	B
	CC coh. norm ^{16}O	Poids	0.3	Gaussienne	B
CC Other	CC Other shape	0.0	0.4	Gaussienne	B
NC	NC coh. norm	1.0	0.3	Gaussienne	B
	NC1 γ	2.0	2.0	Gaussienne	B
	NC Other	1.0	0.3	Gaussienne	N,F
ν_e	CC ν_e/ν_μ	1.0	$\sqrt{2}\times 0.02$	Gaussienne	F
	CC $\bar{\nu}_e/\bar{\nu}_\mu$	1.0	$\sqrt{2}\times 0.02$	Gaussienne	F
FSI	FSI incl. low	0.0	0.41	Gaussienne	N,F
	FSI incl. high	0.0	0.34	Gaussienne	N,F
	FSI π prod.	0.0	0.5	Gaussienne	N,F
	FSI π abs.	0.0	0.41	Gaussienne	N,F
	FSI charge ex. low	0.0	0.57	Gaussienne	N,F
	FSI charge ex. high	0.0	0.28	Gaussienne	N,F

Tableau 3.2 – Résumé de la paramétrisation des modèles de section-efficace dans l'analyse d'oscillation de T2K. Les paramètres précisant le type de cible (^{12}C ou ^{16}O) ne s'appliquent qu'aux évènements où l'interaction se fait sur cette cible. Dans la colonne "Type" : "D" sont des paramètres discrets qui ne sont pas variés durant l'ajustement, "B" sont les paramètres contraints par l'ajustement du détecteur proche, "N" sont ceux marginalisés au détecteur proche, "F" ceux marginalisés au détecteur lointain. Dans le cas de prior plate, la colonne erreur indique l'intervalle sur lequel le paramètre est défini. Les paramètres de normalisation des interactions CC cohérentes sont des poids appliqués événement par événement.

4

LES DONNÉES DU DÉTECTEUR PROCHE ND280 DANS L'ANALYSE D'OSCILLATION

Sommaire

4.1	Données et modèles	120
4.1.1	Sélections d'évènements à ND280	121
4.1.2	Systématiques de détecteurs	127
4.1.3	Flux	131
4.1.4	section-efficaces	132
4.2	Le BANFF	133
4.2.1	Caractéristiques de la méthode d'ajustement	133
4.2.2	Validation	135
4.2.2.a	Fit du Monte-Carlo nominal	135
4.2.2.b	Pulls des paramètres et calcul de la valeur-p	138
4.3	Résultats de l'ajustement aux données	141
4.3.1	Comparaisons données - Monte-Carlo	141
4.3.2	Valeurs ajustées des paramètres et corrélations	147
4.3.3	Cas particulier de la forme des 2p2h	157
4.3.4	Calcul de la valeur-p	161
4.3.5	Validation : comparaison avec MaCh3	162
4.3.6	Impact sur l'analyse d'oscillation	165

L'utilisation des données du détecteur proche est nécessaire au bon fonctionnement de l'analyse d'oscillation de T2K (section 3.1) : la contrainte sur les modèles de flux et de section-efficaces que l'étude des données de ND280 permet d'obtenir réduit fortement l'impact des incertitudes systématiques sur les résultats finaux de l'analyse. Cette analyse est basée sur l'ajustement de simulations Monte-Carlo, prenant en compte des prédictions de flux, de section-efficaces ainsi que d'effets de détecteur, à des échantillons de données du détecteur proche ND280. L'ajustement est effectué dans le cadre de ce qui est appelé BANFF (*Beam And ND280 Flux extrapolation task Force*¹), *fitter* basé sur la maximisation d'une *likelihood* poissonienne. La contrainte des modèles fournie par les données est propagée à *Super-Kamiokande* à l'aide une matrice de covariance post-ajustement. Une seconde analyse des

¹Comme on peut le voir le nom a été un peu violenté de manière à correspondre au nom d'un parc naturel à l'est de Vancouver au Canada, qui semble ceci dit magnifique.

données du détecteur proche est effectuée dans le cadre de MaCh3², basée sur des méthodes Monte-Carlo par chaînes de Markov, permettant de comparer et valider les résultats. Ce chapitre présente l'analyse des données du détecteur proche ND280 à l'aide du BANFF, dont j'ai été responsable, dans le cadre de l'analyse d'oscillation de T2K rendue publique le 4 août 2017 [169]. La publication des résultats finaux de cette analyse comprend une étude plus complète des incertitudes systématiques en comparaison à la présentation d'août 2017 à laquelle j'ai aussi participé et qui sera discutée plus en détail dans le chapitre 5. Les données concernées par cette analyse sont celles des *runs 2-6* au détecteur proche, et *runs 1-8* à *Super-Kamiokande*, correspondant à une statistique de 5.8×10^{20} POT en FHC (*Forward Horn Current*, cornes magnétiques focalisant des neutrinos) et 3.9×10^{20} POT en RHC (*Reverse Horn Current*, cornes magnétiques focalisant des anti-neutrinos) à ND280 et une statistique de 14.7×10^{20} POT en FHC et 7.6×10^{20} POT en RHC à *Super-Kamiokande*. Les analyses d'oscillations de T2K sont typiquement mises à jour une fois par an, avant tout afin de d'incorporer à l'analyse les données récoltées durant l'année écoulée mais aussi afin de continuellement améliorer les différents modèles soutenant l'analyse. Lors de l'analyse de l'été 2017 [170] les principales améliorations furent l'ajout des données du *run 8* à *Super-Kamiokande*, une meilleure correction du flux attendu, des modèles d'interactions CCQE et 2p2h améliorés et un travail de redéfinition des intervalles sur lesquels sont définis les systématiques de détecteur de ND280. L'ensemble de ces nouveautés sont présentées dans les prochaines sections avant la présentation des résultats de l'analyse dans les sections suivantes. Cette mouture de l'ajustement des données du détecteur proche a aussi été utilisée en l'état pour l'analyse de l'été 2018, présentée à la conférence Neutrino2018 [61] incluant les données de la première partie du *run 9* (données prises jusqu'à décembre 2017) à *Super-Kamiokande*. Les modèles de flux et de section-efficaces sont restés inchangés par rapport à la version présentée dans ce chapitre.

4.1 Données et modèles

L'expérience T2K accumule des données depuis 2010 séparées en 9 *runs* successifs³. À ce jour seuls les *runs 2-6* ont été utilisés dans l'analyse des données du détecteur proche pour l'analyse d'oscillation : lors du *run 1* le détecteur ND280 n'était pas encore totalement opérationnel (et représente une très faible statistique) et la production de simulations Monte-Carlo pour les *runs 7, 8* et *9* a retardé l'inclusion de ces *runs* dans l'analyse. Les *runs 2-4* ont été pris avec les cornes magnétiques en mode neutrino (FHC) et les *runs 5-6* en mode anti-neutrino (RHC). Ces *runs* correspondent à une statistique de 5.8×10^{20} POT en FHC et 3.9×10^{20} POT en RHC une fois les coupures sur la qualité des données effectuées (section 2.4.3.c).

²MaCh3 est à la base une analyse des données de *Super-Kamiokande* mais a la particularité d'ajuster les données des détecteurs proche et lointain en même temps ainsi que de pouvoir ajuster les données du détecteur proche seules.

³La section 2.2 présente la répartition de la statistique par *run* et par mode, neutrino (FHC) ou anti-neutrino (RHC).

4.1.1 Sélections d'évènements à ND280

L'ajustement des données du détecteur proche (voir section 2.4), ou BANFF, est basé sur l'ajustement des prédictions des modèles de flux, section-efficace et de détecteur à la cinématique de muons, produits par l'interaction courant-charge d'un neutrino dans le détecteur, sélectionnés puis répartis en échantillons. Ces échantillons sont répartis dans des intervalles en impulsion et angle avec l'axe horizontal du détecteur du muon. L'ajustement se fait donc sur des histogrammes à deux dimensions, p_μ et $\cos\theta_\mu$.

Les sélections d'évènements sont construites de façon à sélectionner le muon produit par l'interaction courant-charge d'un neutrino dans un des deux FGD puis traversant l'une des trois TPC. Le FGD dans lequel l'interaction a lieu définit la cible de l'interaction, les deux FGD ayant une composition différente (voir section 2.4.3.a), le premier étant principalement composé de carbone et le second de carbone et d'oxygène. La reconstruction de la trace du muon dans les TPC (voir section 2.4.3.b) permet de reconstruire sa charge, et donc le signe du neutrino incident, son identification ainsi que la reconstruction précise de son impulsion et de l'angle avec l'axe horizontal du détecteur. Afin de contraindre aussi bien les modèles décrivant les neutrinos que ceux décrivant les anti-neutrinos, des sélections d'évènements de neutrinos en FHC ainsi que d'anti-neutrinos en RHC sont effectuées. Une sélection d'évènements neutrinos en RHC est aussi utilisée, notamment de façon à contraindre ce bruit non négligeable des analyses d'oscillation d'anti-neutrinos⁴. Ceci est rendu d'autant plus nécessaire par l'absence de champ magnétique à *Super-Kamiokande*, empêchant de reconstruire la charge des leptons et donc le signe du neutrino incident. Les échantillons sont répartis selon la cible (FGD) puis par topologie. Les topologies sont définies en fonction du nombre de pions reconstruits dans l'évènement. La définition des topologies est différente en FHC et en RHC : il existe 3 topologies en FHC et seulement 2 en RHC. Les échantillons sont donc au nombre de 6 en FHC et 8 en RHC pour un total de 14 échantillons.

Production des Monte-Carlo, reconstruction et analyse des données

Les sélections sont construites à l'aide de Monte-Carlo, afin de vérifier leurs puretés et efficacités. Ces Monte-Carlo sont basées sur la génération d'interactions de neutrinos avec le générateur NEUT [119] (voir section 3.3.1). La propagation des particules de l'état final dans le détecteur est ensuite effectuée à l'aide de GEANT4 [171]. Chacun des sous-détecteurs reconstruit les traces de façon indépendante, avant qu'une reconstruction globale fasse correspondre les traces incomplètes de chacun des sous-détecteurs ensemble. Finalement les sélections sont construites, développées et testées dans un progiciel développé dans T2K,

⁴La combinaison d'une section-efficace d'interaction des anti-neutrinos trois fois plus faible que celle des neutrinos et de section-efficaces de production de neutrinos en RHC plus grande que d'anti-neutrinos en FHC, le taux de production des π^+ est des π^- étant différent, mène à une contamination bien plus grande que dans le cas des anti-neutrinos en FHC.

à l'intérieur duquel la partie traitant des systématiques de détecteur est interfacé avec le logiciel d'ajustement des données, appelé BANFF.

Sélections en FHC

L'échantillon de muons produits par l'interaction courant-charge d'un neutrino en FHC est séparé en trois topologies :

- **la topologie $CC0\pi$** avec aucun pion (chargé ou neutre) reconstruit dans le détecteur. Cette topologie est majoritairement constituée d'évènements CCQE, d'une part non négligeable d'évènements 2p2h et est contaminée en évènements avec production résonnante de pions ou DIS pour lesquels les pions ne seraient pas reconstruits, soit pour cause de réinteraction dans l'état final (FSI) soit de problèmes de reconstruction. Le Tableau 4.2 montre le nombre d'évènements dans chacun des échantillons ainsi que la pureté et l'efficacité de sélection. Cet échantillon est le plus peuplé des échantillons, et est ainsi celui ayant la plus grande importance durant l'ajustement. Le modèle d'interaction $CC0\pi$ est lui aussi le plus développé (voir section 3.3.2). Cette topologie est en effet la plus présente dans la gamme d'énergie d'intérêt à *Super-Kamiokande* pour l'analyse d'oscillation de T2K et est donc d'une importance toute particulière ;
- **la topologie $CC1\pi$** avec un pion chargé positivement reconstruit dans l'état final et aucun pion négatif ou neutre. La majorité des interactions peuplant cet échantillon sont des évènements avec production résonnante de pions. Comme on peut le voir dans le Tableau 4.2 il s'agit là de l'échantillon le moins pur avec seulement $\sim 54\%$ de pureté. La contamination, principalement en 2p2h et DIS est non négligeable (Fig.4.1). Bien contraindre les interactions résonnantes est nécessaire afin de bien définir le contenu de l'échantillon avec un pion dans l'état final à *Super-Kamiokande* ;
- **la topologie $CC\text{-Other}$** avec "le reste", c'est-à-dire plus d'un pion, ou avec au moins un pion négatif ou neutre. La présence d'un grand nombre de pions, ou d'un pion négatif est la signature d'évènements DIS. Cet échantillon, le moins bien contraint au vu des systématiques et principalement celle de détecteur⁵, est le moins essentiel puisqu'il ne s'agit là pas du signal principal de l'analyse à *Super-Kamiokande*.

Ces trois échantillons sont construits par une suite de coupures communes aux trois échantillons, puis séparés en fonction du nombre de pions reconstruits. Ces coupures [172] sont construites de façon à :

- sélectionner la trace négative de plus haute impulsion traversant les TPC commençant dans le volume fiduciel d'un des deux FGD. Seules les traces vers l'avant, c'est-à-dire traversant une TPC en amont du FGD dans lequel a eu lieu l'interaction, sont considérées. Ceci est rendu nécessaire par le manque d'informations permettant de

⁵Qui augmentent avec le nombre de particules sélectionnées.

s'assurer que le vertex reconstruit est bien le début de la trace et non le point d'arrivée de la particule⁶. Cette trace est par la suite considérée comme un candidat muon ;

- utiliser l'ensemble des informations venant des sous-détecteurs comme véto afin d'éliminer les traces produites à l'extérieur du détecteur ;
- vérifier que cette trace est effectivement compatible avec un muon. Des fonctions de discriminations basées sur la mesure de dE/dx dans les TPC sont utilisées de façon à identifier les particules (PID) et notamment la compatibilité de la trace de plus haute impulsion avec un muon.

Avec l'ensemble des coupures [172], la sélection est construite de façon à rejeter les principaux bruits de fond à l'analyse :

- les muons produits par les interactions de rayons cosmiques dans l'atmosphère et traversant le détecteur sont extrêmement bien exclus grâce au véto des détecteurs extérieurs (ECal, SMRD, PØD) et à la demande de coïncidence avec un *bunch* du faisceau ;
- le bruit de fond le plus large vient des muons produits par l'interaction des neutrinos du faisceau dans les sables entourant le puits où se trouve le détecteur ND280⁷, ainsi que le béton du puits lui-même. La succession de ces coupures, et notamment la coupure fiducielle, les deux vétos et l'identification du muon permettent de réduire fortement ce bruit de fond (inférieur à 1% [173]) ;
- l'interaction des neutrinos dans l'aimant entourant ND280, produisant des traces traversant le détecteur. Encore une fois la succession de la coupure fiducielle, des deux vétos et de l'identification du muon permet d'exclure ce genre d'évènements ;
- l'analyse se faisant sur la cinématique du muon, il est important que la particule sélectionnée soit effectivement un muon, ce dont la dernière coupure d'identification permet de s'assurer. La proximité de la masse du pion avec celle du muon empêche cependant une identification parfaite, et les pions sélectionnés comme muons représentent un des principaux bruits de fond sélectionnés (de l'ordre de 7% [173]).

Il reste donc après l'ensemble de ces coupures 10% de bruit de fond comme on peut le voir dans le Tableau 4.1. Il s'agit, pour la plupart, d'interactions hors du volume fiduciel des FGD, muons produits hors du FGD considéré comme ceux produits dans les modules concernés par le veto, et des particules venant d'interactions d'anti-neutrinos ou courant-neutre de neutrinos et pour lesquels un pion est identifié comme un muon.

⁶Cependant d'autres sélections sont en cours de développement qui permettent d'élargir l'acceptance en angle. Elles seront discutées par la suite.

⁷Appelés aussi *sand muons*.

CC-inclusifs	FGD1	FGD2
CC0 π	49.5%	49.3%
CC1 π	17.9%	17.6%
CC-Other	23.2%	22.5%
Bruit de fond	4.1%	4.0%
Hors du FGD FV	5.4%	6.7%
Pureté totale	90.5	89.3

Tableau 4.1 – Composition des échantillons *CC-inclusifs* FHC, avant la séparation en topologies, en chacune des topologies et en bruit de fond. La catégorie bruit de fond comprend les interactions d'anti-neutrinos et de neutrinos courant-neutre [173]. La catégorie hors du volume fiduciel du FGD concerne le FGD dans lequel l'analyse est effectuée, expliquant la différence entre les deux FGD.

Après l'ensemble de ces coupures un candidat muon est sélectionné distribué par la suite dans les différents échantillons selon sa topologie. Pour cela il est nécessaire de connaître le nombre de pions reconstruits. Ceux-ci peuvent être reconstruits dans les TPC ou dans les FGD. Pour les traces satisfaisant de tels critères, traversant les TPC 2 ou 3 (les plus en amont) et qui rentrent dans les TPC, la charge et l'identification de la particule sont résolues dans la TPC afin de tester la compatibilité de la trace avec un pion. Dans le cas de pions contenus intégralement dans les FGD, ou sortant par le haut du FGD, l'information du FGD est utilisée. Deux méthodes sont utilisées : si la trace est trop courte pour être reconstruite alors un signal retardé d'électron de Michel⁸ sert de signature, tandis que dans le cas d'un pion de plus haute impulsion il est nécessaire que la trace soit contenue dans le FGD afin qu'une méthode d'identification basée sur l'énergie déposée dans le FGD et la longueur de la trace soit utilisée. Les interactions résonnantes de neutrinos, peuplant en majorité l'échantillon CC1 π , ne produisent qu'un seul et unique pion positif dans l'état final (négatif dans le cas d'anti-neutrinos). Les pions reconstruits *via* la détection d'un électron de Michel sont considérés comme positifs, ainsi tant que la somme des pions détectés de cette façon et des pions positifs reconstruits dans les TPC est égale à 1, l'évènement est considéré comme un CC1 π . De la même façon un évènement CC1 π doit n'avoir qu'une trace positive dans les TPC, ou une trace dans le FGD reconstruite.

Le Tableau 4.2 montre la pureté et l'efficacité dans chacun des six échantillons en FHC. Ici l'efficacité et la pureté est définie en fonction de la topologie "vraie" de l'évènement. Par exemple, l'échantillon FGD1 ν_μ CC0 π comprend 70.4% de muons effectivement produits par l'interaction courant-charge d'un neutrino dans le volume fiduciel du FGD1 et pour lesquels aucun pion n'était présent dans l'état final. L'échantillon CC0 π dispose de la plus grande statistique, et est relativement pur en évènements réellement sans pions dans l'état final. Il est aussi intéressant de noter que l'espace des phases accessibles à ces sélections est assez réduit. En effet seules les traces vers l'avant sont considérées. La Fig.4.1b montre l'efficacité de sélection des muons en fonction de leur angle par rapport à l'axe z du détecteur (axe du faisceau) et son impulsion dans le FGD1. L'efficacité est proche de 90% pour les traces très à l'avant, qui représentent la majorité des évènements, et chute pour les traces à plus haut angle. Les traces à l'arrière, comme à haut angle sont difficiles à sélectionner : il est nécessaire de bien connaître le sens de la trace afin de vérifier qu'il ne s'agit pas d'une particule venant

⁸Électron provenant de la désintégration du muon, muon ici produit par la désintégration du pion.

de l'aval ou de l'extérieur du détecteur finissant sa course dans le FGD. Dans le cas des traces à haut angle, la géométrie même du détecteur empêche une excellente efficacité de sélection : une trace à haut angle ne traverse pas, ou très peu, les TPC, élément nécessaire à une excellente reconstruction de la charge et de l'impulsion du muon. Un autre espace non couvert par ces sélections se trouve à basse impulsion : un muon de basse impulsion ne sort typiquement pas du FGD, et n'accède pas à la TPC. Ces deux limitations sont connues, et des sélections, que l'on présentera dans le chapitre 6, sont en cours de développement pour pallier ces problèmes.

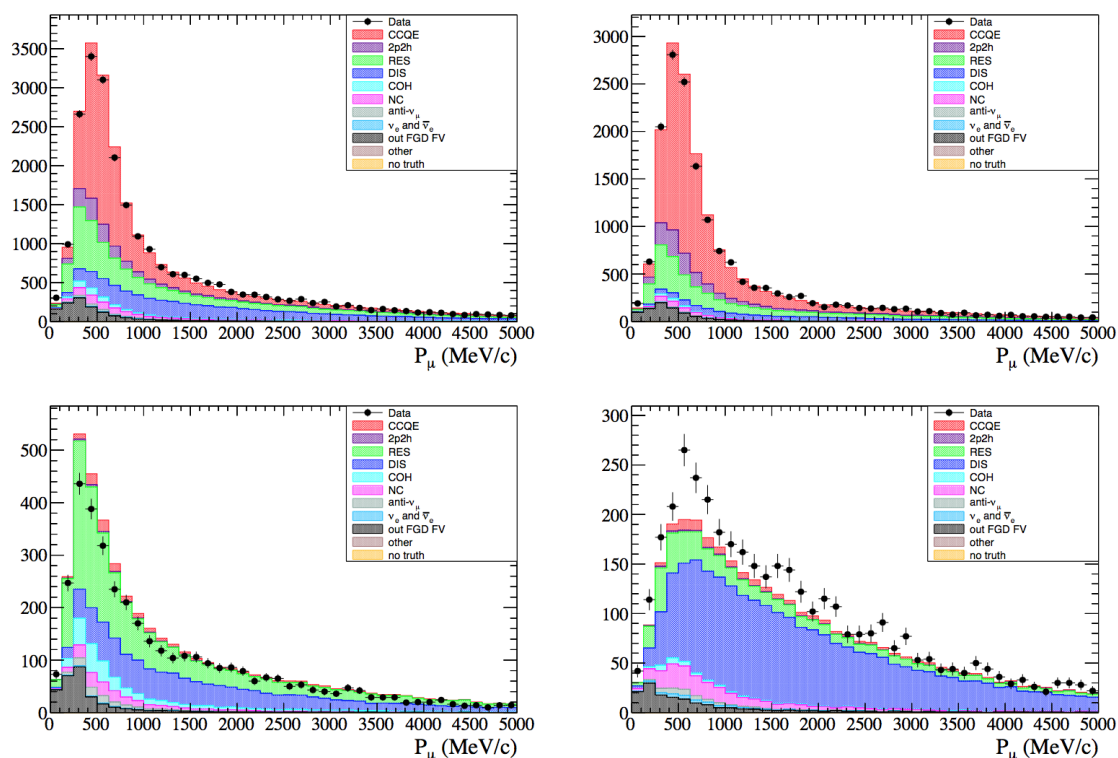
La Fig.4.1a montre les distributions en impulsion des muons sélectionnés pour les différents échantillons pour les données comme les Monte-Carlo (MC) avant l'ajustement, séparées par type d'interactions. On peut remarquer qu'un déficit est observé dans les données de l'échantillon $CC0\pi$, de l'ordre de $\sim 5\%$ par rapport aux MC pré-fit. Il est d'ailleurs observé aussi en RHC chez les anti-neutrinos comme les neutrinos. Ce déficit est observé depuis plusieurs itérations de l'analyse et indique l'incertitude sur la prédiction nominale de la modélisation des interactions principales peuplant cet échantillon : CCQE et 2p2h. Plusieurs améliorations de ce modèle (déjà discutés dans 3.3.2) sont en cours d'étude à l'intérieur de la collaboration. Bien que cet écart reste peu significatif, l'erreur sur le flux seul par exemple étant déjà de l'ordre de 10%, cela démontre la nécessité des mesures à ND280.

Échantillons	Données	MC pré-fit	Efficacité	Pureté
FGD1 ν_μ CC0 π (FHC)	17136	16724	47.62%	70.4%
FGD1 ν_μ CC1 π (FHC)	3954	4381	27.49%	54.1%
FGD1 ν_μ CC Other (FHC)	4149	3944	27.61%	72.9%
FGD1 $\bar{\nu}_\mu$ CC 1-Track (RHC)	3527	3588	66%	74.4%
FGD1 $\bar{\nu}_\mu$ CC N-Tracks (RHC)	1054	1067	29%	46.4%
FGD1 ν_μ CC 1-Track (RHC)	1363	1272	46.3%	50.5%
FGD1 ν_μ CC N-Tracks (RHC)	1370	1357	36.5%	66.1%
FGD2 ν_μ CC0 π (FHC)	17443	16959	48.45%	67.4%
FGD2 ν_μ CC1 π (FHC)	3366	3564	23.69%	53.5 %
FGD2 ν_μ CC Other (FHC)	4075	3571	28.23%	72.8%
FGD2 $\bar{\nu}_\mu$ CC 1-Track (RHC)	3732	3618	68%	74.5%
FGD2 $\bar{\nu}_\mu$ CC N-Tracks (RHC)	1026	1077	31%	45.6%
FGD2 ν_μ CC 1-Track (RHC)	1320	1263	46.4%	46.2%
FGD2 ν_μ CC N-Tracks (RHC)	1253	1247	36.7%	67.4%
Total	64768	63633		
FHC POT	5.800×10^{20}	121.965×10^{20}		
RHC POT	3.858×10^{20}	55.862×10^{20}		

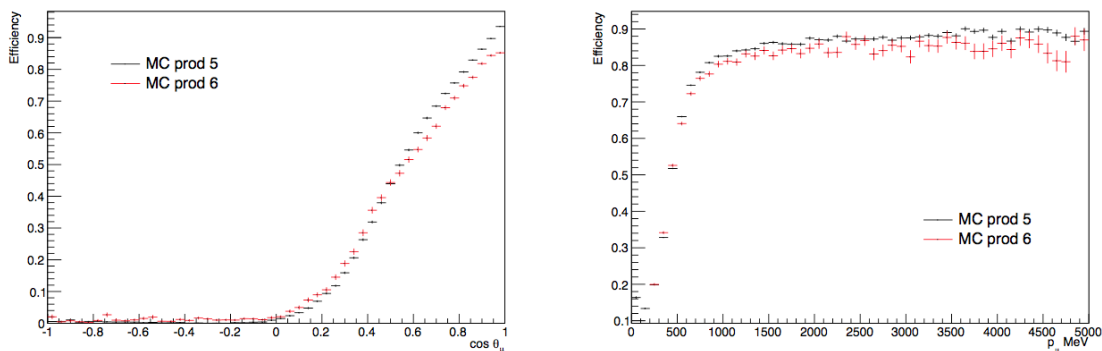
Tableau 4.2 – Nombre d'évènements observés et prédits pour les différents échantillons d'évènements de ND280 avec l'efficacité de sélection du muon issu d'une interaction de neutrino par courant-charge de la topologie sélectionnée lorsqu'il s'agit d'un échantillon basé sur une topologie et sa pureté [173, 174, 175]. N.B. les nombres dans les MC sont arrondis à l'entier.

Sélections en RHC

Les 8 sélections en RHC sont séparées en sélections de neutrinos ou d'anti-neutrinos, en fonction du FGD dans lequel le vertex est reconstruit, le FGD 1 ou 2, et, c'est là que réside



(a) Distribution en impulsion des muons sélectionnés en FHC, avec en noir les données et sous forme d'histogramme les Monte-Carlo pré-fit séparées par mode d'interaction. Haut et gauche : CC inclusif. Haut et droite : $CC0\pi$. Bas et gauche : $CC1\pi$. Bas et droite : CC Other.



(b) Efficacité de la sélection d'un muon issu d'une interaction de neutrino par courant-charge en fonction, à gauche de son impulsion, et à droite de son angle avec la direction z du détecteur (dans le sens du faisceau de neutrino).

Figure 4.1 – Sélections des évènements en FHC [173].

la différence avec les sélections en FHC, en seulement deux topologies. Comme cela a été présenté auparavant, le nombre de neutrinos en RHC est bien plus grand que d'anti-neutrinos en FHC, ainsi la bonne identification de la charge du muon dans les TPC avec l'aimant de ND280 est ici nécessaire. Les sélections sont construites de façon équivalente à celles en FHC : une suite de coupures a pour but de sélectionner le muon produit par une interaction

courant-chargeé dans le volume fiduciel d'un des FGD, puis les traces sont séparées par topologies. La suite de coupures est la même que celle en FHC à l'exception des sélections d'anti-neutrinos où la sélection de la trace négative de plus haute impulsion, considérée comme un μ^- , devient une sélection de trace positive puisque la particule recherchée est ici un μ^+ . Les coupures sont aussi de nouveau affinées spécifiquement pour les neutrinos en RHC et anti-neutrinos en RHC. Une fois les μ^- ou μ^+ sélectionnés ils sont distribués selon leur topologie. Cette fois la séparation n'est pas faite en fonction du nombre de pions reconstruits, mais du nombre de traces ayant un segment dans le FGD et dans la TPC. Il y a deux topologies :

- **la topologie CC 1-Track** avec une seule trace dans l'évènement, qui est constituée principalement d'évènements CCQE. La pureté de cet échantillon en évènements de topologie $CC0\pi$ réelle est du même ordre que celle des $CC0\pi$ en FHC pour les sélections d'anti-neutrinos mais plus faible pour les neutrinos en RHC (voir le tableau 4.2). Cela s'explique principalement par la mauvaise reconstruction des pions négatifs d'interactions $CC1\pi$ d'anti-neutrinos en muons. On observe dans le cas des anti-neutrinos et des neutrinos CCQE-like la même différence entre les données et les Monte-Carlo que pour les neutrinos en FHC, ce qui est attendu, le même modèle étant utilisé pour la prédiction de ces évènements ;
- **la topologie CC N-Track** avec plus d'une trace possédant des segments dans le FGD et les TPC. Ces échantillons contiennent des interactions résonnantes et DIS mais sont à la fois peu purs (neutrinos de mauvais signe, hors du volume fiduciel), et concernent un relativement faible nombre d'évènements.

Ces sélections en RHC, bien que statistiquement plus faibles que leur contrepartie en FHC permettent de contraindre d'éventuelles différences dans les modèles d'interactions et de flux entre les neutrinos et les anti-neutrinos. Ceci est d'autant plus important qu'une mesure précise de δ_{CP} nécessite une bonne connaissance à la fois des neutrinos et des anti-neutrinos. La Fig.4.2 montre les distributions en impulsion des muons sélectionnés dans les 4 échantillons du FGD1 pour les données et les Monte-Carlo séparées par type d'interaction. .

4.1.2 Systématiques de détecteurs

La sélection d'évènements dans le détecteur proche amène un certain nombre d'effets systématiques à considérer. La prise en compte de ces effets dans l'ajustement des données passe par un ensemble de paramètres de normalisation. Il est en effet nécessaire de laisser ces incertitudes systématiques libres lors de l'ajustement. Cependant ré-analyser évènement par évènement en faisant varier l'ensemble de ces effets systématiques pour chaque pas de l'ajustement est prohibitif d'un point de vue temps de calcul. La méthode choisie est donc de construire une matrice de covariance comprenant l'information sur la façon dont une modification des différents effets systématiques influe sur le nombre d'évènements dans un

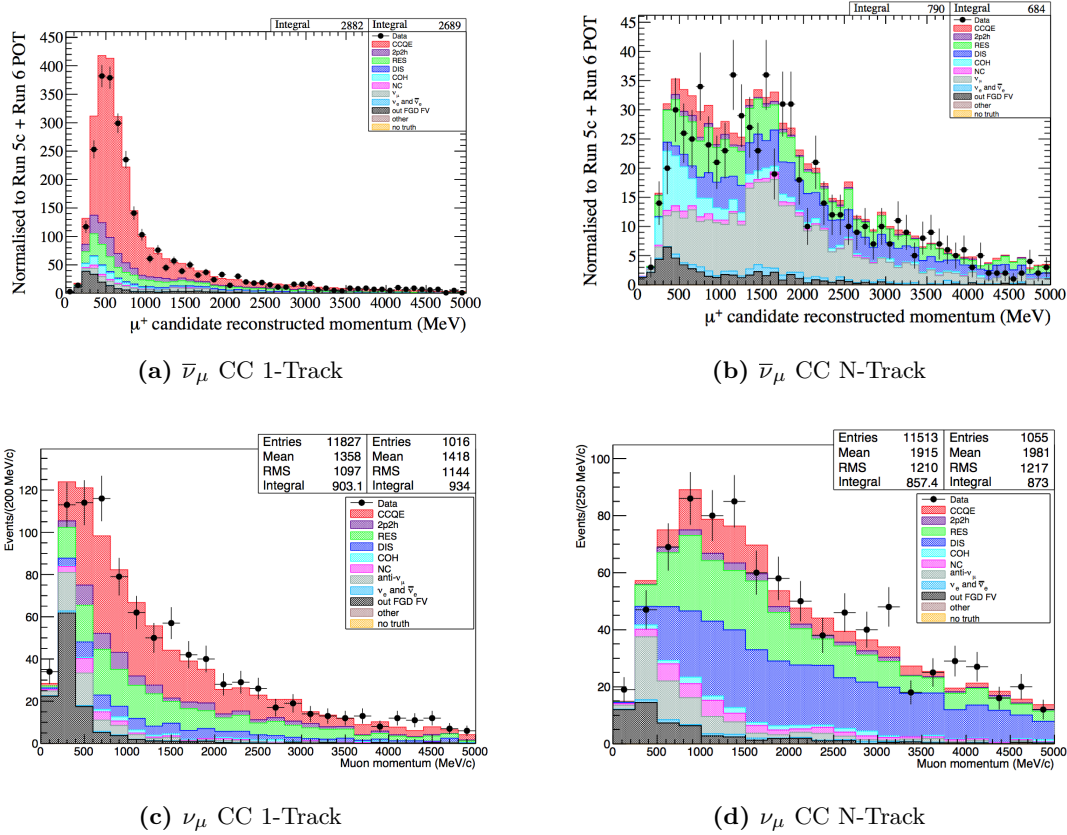


Figure 4.2 – Distribution en impulsion des muons des événements sélectionnés en RHC [174, 175].

certain intervalle. Ces paramètres sont appelés *observable normalisation parameters* (ou obsnorm).

Afin de construire la matrice de covariance, chacune des différentes incertitudes liées au détecteur sont au préalable définies et étudiées. L'étude de ces systématiques est basée sur l'utilisation d'échantillons de contrôle, qui ont une topologie similaire aux sélections utilisées mais ne sont pas utilisés dans l'ajustement des données afin d'éviter tout double comptage. Les incertitudes sur la mesure dans le détecteur peuvent être divisées en 17 différentes systématiques, considérées en premier lieu comme non-corrélées. On peut les regrouper en 3 catégories :

1. les systématiques de **normalisation**, qui concernent la normalisation globale d'un certain type d'évènement. Ce type d'effet systématique est évalué en attribuant un poids aux évènements. On décompte 5 incertitudes de ce type. On peut citer, à titre d'exemple, une des incertitudes les plus conséquentes de ce type de systématiques : *les interactions secondaires des pions*. Cette incertitude est relativement à part puisqu'il s'agit là d'une incertitude des modèles de section-efficace mais propagée comme une incertitude de détecteur. Les pions qui s'échappent du noyau peuvent ré-interagir hors du milieu nucléaire mais dans le détecteur (*Secondary Interaction* ou SI). Cette

incertitude est traitée différemment à ND280 et à SK (voir section 5.1.2.b) mais dans les deux cas est traitée dans la modélisation du détecteur. À ND280 cet effet est modélisé grâce au modèle de cascade de Bertini présent dans GEANT4 [171, 176], et l'incertitude est obtenue en comparant avec des données d'expériences de diffusion de pions [177]. L'incertitude sur le nombre d'événements dans l'échantillon $CC0\pi$ associée est estimée à $\sim 1.9\%$ [173];

2. les systématiques d'**efficacité**, incertitudes liées aux variables affectant le taux d'efficacité de sélection. On utilise typiquement des échantillons de contrôle afin d'estimer l'efficacité désirée. Ce type de systématique est évalué en appliquant un poids à chacune des traces, et non de l'événement comme précédemment, après sélection. On en dénote 6 et on peut présenter à titre d'exemple l'incertitude associée à la *reconstruction des traces contenues dans les FGD*. Les traces reconstruites dans les FGD sont considérées dans la sélection uniquement lorsque la trace est compatible avec un pion chargé, et évidemment lorsqu'il y a un candidat muon. Il s'agit donc de connaître l'efficacité de reconstruction d'une trace contenue dans le FGD, compatible avec un pion lorsqu'une trace TPC-FGD est présente dans l'événement. L'incertitude est considérée comme la différence entre le nombre de traces reconstruites dans le FGD dans les simulations et un échantillon de données avec des traces TPC-FGD. L'incertitude sur le nombre d'événements dans l'échantillon $CC0\pi$ est estimé à $\sim 1.1\%$ [173];
3. enfin les systématiques sur les **observables**, incertitudes sur les variables reconstruites. Elles sont propagées en faisant varier la systématique avant de ré-appliquer la sélection, cette variable pouvant être utilisée dans une coupure. Elles sont au nombre de 6, et l'on peut citer l'incertitude sur *l'identification des particules dans les TPC* comme étant l'une des plus importantes. Cette identification est basée sur un calcul de *pull* avec l'énergie perdue par unité de longueur, dE/dx , attendue et mesurée. Afin d'évaluer cette systématique un échantillon de contrôle très pur en muons, contenant des *sand muons*, est utilisé. Les distributions de pulls sont gaussiennes, ainsi la différence entre les moyennes des distributions et le ratio des déviations standards entre les simulations et les données sont utilisées comme incertitude. On peut estimer l'incertitude sur le nombre d'événements dans l'échantillon $CC0\pi$ associée à $\sim 0.3\%$ [173];

L'effet des 17 effets systématiques lorsqu'il est pris en compte dans son ensemble est évalué à $\sim 2.2\%$ sur le nombre d'événements dans l'échantillon $CC0\pi$, à $\sim 5.5\%$ dans l'échantillon $CC1\pi$ et à $\sim 7.5\%$ dans l'échantillon CC-Other.

Comme présenté précédemment, l'usage direct de ces systématiques dans l'ajustement est empêché par des considérations ayant trait au calcul numérique, à la fois de temps de calcul et de mémoire. On définit donc un ensemble d'intervalles, qui peuvent être différents des intervalles utilisés dans l'ajustement, et un paramètre associé dont l'incertitude décrit l'impact des systématiques de détecteur sur le nombre d'événements dans cet intervalle. Ce paramètre est appelé paramètre de normalisation d'observable (*obsnorm*). L'ensemble de ces systématiques est donc utilisé pour construire une matrice de covariance encodant les informations sur la façon dont ces incertitudes modifient le nombre d'événements sélectionnés dans ces d'intervalles. Plusieurs jets des systématiques sont utilisés, pour lequel l'ensemble

Parameter	Finer binning	Similar syst bins merging
FSI_INEL_LO_E	0.0 ± 0.20244	0.0 ± 0.19966
FSI_INEL_HI_E	0.0 ± 0.23474	0.0 ± 0.23254
FSI_PI_PROD	0.0 ± 0.34725	0.0 ± 0.34401
FSI_PI_ABS	0.0 ± 0.26086	0.0 ± 0.25982
FSI_CEX_LO_E	0.0 ± 0.41621	0.0 ± 0.41242
FSI_CEX_HI_E	0.0 ± 0.19292	0.0 ± 0.19111
MAQE(GeV/c ²)	1.2 ± 0.05172	1.2 ± 0.051235
pF_C(MeV/c)	217.0 ± 36.96	217.0 ± 36.021
MEC_C(%)	100.0 ± 30.793	100.0 ± 30.559
EB_C(MeV)	25.0 ± 8.5701	25.0 ± 8.5641
pF_0(MeV/c)	225.0 ± 576.09	225.0 ± 561.67
MEC_0(%)	100.0 ± 277.98	100.0 ± 272.52
EB_0(MeV)	27.0 ± 8.9984	27.0 ± 8.9983
CA5	1.01 ± 0.065741	1.01 ± 0.064194
MANFFRES(GeV/c ²)	0.95 ± 0.059574	0.95 ± 0.059191
BgRES	1.3 ± 0.18041	1.3 ± 0.18009
CCNUE_0	1.0 ± 0.029984	1.0 ± 0.029983
DISMPISHP	0.0 ± 0.20759	0.0 ± 0.2078

Figure 4.3 – Valeur ajustée et incertitude post-fit des principaux paramètres du modèle de section-efficace pour un ajustement après redéfinition des intervalles des paramètres d'*obsnorm* et avec le même nombre d'intervalles que dans l'ajustement.

des traitements systématiques sont appliqués. La covariance peut se calculer comme :

$$(V_d)_{ij} = \frac{1}{N_{toy}} \sum_k \frac{(N_i^k - N_i^{mean})(N_j^k - N_j^{mean})}{N_i^{mean} N_j^{mean}} \quad (4.1)$$

où N_i^k est le nombre d'évènements prédits dans le i -ème intervalle du k -ème jet des systématiques de détecteur, et N_i^{mean} est la moyenne sur les jets du nombre d'évènements dans l'intervalle i . La valeur nominale du paramètre est définie comme :

$$d_i^{nom} = \frac{N_i^{mean}}{N_i^{nom}} \quad (4.2)$$

avec N_i^{nom} la prédiction du nombre d'évènements dans le i -ème intervalle lorsque toutes les systématiques sont à leur valeur nominale. N_i^{nom} et N_i^{mean} peuvent être différents, le nombre d'évènements ne dépendant pas linéairement des variations de toutes les systématiques.

Les intervalles du modèle de détecteur sont plus larges que ceux utilisés dans l'ajustement afin de ne pas ajouter trop de variables dans le *fit*. L'ajout de données en RHC depuis la dernière définition des intervalles définissant ces paramètres a entraîné une étude afin de réévaluer ces intervalles qui étaient trop larges pour les échantillons en RHC.

Étant moi-même responsable de la production de la matrice pour cette analyse, j'ai effectué une étude, concluant qu'utiliser comme point de départ les intervalles de l'ajustement puis fusionner les intervalles adjacents ayant une incertitude proche jusqu'à obtenir 40 intervalles par échantillons environ avait un impact faible sur l'ajustement. Afin d'arriver à cette conclusion un ajustement considérant les Monte-Carlo comme des données (*Asimov*, voir section 4.2.2.a) a été effectué après redéfinition des intervalles. En parallèle un ajustement, prenant un temps de calcul considérable, avec le même nombre d'intervalles que ceux de

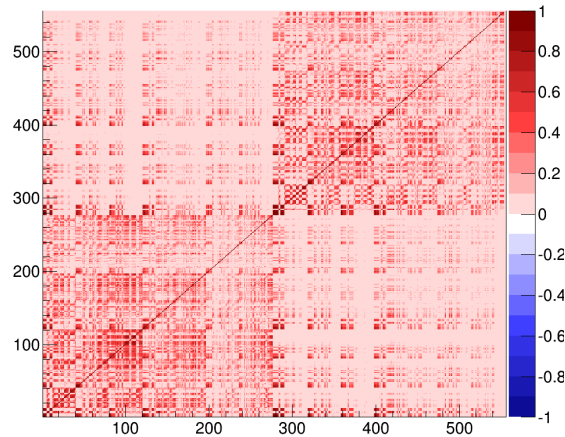


Figure 4.4 – Matrice de corrélation des paramètres d’*obsnorm* après redéfinition des intervalles. La matrice est ordonnée par intervalle en angle, puis impulsion, puis échantillon et séparés pour le FGD1 d’abord puis le FGD2 (à partir de 278) .

l’ajustement a été effectué. La comparaison des sensibilités à chacun des paramètres (Fig.4.3) montre que l’effet de cette redéfinition des intervalles est faible. Le nombre d’intervalles, et donc de paramètres, est ainsi de 556 contre 1624 intervalles utilisés dans l’ajustement. La Fig.4.4 montre la matrice de corrélation de détecteur après cette redéfinition, utilisée pour l’analyse. La matrice est ordonnée par intervalle en angle, puis impulsion, puis échantillon et séparés pour le FGD1 d’abord puis le FGD2.

4.1.3 Flux

La paramétrisation du flux de neutrinos a été décrite dans la section 3.2. Chaque intervalle en énergie du neutrino, pour chacun des types de neutrinos dans les deux modes de faisceau, pour ND280 et *Super-Kamiokande* séparément (50 paramètres chacun), est représenté par un paramètre de normalisation libre de varier lors de l’ajustement. Une matrice de covariance avec une entrée par paramètre encode les incertitudes associées au modèle de flux, et la corrélation entre la partie ND280 et celle à *Super-Kamiokande*. Les incertitudes sur la production des hadrons dans le cible sont basées sur l’utilisation des données de cible mince de NA61/SHINE de 2007 [99] et 2009 [100]. L’ensemble des Monte-Carlo est pondéré en fonction du flux de chacun des sous-*run* individuellement. Les valeurs nominales avant le BANFF (1 pour l’ensemble des paramètres), post-fit ainsi que les incertitudes pré-fit et post-fit peuvent être lues dans les Tableaux 4.4 et 4.5. La matrice de corrélation avant l’ajustement est représentée sur la Fig.4.20a.

4.1.4 section-efficaces

Le modèle de section-efficace utilisé lors de cette analyse est décrit en détail dans [168]. Les simulations d'interactions de neutrinos sont effectuées avec NEUT v5.3.2 (voir section 3.3.1). Il existe deux types de paramètres de section-efficace : les paramètres de normalisation, ne modifiant la normalisation que de certaines contributions, et des paramètres basés sur l'utilisation de fonctions de réponses (ou *splines*). Au détecteur proche pour chacun des paramètres et chacun des événements sélectionnés auquel ce paramètre s'applique, est évalué en plusieurs points (typiquement 7) le poids que l'évènement prend si l'on modifie la valeur du paramètre. Ainsi lors de l'ajustement, lorsque le paramètre a varié, on évalue⁹ le poids de l'ensemble des évènements à la valeur testée, modifiant ainsi les distributions d'évènements dans la simulation. La production de fonctions de réponse pour les différents paramètres de section-efficace se fait à travers le logiciel interne à T2K, T2KReWeight.

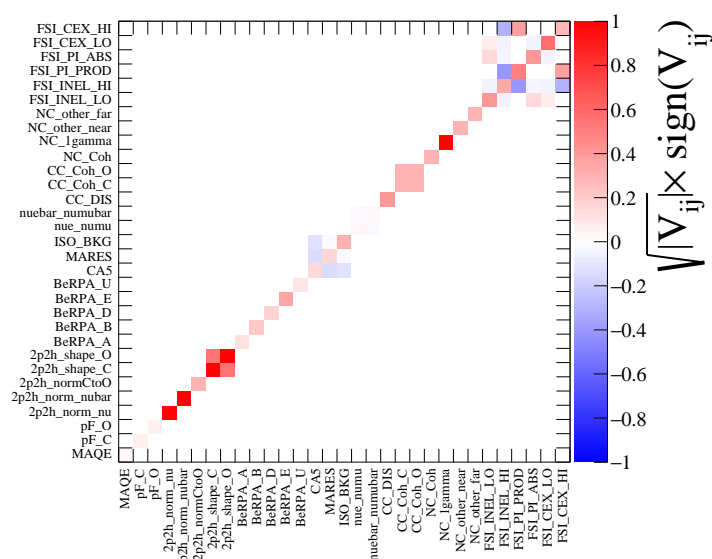


Figure 4.5 – Matrice de covariance des paramètres de section-efficace avant l'ajustement pour l'analyse de 2017.

Au total 11 type d'interactions sont modélisés (voir section 3.3) : les interactions CCQE, 2p2h, CC-RES, CC-Coh, CC-Other, NC- π^0 , NC- π^\pm , NC-Coh, NC- 1γ , NC-Other, ν_e et $\bar{\nu}_e$ CC inclusifs, et FSI. Le modèle nucléaire nominal utilisé par défaut est l'association du modèle de gaz de Fermi relativiste (RFG), de l'approximation de phase aléatoire de Bernstein (BeRPA), et du modèle d'interactions 2p2h de Nieves, tous décrits dans les sections 3.3.2.c et 3.3.2.b. L'ensemble des paramètres utilisés pour décrire ces interactions, leur valeur nominale, ainsi

⁹Grâce à un ajustement des points à l'aide d'un polynôme de degré 3.

que leurs incertitudes et distributions *à priori* sont décrits dans le Tableau 3.2, la matrice de covariance des paramètres de section-efficace avant l’ajustement est représentée sur la Fig.4.5. L’effet des interactions secondaires de pions dans le détecteur, bien qu’étant relié aux section-efficaces, est inclus dans la matrice de détecteur aussi bien à ND280 (section 4.1.2) qu’à *Super-Kamiokande* (section 5.1.2.b). De la même façon à *Super-Kamiokande*, les effets d’absorption de photons dans les noyaux (effets photo-nucléaires) sont eux-aussi inclus dans le modèle du détecteur (section 5.1.2.b).

La priorité après la conclusion des analyses de 2016 fut d’améliorer les modèles des interactions nucléaires et 2p2h, jouant un rôle important toutes deux dans la topologie principale de T2K. Ainsi les principales améliorations du modèle de section-efficaces sont visibles sous la forme d’un ajout de paramètres changeant la forme des distributions d’évènements 2p2h ainsi que d’une nouvelle paramétrisation RPA appelée BeRPA. Les deux paramètres de forme de la distribution des 2p2h, sur carbone et oxygène, permettent de faire varier les composantes en MEC et corrélations *NN* du modèle 2p2h, pouvant varier entre -1 (entièrement *NN* ou non *Pion Delta Decay-like*, non-PDD) et +1 (entièrement MEC ou *Pion Delta Decay-like*, PDD). En association aux trois paramètres de normalisation, pour neutrino, anti-neutrino et un dernier pour passer de carbone à oxygène, ils permettent d’avoir une meilleure sensibilité à ce type d’interaction. De son côté la nouvelle paramétrisation RPA, décrivant les interactions à plusieurs corps dans le noyau, introduit une dépendance en Q^2 et un traitement des incertitudes sur ce modèle plus développé (Fig.3.10). Enfin d’autres nouveautés dans le développement des modèles de section-efficaces telles qu’une amélioration de la description des interactions CC-Res et de nouveaux facteurs de forme pour les interactions CCQE, bien que ne menant pas à de nouveaux paramètres ou à de redéfinition de paramètres déjà existants, ont mené à définir de nouvelles vérifications sur la robustesse des modèles et leur impact sur l’analyse (voir section 5.4).

4.2 Le BANFF

4.2.1 Caractéristiques de la méthode d’ajustement

Cette analyse a été effectuée dans le cadre du BANFF (*Beam And ND280 Flux extrapolation task Force*) qui a pour but de contraindre et d’ajuster les modèles de section-efficaces et de flux à l’aide des données du détecteur proche. L’ajustement est basé sur la maximisation d’une *likelihood* prenant en compte les modèles de flux, de section-efficaces et de détecteur avec les données du détecteur proche. L’ensemble des paramètres est ajusté en même temps, permettant d’obtenir des contraintes comprenant les corrélations entre les modèles, notamment de section-efficaces et de flux. La *likelihood* est séparée en intervalles, mêmes intervalles que les intervalles des échantillons de données de ND280 présentés dans la

section 4.1.1. Ces intervalles sont définis par l'échantillon, l'impulsion reconstruite du muon sélectionné, p_μ , et l'angle avec l'axe z du détecteur (dans le sens du faisceau), $\cos\theta_\mu$. Les intervalles utilisés ont été soigneusement choisis afin de s'assurer que la statistique dans chacun d'entre eux était suffisante, et que les intervalles soient plus fins dans les zones densément peuplées de l'espace des phases¹⁰. La *likelihood* totale est définie comme le produit de terme poissoniens, de termes de pénalités gaussiens multivariés pour l'ensemble des paramètres des différents modèles.

- Pour chacun des intervalles, on considère que le nombre d'événements suit une distribution poissonnienne, et qu'ainsi la probabilité d'observer N_i^{obs} événements dans l'intervalle i est :

$$P(N_i^{obs}|N_i^{pred}) = \frac{(N_i^{pred})^{N_i^{obs}} e^{-N_i^{pred}}}{N_i^{obs}!} \quad (4.3)$$

où N_i^{pred} est la prédiction du nombre d'événements dans cet intervalle construite à l'aide des modèles de flux, section-efficaces et de détecteur. Le terme poissonien de la *likelihood* totale est un produit de l'ensemble des termes pour chacun des intervalles.

- Les modèles de flux, section-efficaces, et de détecteurs sont considérés comme des distributions gaussiennes multivariées et suivent ainsi une probabilité π :

$$\pi(\vec{a}) = (2\pi)^{n/2} |V_a|^{1/2} e^{-\frac{1}{2}\Delta\vec{a}(V_a^{-1})\Delta\vec{a}} \quad (4.4)$$

où (\vec{a} est le vecteur des valeurs des différents paramètres, n est le nombre de paramètres, V_a est la matrice de covariance associée à ces paramètres et $\Delta\vec{a}$ est le vecteur de différences entre les valeurs de paramètres et leur valeurs nominales. Les trois contributions, flux, section-efficaces et détecteurs étant indépendantes, elles contribuent *via* des termes séparés à la *likelihood* totale.

Le terme que l'on cherche à maximiser est un ratio entre la *likelihood* totale au point de l'espace des paramètres testé et la *likelihood* totale du modèle nominal et où N_i^{pred} vaut N_i^{obs} :

$$\mathcal{L}_{ND280} = \frac{\pi(\vec{f})\pi(\vec{x})\pi(\vec{d}) \prod_i \left((N_i^{pred}(\vec{f}, \vec{x}, \vec{d}))^{N_i^{obs}} e^{-N_i^{pred}(\vec{f}, \vec{x}, \vec{d})} / N_i^{obs}! \right)}{\pi(\vec{f}_{nom})\pi(\vec{x}_{nom})\pi(\vec{d}_{nom}) \prod_i \left((N_i^{obs})^{N_i^{obs}} e^{-N_i^{obs}} / N_i^{obs}! \right)} \quad (4.5)$$

où \vec{f} est le vecteur des paramètres de flux, \vec{x} de section-efficaces, et \vec{d} de détecteur à travers les paramètres d'*osbnorm*. Ainsi la valeur prédite du nombre d'événements dans l'intervalle i dépend des paramètres de normalisation de flux, de ceux de normalisation et de fonctions de réponse des section-efficaces et de normalisation d'*osbnorm*. Ils dépendent eux-mêmes de l'énergie véritable du neutrino incident, du mode d'interaction et de l'intervalle en $p - \cos\theta$ de l'échantillon évalué. Le dénominateur est la valeur maximale que le numérateur peut atteindre, les paramètres étant à leur valeur nominale, et la valeur prédite étant celle observée. Ce ratio permet ainsi une bonne comparaison entre la *likelihood* des distributions prédites et

¹⁰Typiquement les muons allant à l'avant avec une impulsion proche de celle du pic du faisceau et dans les échantillons CC0 π

la *likelihood* maximale.

Dans la pratique on cherche à minimiser $-2\log\mathcal{L}_{\text{ND280}}$ qui a une distribution similaire à celle d'un χ^2 , et que l'on appelle dans la suite $\Delta\chi_{\text{ND280}}^2$. On peut écrire les différents termes de $\Delta\chi_{\text{ND280}}^2$:

$$\begin{aligned} \Delta\chi_{\text{ND280}}^2 = & 2 \sum_i^N \left(N_i^{\text{pred}}(\vec{f}, \vec{x}, \vec{d}) - N_i^{\text{obs}} \log \frac{N_i^{\text{obs}}}{N_i^{\text{pred}}(\vec{f}, \vec{x}, \vec{d})} \right) \\ & + \sum_i^{\text{flux}} \sum_j^{\text{flux}} \Delta f_i (V_f^{-1})_{ij} \Delta f_j \\ & + \sum_i^{\text{xsec}} \sum_j^{\text{xsec}} \Delta x_i (V_x^{-1})_{ij} \Delta x_j \\ & + \sum_i^{\text{obsnorm}} \sum_j^{\text{obsnorm}} \Delta d_i (V_d^{-1})_{ij} \Delta d_j \end{aligned} \quad (4.6)$$

où N est le nombre d'intervalles en $p_\mu - \cos\theta_\mu$ dans l'ensemble des échantillons, f_i le paramètre de flux dans le i -ème intervalle en énergie de la paramétrisation du flux, x_i est le i -ème paramètre de section-efficace et d_i le paramètre d'*obsnorm* dans le i -ème intervalle de la paramétrisation du détecteur. Le premier terme provient de la partie poissonienne de la *likelihood*, les 3 autres des termes des paramétrisation du flux, de la section-efficace et du détecteur.

Cette minimisation est effectuée par l'algorithme de minimisation MIGRAD du progiciel MINUIT [178] de ROOT [116, 179]. Les incertitudes post-fit ainsi que la matrice de covariance sont obtenues une fois que le minimum est trouvé en utilisant l'algorithme HESSE de MINUIT, qui calcule les dérivées secondes autour du minimum pour construire la matrice hessienne, inverse de la matrice de covariance.

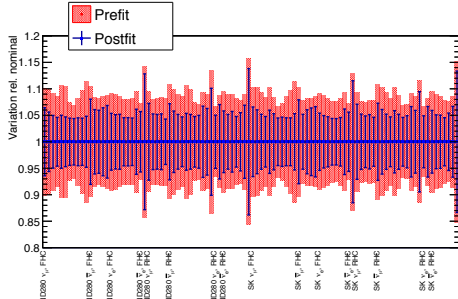
4.2.2 Validation

a Fit du Monte-Carlo nominal

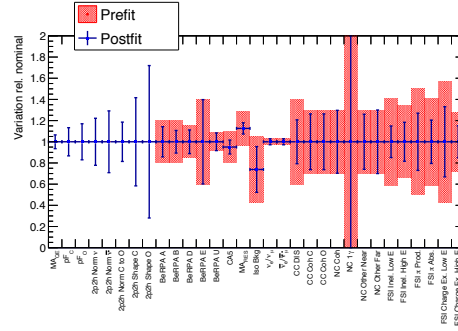
Une des premières validations du code ainsi que de l'ensemble des entrées à l'ajustement est d'effectuer un ajustement du Monte-Carlo nominal (aussi appelé *ensemble de données d'Asimov*¹¹). Lors de cet ajustement le lot de données utilisé a dans chacun de ses intervalles un nombre d'événements égal exactement à la prédiction du Monte-Carlo nominal dans cet intervalle. Dans le cas du bon fonctionnement de la machinerie du *fitter*, l'ajustement doit

¹¹Le terme semble bien venir d'Isaac Asimov, bien qu'on ne lui doive pas de travaux de statistique appliquée à la physique des hautes énergie à ma connaissance. Cette appellation viendrait d'une nouvelle de science fiction d'Asimov appelée *Le Votant*, se situant dans un univers dystopique dans lequel le peuple américain ne vote plus directement pour son président mais un ordinateur extrêmement puissant nomme un seul et unique électeur ayant pour mission de "l'élire". On retrouve là l'idée, présente dans cet ensemble de données d'Asimov, que l'on peut remplacer le résultat d'un ensemble d'expériences par une seule et unique expérience représentative de l'ensemble [180].

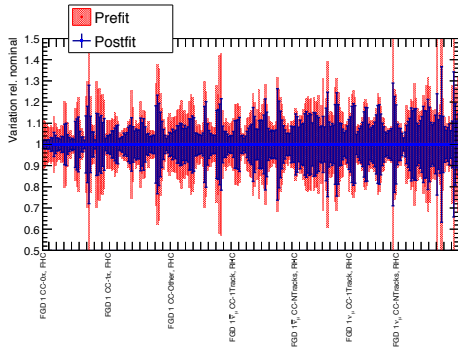
retourner les valeurs pré-fit de l'ensemble des paramètres (à la précision de la machine près) avec une erreur réduite après l'ajustement, représentant la sensibilité à chacun des paramètres.



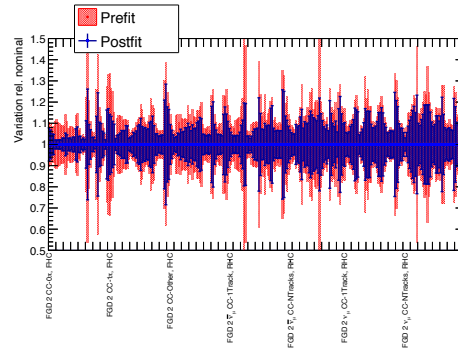
(a) Valeurs pré- et post-fit de l'ajustement du lot de données d'Asimov dans le BANFF pour les paramètres de flux. Le premier intervalle de chacune des catégories de paramètre de flux indique la catégorie.



(b) Valeurs pré- et post-fit de l'ajustement du lot de données d'Asimov dans le BANFF pour les paramètres de section-efficace. Les paramètres CCQE ne se voit pas appliquer de contrainte pré-fit.



(c) Valeurs pré- et post-fit de l'ajustement du lot de données d'Asimov dans le BANFF pour les paramètres d'obsnorm du FGD1. Le premier intervalle de chacun des échantillons est indiqué.



(d) Valeurs pré- et post-fit de l'ajustement du lot de données d'Asimov dans le BANFF pour les paramètres d'obsnorm du FGD2. Le premier intervalle de chacun des échantillons est indiqué.

Figure 4.6 – Ajustement du lot de données d'Asimov dans le BANFF. L'ensemble des paramètres de cette figure sont normalisés de façon à ce que 1 soit le nominal. Dans le cas des paramètres décrivant les interaction résonnantes ($CA5$, M_{RES} et $Iso Bkg$) le pré-fit est différent de la valeur nominale de NEUT).

Lors de ces ajustements la même paramétrisation et les mêmes contraintes pré-fit que celles utilisées lors de l'ajustement des données sont appliquées. Ainsi les paramètres décrivant la topologie $CC0\pi$ (M_{QE}^A , p_F^C , p_F^O , les trois paramètres de normalisation et les deux paramètres de forme des $2p2h$) sont laissés sans contraintes avant l'ajustement. La Fig.4.6 montre les valeurs pré- et post-fit des différents paramètres lors d'un ajustement du lot de données d'Asimov dans le BANFF. Pour l'ensemble des paramètres la valeur ajustée est en effet égale (à 10^{-12} près) à la valeur pré-fit. De la même façon, pour les paramètres $CC0\pi$ non contraints avant l'ajustement, la valeur utilisée pour produire les Monte-Carlo est bien récupérée après l'ajustement. Les incertitudes sur les paramètres sont réduites après l'ajustement.

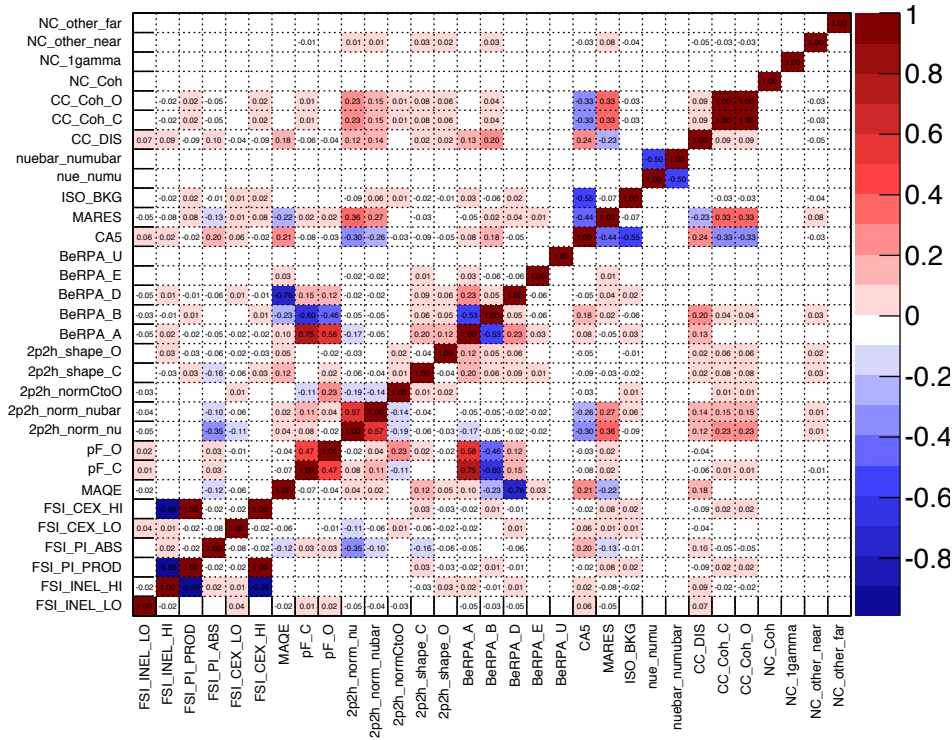


Figure 4.7 – Matrice de corrélation post-fit de l'ajustement du lot de données d'Asimov dans le BANFF pour les paramètres de section-efficace.

On peut définir à partir de la matrice de covariance une matrice de corrélation afin de pouvoir étudier de façon plus simple les corrélations introduites par l'ajustement. Cette matrice est définie comme :

$$\text{Corr}_{ij} = \frac{\text{Cov}_{ij}}{\sqrt{\text{Cov}_{ii}\text{Cov}_{jj}}} \quad (4.7)$$

La matrice de corrélation est une forme normalisée de la covariance : ses éléments diagonaux valent 1 par construction, elle est symétrique, et chacun de ses éléments non-diagonaux Corr_{ij} peuvent varier entre -1 et +1, indiquant une anti corrélation ou une corrélation entre les deux éléments i et j , -1 étant 100% anti-corrélé, et +1 100% corrélé. Comme on peut s'y attendre, cet ajustement introduit de l'anti-corrélation entre les paramètres de flux et de section-efficace. La Fig.4.7 montre la corrélation post-fit entre les paramètres de section-efficace. On peut aussi vérifier que les corrélations introduites par l'ajustement font sens. Ainsi on remarque que les 4 paramètres BeRPA libres sont corrélés les uns avec les autres comme attendu mais qu'ils sont aussi fortement corrélés aux paramètres CCQE tels que $MAQE$ et les impulsions de Fermi. Que les paramètres de normalisation des 2p2h sont eux aussi corrélés entre eux, ainsi qu'avec les paramètres de forme des 2p2h, mais aussi avec les paramètres décrivant les interactions résonnantes. Que les paramètres de FSI sont fortement corrélés les uns avec les autres mais aussi pour certains, comme celui d'absorption des pions, avec les paramètres résonnants et certains paramètres CCQE.

b Pulls des paramètres et calcul de la valeur-p

Afin de vérifier la robustesse du *fitter* deux tests sont effectués à l'aide d'expériences simulées (*toy experiments*). Deux procédures sont mises en place, la première afin de vérifier le bon fonctionnement de l'ajustement, et notamment de vérifier qu'il n'y a pas de biais introduit sur les différents paramètres. La seconde est construite de façon à tester la liberté accessible dans les modèles utilisés afin de vérifier que les données ne sont pas extrêmes dans ces modèles. Pour cela on compare le $\Delta\chi^2$ que l'on obtient en ajustant les données à la distribution de $\Delta\chi^2$ obtenue en ajustant des expériences simulées afin d'extraire une *valeur-p* (voir section 4.3.4). La procédure de jets des paramètres est similaire dans les deux cas : on jette l'ensemble des paramètres de flux, de section-efficace ainsi que les paramètres d'*obsnorm* dans le cas de l'étude de biais, et de détecteur pour la *valeur-p*, de façon corrélée à partir des matrices de covariance pré-fit. Si un paramètre est jeté en dehors de sa plage de validité, le jet entier est de nouveau effectué. Les paramètres non-contraints *a priori* dans l'ajustement (paramètres CC0 π) ne sont pas jetés et sont laissés à leur valeur nominale.

Étude des biais

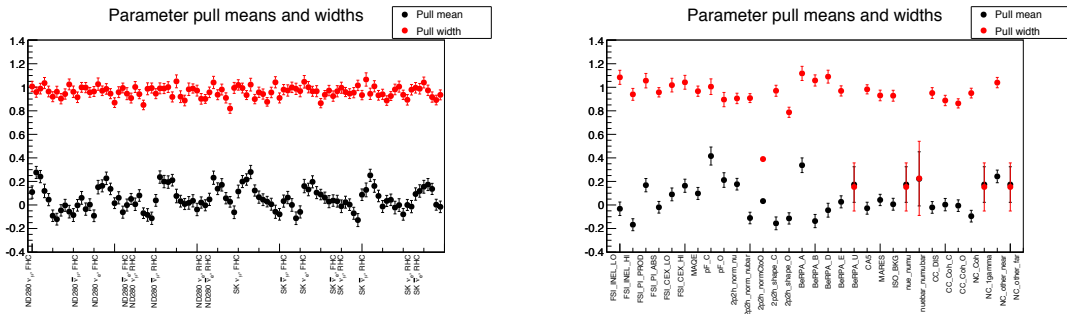
Les paramètres systématiques de détecteur ne sont pas utilisés comme *prior* dans l'ajustement, de par la définition des *obsnorm*. Il est alors nécessaire de jeter les paramètres d'*obsnorm* à l'aide de la matrice construite avec les systématiques de détecteur. On utilise ces valeurs jetées comme *prior* à un ajustement du lot de données d'Asimov sur lequel une fluctuation poissonnienne est appliquée afin de simuler les fluctuations statistiques des données [181]. On extrait aussi les valeurs ajustées pour chacun des paramètres afin de construire leur *pulls*, calculés de la façon suivante :

$$\text{pull} = \frac{\text{valeur}_{\text{fit}} - \text{valeur}_{\text{nominale}}}{\sigma_{\text{fit}}} \quad (4.8)$$

pour les paramètres non contraints (paramètres CC0 π). Cette formule correspond à la définition classique des *pulls*. Cependant lorsque les paramètres sont contraints avant l'ajustement par une incertitude *a priori* (*prior*), la formule est modifiée :

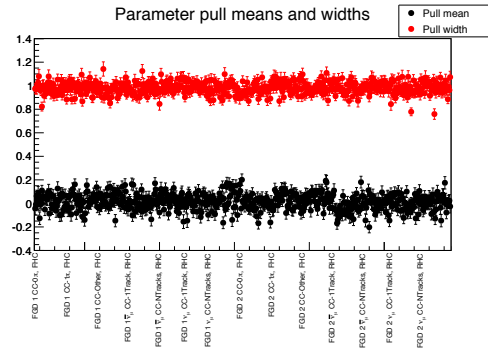
$$\text{pull} = \frac{\text{valeur}_{\text{fit}} - \text{valeur}_{\text{prior}}}{\sqrt{\sigma_{\text{prior}}^2 - \sigma_{\text{fit}}^2}} \quad (4.9)$$

où le dénominateur représente l'erreur sur le numérateur, prenant en compte les corrélations entre la valeur ajustée et la contrainte [181]. On construit ainsi la distribution des *pulls* pour chacun des paramètres, que l'on ajuste par la suite par une gaussienne. Cette distribution doit avoir une moyenne de 0, et une déviation standard de 1. Toute déviation de la moyenne indique un biais sur le paramètres. Cela peut être le cas pour des paramètres s'avérant non-gaussiens, et donc tout particulièrement pour les paramètres mal contraints, dont la limite de validité physique se trouve dans l'incertitude pré-fit (l'impulsion de Fermi, ou les paramètres de forme des 2p2h sont dans ce cas). Enfin toute déviation dans la largeur de la gaussienne ajustée indique un problème de contrainte sur le paramètre : si cette largeur



(a) Moyenne et largeur ajustées des *pulls* des paramètres de flux pour les 234 Asimov qui ont convergé convenablement. Le premier intervalle de chaque catégorie de paramètre est indiqué.

(b) Moyenne et largeur ajustées des *pulls* des paramètres de section-efficace pour les 234 Asimov qui ont convergé convenablement. Les paramètres $CC0\pi$ sont non contraints dans l'ajustement.



(c) Moyenne et largeur ajustées des *pulls* des paramètres d'*obsnorm* pour les 234 Asimov qui ont convergé convenablement. Le premier intervalle de chaque catégorie de paramètre est indiqué.

Figure 4.8 – Moyenne et largeur des *pulls* produits avec un Asimov utilisant comme *prior* les jets des paramètres (avec jet des *obsnorm*).

est plus petite que 1, le paramètre est mal contraint par les données, la sensibilité à ce paramètre est trop faible (typiquement certains paramètres d'*obsnorm*, ou de section-efficace sur oxygène).

La Fig.4.8 montre le résultat sur les 234 ajustements ayant convergé convenablement¹². On remarque que la majorité des largeurs (*width*) sont compatibles avec 1, à l'exception des paramètres 2p2h sur oxygène, mal contraints. Certains biais sont observés : sur le flux, aux alentours de 1%, probablement dus à une non-linéarité des paramètres, ainsi que sur les paramètres avec une limite physique contenue dans les 1σ (impulsion de Fermi et forme des 2p2h en particulier). Certains paramètres n'étant pas ajustés, leur *pulls* ne sont pas définis (BerPA U, ν_e/ν_μ , $\bar{\nu}_e \bar{\nu}_\mu$, NC1 γ , NC-Other à *Super-Kamiokande*). La matrice de covariance

¹²300 expériences simulées ont été ajustées, mais certains ajustements ont produit différentes sortes d'erreurs dans MINUIT, probablement venant de *toys* trop extrêmes. Afin d'être le plus conservatif possible seuls les ajustements sans erreurs ont été gardés. Cependant afin de vérifier qu'aucun biais n'est introduit de cette façon dans l'analyse les *pulls* ont aussi été construites pour les 76 ajustements ayant eu une erreur, sans trouver de différence visible entre ces distributions et celles montrées ici.

finale ne comprend pas de correction à ces biais, cependant l'impact d'une telle correction, en réajustant les valeurs centrales par ce biais, a été testée et apparaît faible (Fig.4.9).

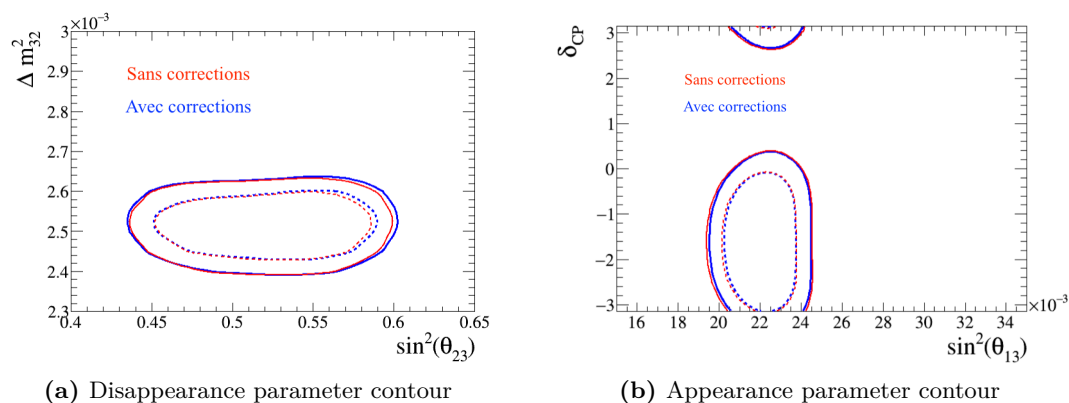


Figure 4.9 – Effet des corrections de biais sur la matrice de covariance finale du BANFF sur l'ajustement des paramètres d'oscillation à *Super-Kamiokande*, à gauche $\Delta m_{32}^2 - \theta_{23}$ et à droite $\delta_{CP} - \theta_{13}$. Ces résultats utilisent le lot de paramètres dit d'Asimov A (voir chapitre 5), pour la hiérarchie normale et avec contrainte des réacteurs.

Calcul de la *valeur-p*

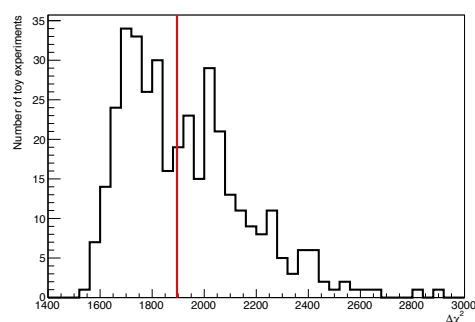


Figure 4.10 – Distribution des $\Delta\chi^2$ au point final de l'ajustement distribution pour les 373 ajustements d'expériences simulées construites avec les jets des paramètres (avec jet des systématiques de détecteur) qui ont convergé convenablement. La ligne rouge est le $\Delta\chi^2$ de l'ajustement des données.

Afin de vérifier que les données ne sont pas extrêmes dans les modèles considérés, et que la liberté introduite est suffisante, on compare le $\Delta\chi^2$ obtenu en ajustant des *toy experiments* avec celui des données. Dans ce cas il est nécessaire de jeter les systématiques de détecteur directement, et non plus les *obsnorm* : en effet en interdisant toute non-gaussianité à travers les jets des *obsnorm*, la distribution des $\Delta\chi^2$ obtenue sera plus fine, avec moins d'ajustement à haut $\Delta\chi^2$, et la *valeur-p* sera mécaniquement plus faible. Dans le cas de cette étude, une fois les jets de paramètres systématiques effectués, on construit un lot de données simulées à partir des poids impliqués par les valeurs jetées des paramètres, tout en pondérant à la statistique des données. Des jets aléatoires suivant une statistique de Poisson dans chacun des

intervalles en $p - \cos\theta$ sont ajoutés afin de simuler les fluctuations statistiques des données et des Monte-Carlo. Enfin ces lots de données simulées sont alors ajustés comme un lot de données. On extrait le $\Delta\chi^2$ de l'ajustement afin de construire une distribution de $\Delta\chi^2$ (Fig.4.10) et d'en déduire la *valeur-p* de l'ajustement des données. La distribution des $\Delta\chi^2$ obtenue à l'aide de 373 expériences simulées¹³ peut être observée sur la Fig.4.10 et sera discutée plus en détail dans la section 4.3.4.

4.3 Résultats de l'ajustement aux données

Les différentes étapes de validation démontrant la fiabilité du *fitter*, et notamment l'absence de problèmes dans l'implémentation de nouveaux paramètres après comparaison avec MaCh3, les données peuvent être ajustées en toute confiance. Les données utilisées lors de cet ajustement correspondent aux *runs* 2-4 en FHC et 5-6 en RHC, pour une statistique totale de 5.8×10^{20} POT en FHC et 3.9×10^{20} POT en RHC. Cette statistique est différente de celle utilisée à *Super-Kamiokande*, et est notamment beaucoup plus faible en RHC. Lors de l'ajustement des données, de la même façon que lors des Asimov, les paramètres $CC0\pi$ (M_A^{QE} , les impulsions de Fermi p_F^C et p_F^O , et les paramètres de normalisation de 2p2h) n'ont pas de *prior*, les laissant complètement libres de varier dans l'ajustement sans terme de pénalité. Le paramètre de normalisation des 2p2h du carbone vers l'oxygène à une faible *prior* de 20% afin d'introduire une corrélation entre la normalisation des 2p2h sur carbone et oxygène. De la même façon les paramètres de forme des distribution de 2p2h ont une *prior* très large de façon à ce que les deux paramètres, sur carbone et oxygène, soient corrélés grâce aux termes de pénalité. Le reste des paramètres de flux, section-efficaces et d'*obsnorm* sont libres de varier dans l'ajustement avec un terme de pénalité Gaussien associé, à l'exception des paramètres de normalisation des $NC1\gamma$, auquel ND280 n'a pas de sensibilité, la normalisation des NCOther au détecteur lointain, ainsi que BeRPA U. L'ensemble des échantillons, des deux FGD, et à la fois en FHC et RHC, sont utilisés dans l'ajustement. Au total 687 paramètres sont ajustés lors du *fit*, 556 d'*obsnorm*, 100 de flux et 31 de section-efficace.

4.3.1 Comparaisons données - Monte-Carlo

Comme indiqué précédemment, les Monte-Carlo sont construites à l'aide des prédictions nominales de flux, de section-efficace et de détecteur. Les deux *fitter*, BANFF et MaCh3, commencent l'ajustement avec des Monte-Carlo pré-fit correspondant aux modèles à leur valeur nominale. Les Fig.4.11a, Fig.4.11c, Fig.4.12a, Fig.4.12c, Fig.4.13a et Fig.4.13c montrent les projections en angle et en impulsion du muon sélectionné¹⁴ dans les échantillons $CC0\pi$,

¹³500 expériences simulées ont été ici été ajustées, mais comme précédemment celles ayant montré des erreurs ont été écartées, après vérification que cela n'introduit pas de biais.

¹⁴Pour rappel : l'ajustement est effectué sur des distributions à 2 dimensions, et même si les projections peuvent être un bon indicateur, il faut toujours se référer en premier lieu aux histogrammes à 2D.

CC1 π et CCOther du FGD1 des données et des Monte-Carlo, séparées par type d'interaction, avant l'ajustement. Les Fig.4.11b, Fig.4.11d, Fig.4.12b, Fig.4.12d, Fig.4.13b et Fig.4.13d montrent cette même comparaison mais cette fois-ci avec les Monte-Carlo après ajustement. Ces Monte-Carlo post-fit correspondent au résultat de la minimisation décrit dans la section 4.2.1 et sont construites avec les valeurs ajustées de chacun des paramètres variants dans l'ajustement. Les Fig.4.11e, Fig.4.12e et Fig.4.13e complètent ces informations toujours dans ces trois échantillons avec les distributions 2D $p_\mu/\cos\theta_\mu$ des données, des Monte-Carlo pré-fit et post-fit ainsi que des résidus relatifs (différence entre les données et les Monte-Carlo post-fit normalisée au nombre d'évènements dans les Monte-Carlo post-fit dans cet intervalle). Enfin l'ensemble de ces informations sont résumées dans le Tableau 4.3 qui liste le nombre d'évènements dans chacun des échantillons dans les données, les Monte-Carlo pré-fit, et post-fit. Si l'on observe les différences avant ajustement entre les données et les Monte-Carlo, on remarque certains points intéressants :

- comme discuté auparavant, le désaccord avant ajustement entre les données et les Monte-Carlo dans les deux échantillons CC0 π est relativement important (entre 5% et 10%). Comme on le voit sur les Fig.4.11a et Fig.4.11c ce désaccord semble particulièrement prononcé à basse impulsion et après le pic en énergie, ainsi qu'à l'arrière/à haut angle et pour les traces ayant un $\cos\theta$ proche de 0.95. La différence semble être relativement dépendante du Q^2 de l'évènement, les basses impulsions et haut angle indiquant un large Q^2 , la partie à l'avant plutôt un Q^2 autour de l'énergie du pic. Plusieurs études ont été faites afin de comprendre d'où provient cette différence, mais cela reste complexe à déterminer. L'amélioration du modèle des CCQE, avec l'abandon futur du modèle dipolaire, l'amélioration des modèles nucléaires (LFG,SF) et des modèles des 2p2h devrait pouvoir résoudre cette différence, ou tout du moins apporter des éléments pour aider à sa compréhension. L'impact de cette différence sur l'analyse d'oscillation est étudiée plus en détail à l'aide de simulations utilisées comme lots de fausses données (voir section 5.4). On retrouve ce désaccord sur les échantillons de $\bar{\nu}_\mu$ CCQE en RHC ainsi que de ν_μ en RHC, aussi bien dans le premier FGD que dans le second ;
- le nombre d'évènements CC1 π est surestimé. Le modèle utilisé pour décrire ces évènements est moins complet, les échantillons plus contaminés et les systématiques de détecteur associées étant plus large¹⁵ une mauvaise prédiction est plus attendue dans cet échantillon. Cette différence de normalisation semble globale, et non pas liée à une région en particulier. On remarque cependant un effet de forme assez important dans la distribution en angle (Fig.4.12c) ;
- les échantillons CCOther semblent à première vue en relativement bon accord avant l'ajustement. On voit cependant que de grandes fluctuations apparaissent, en particulier un déficit sur la la distribution en impulsion autour du pic en énergie (Fig.4.13a) et dans la partie à haut angle vers l'avant (Fig.4.13c). Il s'agit là du modèle le moins

¹⁵De manière générale, plus le nombre de particules reconstruites est grand, plus les erreurs systématiques dues au détecteur sont grandes.

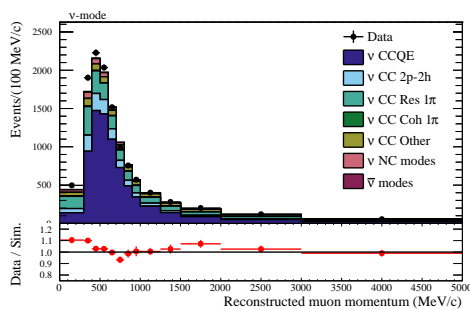
détaillé, n'étant pas un des signaux principaux de l'analyse d'oscillation, et le plus complexe à modéliser.

Un signe de bonne santé de l'analyse est l'amélioration de l'accord entre les données et les Monte-Carlo après l'ajustement. De façon globale on remarque effectivement une amélioration dans l'ensemble des échantillons présentés ici (Fig.4.11b, Fig.4.11d, Fig.4.12b, Fig.4.12d, Fig.4.13b et Fig.4.13d), aussi bien que dans le reste des échantillons. Le tout est aisé à visualiser lorsque l'on observe l'amélioration du χ^2/ndb (Tableau 4.3). Cependant les principales améliorations se font dans les échantillons CC0 π en particulier et CC1 π marginalement. On peut s'attendre à un tel effet : par construction la maximisation de la *likelihood* accorde plus d'importance aux intervalles où le nombre d'évènements est grand. En comparant les distributions 2D des données et des Monte-Carlo post-fit sur la Fig.4.11e, l'accord semble bon à première vue, bien qu'on observe un certain désaccord aux alentours de $\cos\theta = 0.95$ et pour la partie à l'avant aux alentours de 1 GeV. Cela semble confirmé lors de l'observation des résidus sur cette même figure sur lesquels on observe que les plus grandes différences (de l'ordre de 20% à 30% dans certains intervalles) se trouvent dans une région très à l'avant aux alentours du pic en énergie. Il est cependant rassurant que la région la plus peuplée¹⁶ aux alentours du pic en énergie pour $\cos\theta$ entre 0.7 et 0.95 est en accord relativement bon avec les données, souvent en deçà de 5% de désaccord. Cette région de l'espace des phases est la région prenant le plus d'importance dans l'ajustement. Dans les échantillons CC1 π la normalisation semble être en bien meilleur accord après l'ajustement (Fig.4.12b et Fig.4.12d) bien qu'aucune région cinématique ne semble prendre plus d'importance (Fig.4.12e). Cependant, de la même manière que pour les échantillons CCOther (Fig.4.13e) et les échantillons en RHC, la taille relative de la statistique dans ces échantillons ne permet pas à l'ajustement d'obtenir un bon accord : les échantillons CC0 π dominant. Il ne s'agit pas là d'un réel problème, le modèle CC0 π est celui méritant la plus grande attention dans T2K puisqu'il s'agit là de la topologie dominante à ces échelles d'énergie, et le principal signal à *Super-Kamiokande*. Il faut cependant le garder à l'esprit lors de la lecture de l'ajustement des différents paramètres.

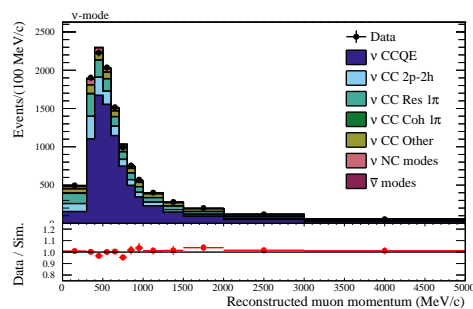
Échantillon	Données	MC Post-fit	MC Pré-fit	χ^2/ndb Post-fit	χ^2/ndb Pré-fit
FGD1 CC0 π	17136.00	17122.22	16723.69	1.10	1.79
FGD1 CC1 π	3954.00	4061.65	4381.48	1.14	1.73
FGD1 CCOther	4149.00	4095.58	3943.95	1.45	1.79
FGD1 Anu-CCQE	3527.00	3503.79	3587.65	0.90	1.16
FGD1 Anu-CCNQE	1054.00	1052.69	1066.91	0.97	1.41
FGD1 Nu-CCQE	1363.00	1353.44	1272.17	1.01	1.42
FGD1 Nu-CCNQE	1370.00	1354.02	1357.45	0.70	1.12
FGD2 CC0 π	17443.00	17494.56	16959.19	1.06	2.02
FGD2 CC1 π	3366.00	3416.28	3564.23	1.14	1.56
FGD2 CCOther	4075.00	3915.36	3570.95	1.09	1.86
FGD2 Anu-CCQE	3732.00	3685.46	3618.27	0.99	1.30
FGD2 Anu-CCNQE	1026.00	1097.38	1077.24	1.02	1.14
FGD2 Nu-CCQE	1320.00	1330.49	1262.63	0.95	1.45
FGD2 Nu-CCNQE	1253.00	1263.12	1246.71	0.85	1.35
Total	64768.00	64746.02	63632.53	1.06	1.57

Tableau 4.3 – Comparaison du nombre d'évènements dans chacun des échantillons dans les données, les MC pré-fit et post-fit ainsi que du χ^2 divisé par le nombre d'intervalles dans l'échantillon.

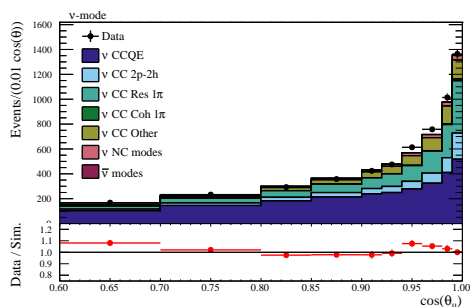
¹⁶Cette forme de "banane" sur ce type de figure à 2 dimension en impulsion et en angle dénote approximativement une région à Q^2 constant.



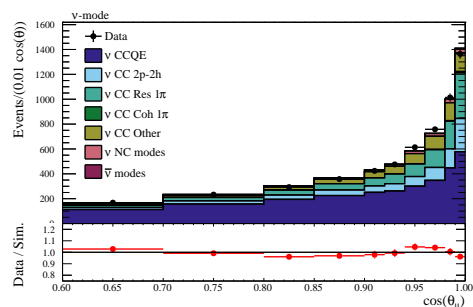
(a) Distribution p_μ des données et des Monte-Carlo pré-fit séparées par type d'interaction, en bas le ratio données/MC.



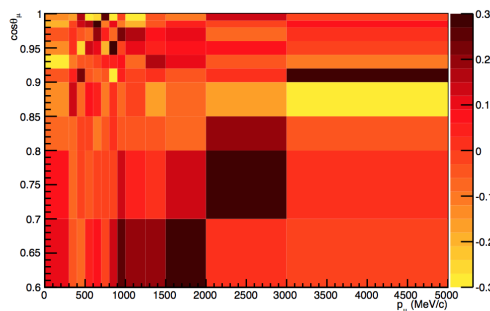
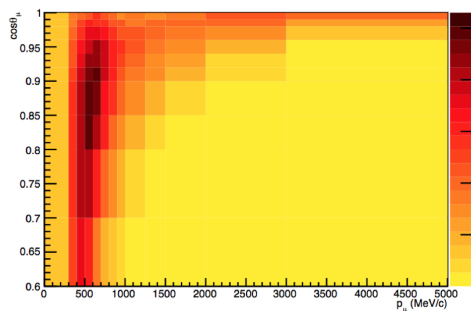
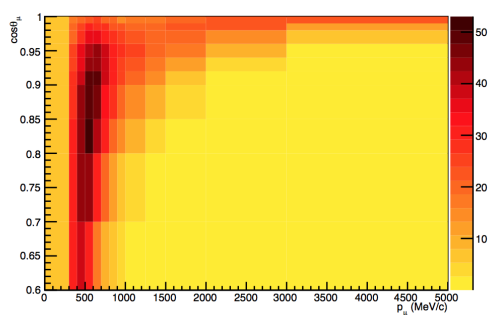
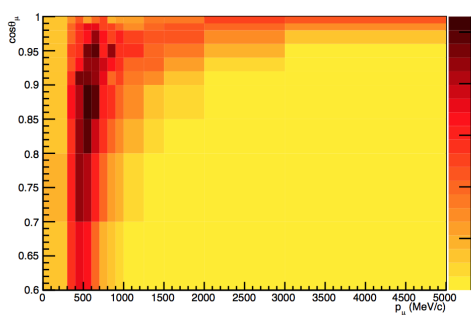
(b) Distribution p_μ des données et des Monte-Carlo post-fit séparées par type d'interaction, en bas le ratio données/MC.



(c) Distribution $\cos\theta_\mu$ des données et des Monte-Carlo pré-fit séparées par type d'interaction, en bas le ratio données/MC.

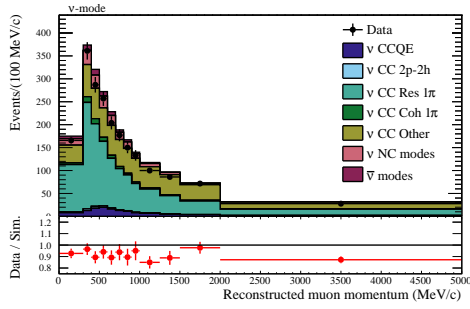


(d) Distribution $\cos\theta_\mu$ des données et des Monte-Carlo post-fit séparées par type d'interaction, en bas le ratio données/MC.

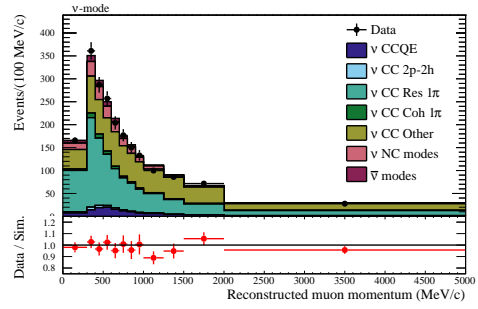


(e) En haut à gauche : distribution $p_\mu/\cos\theta_\mu$ des données. En haut à droite : distribution $p_\mu/\cos\theta_\mu$ des MC post-fit. En bas à gauche : distribution $p_\mu/\cos\theta_\mu$ des MC pré-fit. En bas à droite : distribution $p_\mu/\cos\theta_\mu$ des résidus relatifs (Données - MC)/MC post-fit. Toutes les figures sont tronquées de certains intervalles à l'arrière et à très haute énergie.

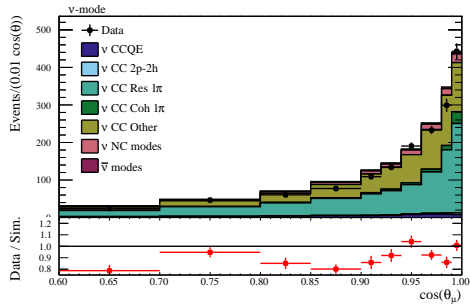
Figure 4.11 – FGD1 CC0 π .



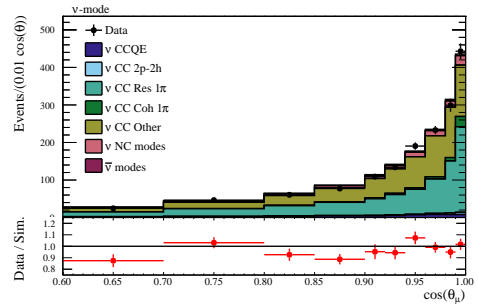
(a) Distribution p_μ des données et des Monte-Carlo pré-fit séparées par type d'interaction, en bas le ratio données/MC.



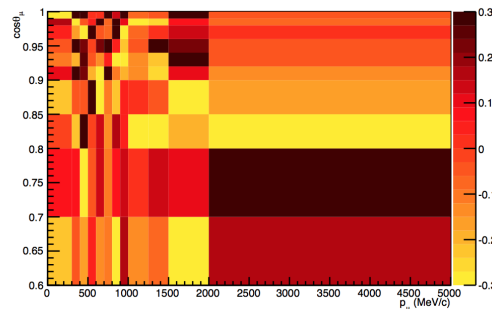
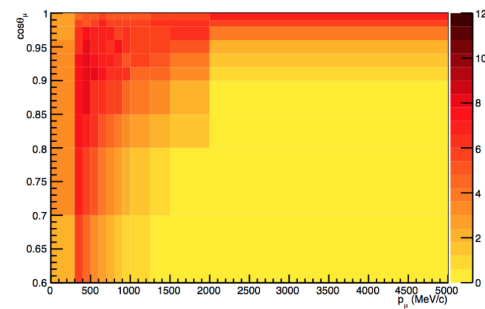
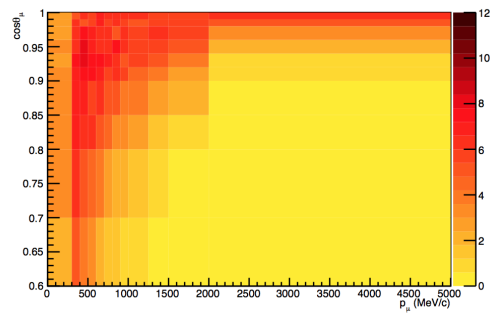
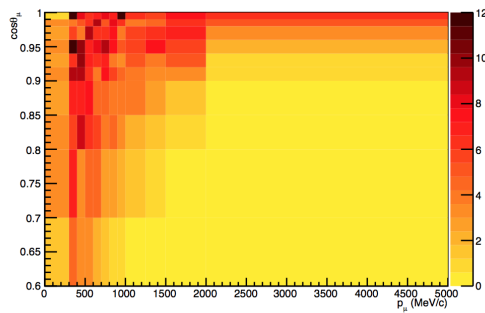
(b) Distribution p_μ des données et des Monte-Carlo post-fit séparées par type d'interaction, en bas le ratio données/MC.



(c) Distribution $\cos\theta_\mu$ des données et des Monte-Carlo pré-fit séparées par type d'interaction, en bas le ratio données/MC.

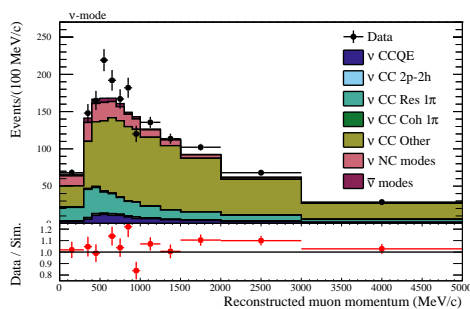


(d) Distribution $\cos\theta_\mu$ des données et des Monte-Carlo post-fit séparées par type d'interaction, en bas le ratio données/MC.

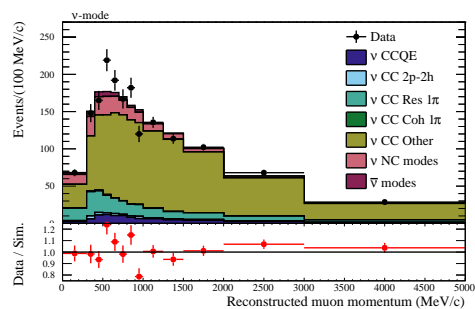


(e) En haut à gauche : distribution $p_\mu/\cos\theta_\mu$ des données. En haut à droite : distribution $p_\mu/\cos\theta_\mu$ des MC post-fit. En bas à gauche : distribution $p_\mu/\cos\theta_\mu$ des MC pré-fit. En bas à droite : distribution $p_\mu/\cos\theta_\mu$ des résidus relatifs (Données - MC)/MC post-fit. Toutes les figures sont tronquées de certains intervalles à l'arrière et à très haute énergie.

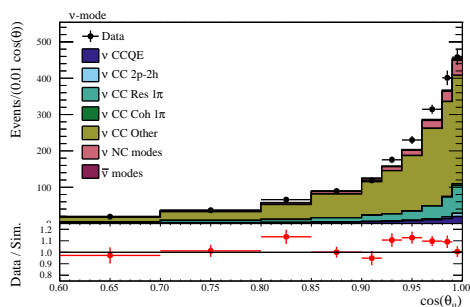
Figure 4.12 – FGD1 CC1 π .



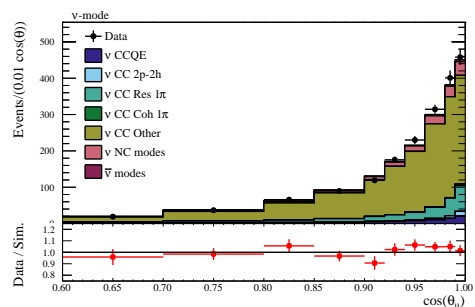
(a) Distribution p_μ des données et des Monte-Carlo pré-fit séparées par type d'interaction, en bas le ratio données/MC.



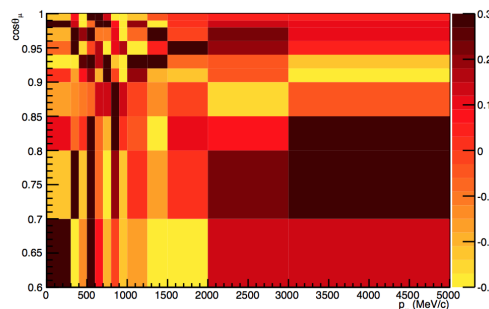
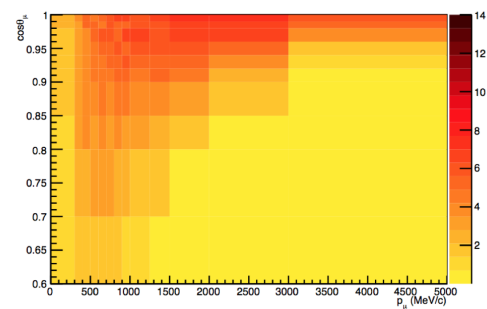
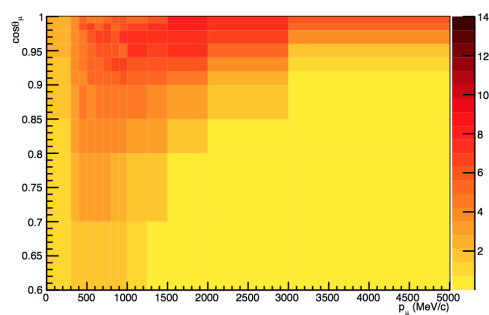
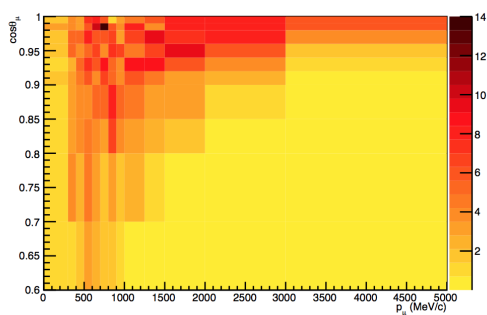
(b) Distribution p_μ des données et des Monte-Carlo post-fit séparées par type d'interaction, en bas le ratio données/MC.



(c) Distribution $\cos\theta_\mu$ des données et des Monte-Carlo pré-fit séparées par type d'interaction, en bas le ratio données/MC.



(d) Distribution $\cos\theta_\mu$ des données et des Monte-Carlo post-fit séparées par type d'interaction, en bas le ratio données/MC.



(e) En haut à gauche : distribution $p_\mu/\cos\theta_\mu$ des données. En haut à droite : distribution $p_\mu/\cos\theta_\mu$ des MC post-fit. En bas à gauche : distribution $p_\mu/\cos\theta_\mu$ des MC pré-fit. En bas à droite : distribution $p_\mu/\cos\theta_\mu$ des résidus relatifs (Données - MC)/MC post-fit. Toutes les figures sont tronquées de certains intervalles à l'arrière et à très haute énergie.

Figure 4.13 – FGD1 CC-Other.

4.3.2 Valeurs ajustées des paramètres et corrélations

Si l'on regarde dans le détail l'ensemble des valeurs ajustées des différents paramètres on peut essayer d'interpréter l'ajustement et comprendre si le résultat fait sens. Les Tableaux 4.4, 4.5 et 4.6 listent l'ensemble des paramètres de flux et de section-efficace¹⁷ ainsi que leur valeur avant l'ajustement et ajustée. Les Fig.4.14, Fig.4.15, Fig.4.18 et Fig.4.19 montrent la comparaison entre les valeurs avant et après ajustement, avec leurs incertitudes, pour les paramètres de flux à ND280, à *Super-Kamiokande*, de section-efficace et d'*obsnorm* respectivement.

Paramètres de flux

Les valeurs ajustées des paramètres de flux sont présentées dans les Tableau 4.4 et Fig.4.14 pour les paramètres associés à ND280 et dans le Tableau 4.5 et Fig.4.15 pour les paramètres associés à *Super-Kamiokande*.

La quasi totalité des paramètres de flux sont compatibles avec leur valeur pré-fit à moins d' 1σ . Il s'agit là d'une différence avec l'analyse précédente [96] durant laquelle l'ensemble des paramètres de flux augmentaient, en partie afin d'absorber la différence observée dans l'échantillon $CC0\pi$ et plus spécifiquement sa dépendance en énergie. Cette différence est maintenant absorbée par une autre part de la paramétrisation (BeRPA comme le verra par la suite), ce qui est probablement nécessaire : cette différence est en grande partie due à des problèmes dans les modèles de section-efficaces et non dans la modélisation du flux. De manière générale, la paramétrisation du flux et sa prédiction étant relativement robuste, récupérer des valeurs compatibles avec les valeurs d'entrée indique une certaine cohérence.

Les paramètres de flux ajustés récupèrent une "forme" : l'ensemble des paramètres étant fortement corrélés, il est aisé pour l'ajustement d'augmenter ou de baisser la valeur de tous, ici cependant l'effet n'est pas une tendance globale mais des effets individuels. Plus précisément le flux est diminué aux alentours du pic en énergie, principalement chez les ν_μ mais aussi pour les $\bar{\nu}_\mu$, tandis que d'autres régions voient leur normalisation augmenter, typiquement à haute énergie. Tout cela en restant cependant compatible avec les valeurs définies avant l'ajustement.

¹⁷On épargnera ici à l'ensemble des personnes ayant accès à ce manuscrit la vue d'un tableau de 556 paramètres d'*obsnorm* duquel peu d'informations pourrait être directement tirées.

FHC				RHC			
Neutrino	E_ν [GeV]	Pré-fit	Post-fit	Neutrino	E_ν [GeV]	Pré-fit	Post-fit
ν_μ	[0.0, 0.4[1.0 ± 0.10091	1.0117 ± 0.057777	ν_μ	[0.0, 0.7[1.0 ± 0.094066	0.98204 ± 0.069027
	[0.4, 0.5[1.0 ± 0.099431	1.035 ± 0.049528		[0.7, 1.0[1.0 ± 0.079866	0.9874 ± 0.050365
	[0.5, 0.6[1.0 ± 0.092025	1.0092 ± 0.044345		[1.0, 1.5[1.0 ± 0.080948	1.0046 ± 0.050184
	[0.6, 0.7[1.0 ± 0.085239	0.96679 ± 0.041487		[1.5, 2.5[1.0 ± 0.083251	1.0529 ± 0.052244
	[0.7, 1.0[1.0 ± 0.10536	0.90408 ± 0.044063		[2.5, 30.0[1.0 ± 0.082653	1.0523 ± 0.043089
	[1.0, 1.5[1.0 ± 0.10437	0.89722 ± 0.041704	$\bar{\nu}_\mu$	[0.0, 0.4[1.0 ± 0.10728	0.99939 ± 0.065696
	[1.5, 2.5[1.0 ± 0.073612	1.0098 ± 0.042558		[0.4, 0.5[1.0 ± 0.098851	1.0091 ± 0.051682
	[2.5, 3.5[1.0 ± 0.068993	1.054 ± 0.043046		[0.5, 0.6[1.0 ± 0.08971	0.99662 ± 0.046238
	[3.5, 5.0[1.0 ± 0.082334	1.0333 ± 0.043747		[0.6, 0.7[1.0 ± 0.084692	0.97517 ± 0.042092
	[5.0, 7.0[1.0 ± 0.097308	0.97897 ± 0.043514		[0.7, 1.0[1.0 ± 0.10687	0.96265 ± 0.047431
[7.0, 30.0[1.0 ± 0.11471	0.96861 ± 0.048294	[1.0, 1.5[1.0 ± 0.098711	0.98538 ± 0.046917		
$\bar{\nu}_\mu$	[0.0, 0.7[1.0 ± 0.1038	0.97437 ± 0.076593	[1.5, 2.5[1.0 ± 0.07335	1.0318 ± 0.045852	
	[0.7, 1.0[1.0 ± 0.084158	0.96595 ± 0.058652	[2.5, 3.5[1.0 ± 0.07052	1.0643 ± 0.048869	
	[1.0, 1.5[1.0 ± 0.081349	0.98283 ± 0.057718	[3.5, 5.0[1.0 ± 0.092905	1.0598 ± 0.066707	
	[1.5, 2.5[1.0 ± 0.085208	1.0534 ± 0.063807	[5.0, 7.0[1.0 ± 0.089083	1.0517 ± 0.063055	
	[2.5, 30.0[1.0 ± 0.087735	1.0764 ± 0.068656	[7.0, 30.0[1.0 ± 0.13491	1.0406 ± 0.10298	
ν_e	[0.0, 0.5[1.0 ± 0.091336	1.0097 ± 0.047882	ν_e	[0.0, 2.5[1.0 ± 0.066214	1.0407 ± 0.04941
	[0.5, 0.7[1.0 ± 0.089699	1.0095 ± 0.046125		[2.5, 30.0[1.0 ± 0.086977	1.0466 ± 0.070201
	[0.7, 0.8[1.0 ± 0.084648	1.0217 ± 0.048056	$\bar{\nu}_e$	[0.0, 0.5[1.0 ± 0.095575	1.0024 ± 0.051996
	[0.8, 1.5[1.0 ± 0.079722	0.99199 ± 0.042129		[0.5, 0.7[1.0 ± 0.089033	1.0034 ± 0.045829
	[1.5, 2.5[1.0 ± 0.079766	1.0116 ± 0.044172		[0.7, 0.8[1.0 ± 0.088406	1.0131 ± 0.053103
	[2.5, 4.0[1.0 ± 0.081399	1.0233 ± 0.043646		[0.8, 1.5[1.0 ± 0.081472	1.0097 ± 0.043701
	[4.0, 30.0[1.0 ± 0.095795	1.0014 ± 0.060518		[1.5, 2.5[1.0 ± 0.078353	1.0298 ± 0.053413
	$\bar{\nu}_e$	[0.0, 2.5[1.0 ± 0.072069		1.0349 ± 0.055968	[2.5, 4.0[1.0 ± 0.089427
[2.5, 30.0[1.0 ± 0.14292	1.1034 ± 0.12812	[4.0, 30.0[1.0 ± 0.15697	1.0798 ± 0.13842	

Tableau 4.4 – Valeurs pré-fit et post-fit des différents paramètres de flux à ND280, à gauche en FHC et à droite en RHC avec la définition des intervalles associés.

FHC				RHC			
Neutrino	E_ν [GeV]	Pré-fit	Post-fit	Neutrino	E_ν [GeV]	Pré-fit	Post-fit
ν_μ	[0.0, 0.4[1.0 ± 0.10255	1.012 ± 0.059199	ν_μ	[0.0, 0.7[1.0 ± 0.093954	0.98279 ± 0.067164
	[0.4, 0.5[1.0 ± 0.10177	1.0333 ± 0.053822		[0.7, 1.0[1.0 ± 0.076369	0.98905 ± 0.050203
	[0.5, 0.6[1.0 ± 0.092573	1.0164 ± 0.046599		[1.0, 1.5[1.0 ± 0.0749	1.003 ± 0.047121
	[0.6, 0.7[1.0 ± 0.084265	0.97575 ± 0.04375		[1.5, 2.5[1.0 ± 0.078108	1.0502 ± 0.050704
	[0.7, 1.0[1.0 ± 0.10227	0.9291 ± 0.055734		[2.5, 30.0[1.0 ± 0.077505	1.0431 ± 0.0465
	[1.0, 1.5[1.0 ± 0.084528	0.95065 ± 0.050403	$\bar{\nu}_\mu$	[0.0, 0.4[1.0 ± 0.10859	0.99926 ± 0.066429
	[1.5, 2.5[1.0 ± 0.066909	1.021 ± 0.04356		[0.4, 0.5[1.0 ± 0.10191	1.0134 ± 0.054275
	[2.5, 3.5[1.0 ± 0.072355	1.0379 ± 0.045617		[0.5, 0.6[1.0 ± 0.092787	0.99398 ± 0.046643
	[3.5, 5.0[1.0 ± 0.085299	1.0289 ± 0.043839		[0.6, 0.7[1.0 ± 0.082669	0.97346 ± 0.042743
	[5.0, 7.0[1.0 ± 0.096725	0.98928 ± 0.044167		[0.7, 1.0[1.0 ± 0.10209	0.97181 ± 0.053869
[7.0, 30.0[1.0 ± 0.11411	0.96922 ± 0.053331	[1.0, 1.5[1.0 ± 0.087732	0.98659 ± 0.048507		
$\bar{\nu}_\mu$	[0.0, 0.7[1.0 ± 0.10313	0.97924 ± 0.07523	[1.5, 2.5[1.0 ± 0.068117	1.029 ± 0.044329	
	[0.7, 1.0[1.0 ± 0.078327	0.9693 ± 0.049141	[2.5, 3.5[1.0 ± 0.069902	1.0583 ± 0.048501	
	[1.0, 1.5[1.0 ± 0.082367	0.98238 ± 0.058624	[3.5, 5.0[1.0 ± 0.091711	1.0633 ± 0.065275	
	[1.5, 2.5[1.0 ± 0.082121	1.0319 ± 0.063217	[5.0, 7.0[1.0 ± 0.084736	1.0388 ± 0.058505	
	[2.5, 30.0[1.0 ± 0.085123	1.0971 ± 0.066473	[7.0, 30.0[1.0 ± 0.11549	0.99739 ± 0.094353	
ν_e	[0.0, 0.5[1.0 ± 0.090918	1.0161 ± 0.048301	ν_e	[0.0, 2.5[1.0 ± 0.066204	1.043 ± 0.048071
	[0.5, 0.7[1.0 ± 0.087065	1.0171 ± 0.044337		[2.5, 30.0[1.0 ± 0.082645	1.0378 ± 0.066228
	[0.7, 0.8[1.0 ± 0.082527	1.0157 ± 0.043157	$\bar{\nu}_e$	[0.0, 0.5[1.0 ± 0.095453	1.0052 ± 0.053129
	[0.8, 1.5[1.0 ± 0.076514	1.0058 ± 0.041025		[0.5, 0.7[1.0 ± 0.088889	1.0042 ± 0.045099
	[1.5, 2.5[1.0 ± 0.075773	1.0245 ± 0.042331		[0.7, 0.8[1.0 ± 0.085644	1.0025 ± 0.045486
	[2.5, 4.0[1.0 ± 0.082078	1.0249 ± 0.044485		[0.8, 1.5[1.0 ± 0.078536	1.0068 ± 0.041601
	[4.0, 30.0[1.0 ± 0.092882	1.0344 ± 0.061478		[1.5, 2.5[1.0 ± 0.075246	1.035 ± 0.05292
$\bar{\nu}_e$	[0.0, 2.5[1.0 ± 0.071921	1.0436 ± 0.054925	[2.5, 4.0[1.0 ± 0.086384	1.0377 ± 0.065989	
	[2.5, 30.0[1.0 ± 0.12898	1.0838 ± 0.11501	[4.0, 30.0[1.0 ± 0.15251	1.0751 ± 0.13391	

Tableau 4.5 – Valeurs pré-fit et post-fit des différents paramètres de flux à *Super-Kamiokande*, à gauche en FHC et à droite en RHC avec la définition des intervalles associés.

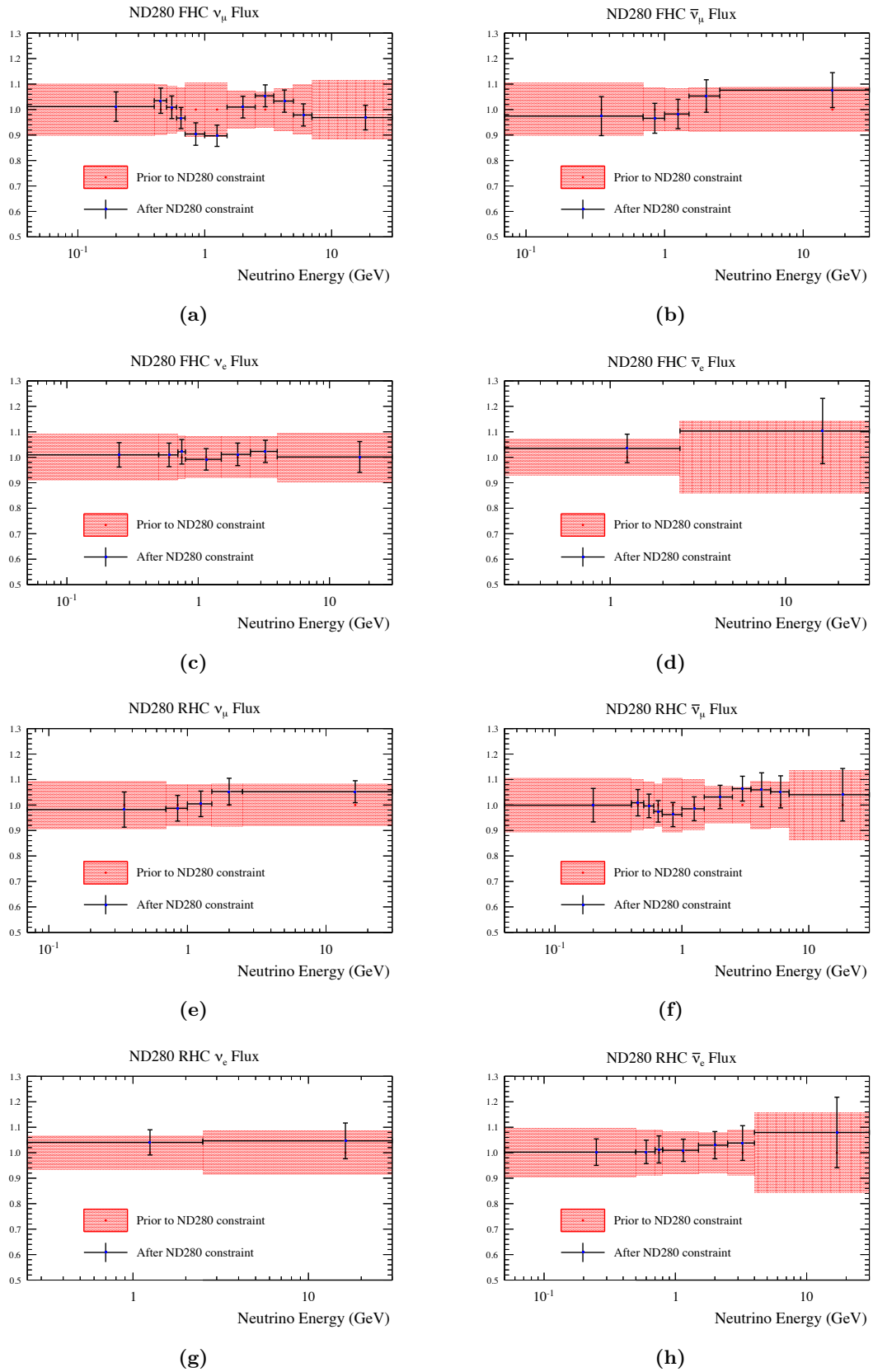


Figure 4.14 – Valeurs pré-fit et post-fit des différents paramètres de flux à ND280 superposées en fonction de l'énergie du neutrino incident.

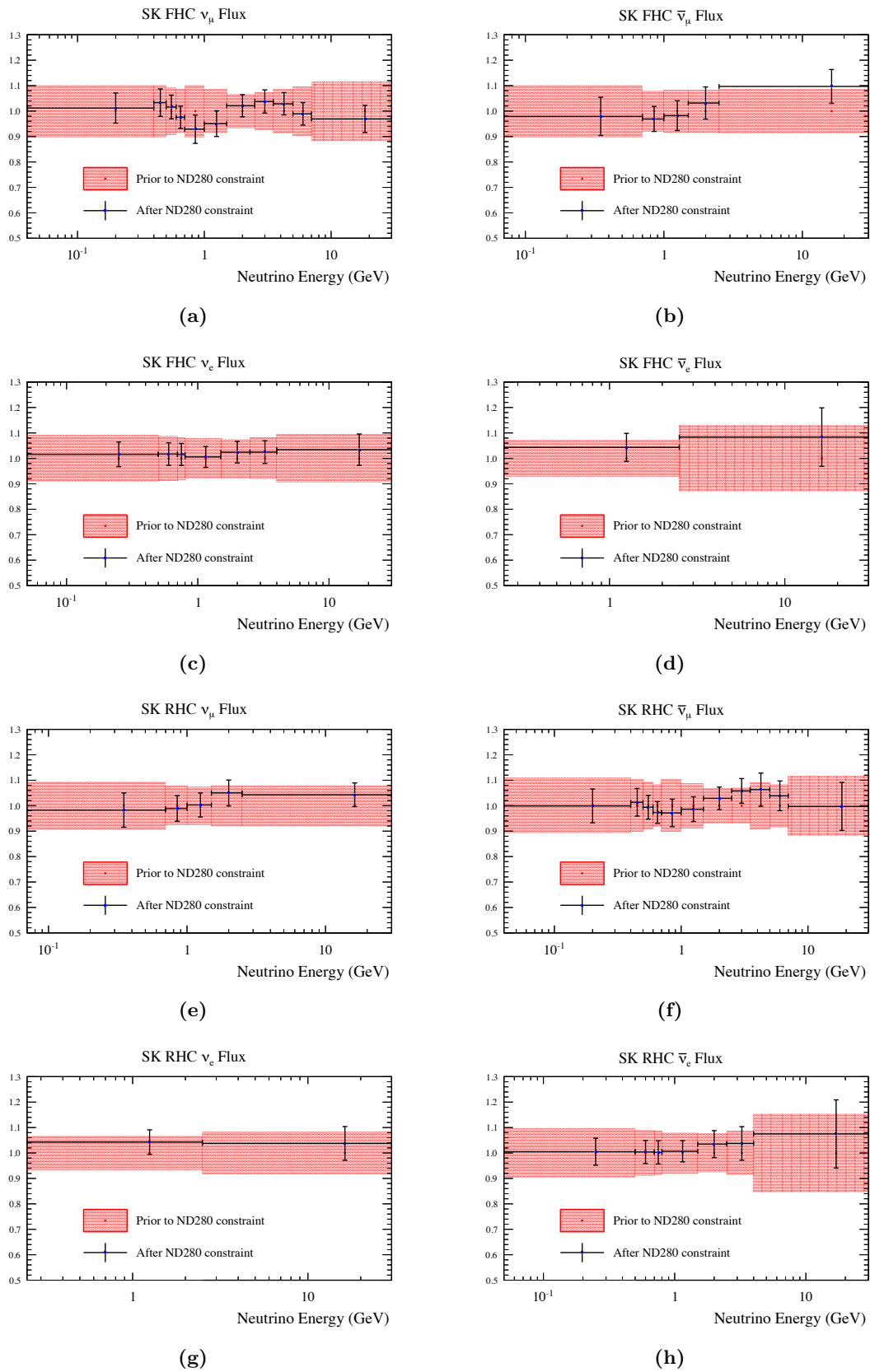


Figure 4.15 – Valeurs pré-fit et post-fit des différents paramètres de flux à *Super-Kamiokande* superposées en fonction de l'énergie du neutrino incident.

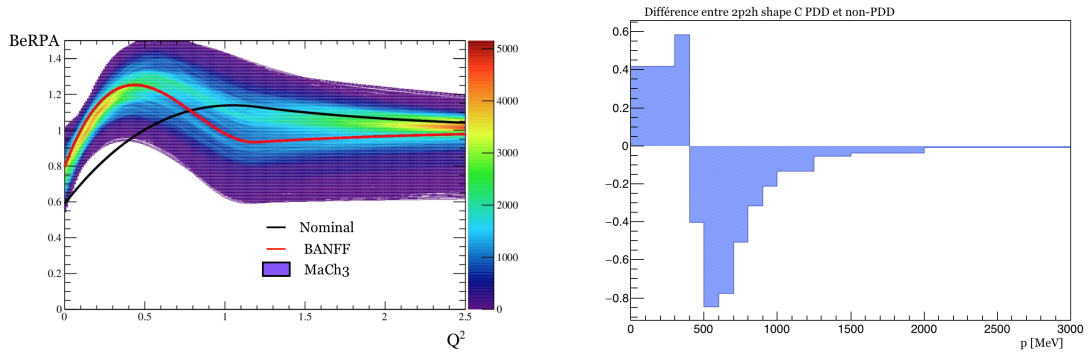
Paramètres de section-efficace

Paramètres	Pré-fit	Post-fit
FSI inel. low	0.0 ± 0.41	-0.32332 ± 0.081129
FSI inel. high	0.0 ± 0.34	-0.0086159 ± 0.12846
FSI π prod.	0.0 ± 0.5	0.040936 ± 0.18706
FSI π abs.	0.0 ± 0.41	-0.34771 ± 0.14731
FSI charge ex. low	0.0 ± 0.57	-0.088986 ± 0.30907
FSI charge ex. high	0.0 ± 0.28	0.022924 ± 0.10475
M_A^{QE} (GeV)	1.2 ± 0.03	1.1314 ± 0.079024
p_F^{12C} (MeV)	217.0 ± 13.0	224.16 ± 13.295
p_F^{16O} (MeV)	225.0 ± 13.0	204.98 ± 15.083
$2p2h$ norm 12C vers 16O	1.0 ± 1.0	1.5018 ± 0.1955
$2p2h$ norm $\bar{\nu}^{12C}$	1.0 ± 1.0	0.726 ± 0.23125
$2p2h$ norm 12C vers 16O	1.0 ± 0.2	0.96392 ± 0.16657
$2p2h$ shape 12C	1.0 ± 3.0	2.0022 ± 0.20606
$2p2h$ shape 16O	1.0 ± 3.0	1.9971 ± 0.34746
BeRPA A	0.59 ± 0.118	0.6878 ± 0.057308
BeRPA B	1.05 ± 0.21	1.5993 ± 0.11727
BeRPA D	1.13 ± 0.1695	0.96248 ± 0.13445
BeRPA E	0.88 ± 0.352	0.8749 ± 0.35332
BeRPA U	1.2 ± 0.1	1.2 ± 0.1

Paramètres	Pré-fit	Post-fit
C_S^A	0.96 ± 0.15	0.97601 ± 0.064304
$M_A^{1\pi}$	1.07 ± 0.15	0.806 ± 0.044916
$I = \frac{1}{2} Bkg$	0.96 ± 0.4	1.3147 ± 0.25594
CC ν_e/ν_μ	1.0 ± 0.028284	1.0 ± 0.028284
CC $\bar{\nu}_e/\bar{\nu}_\mu$	1.0 ± 0.028284	1.0 ± 0.028284
CC Other shape	0.0 ± 0.4	0.38541 ± 0.19726
CC coh. norm 12C	1.0 ± 0.3	0.87408 ± 0.28178
CC coh. norm 16O	1.0 ± 0.3	0.87406 ± 0.28179
NC coh. norm	1.0 ± 0.3	0.93795 ± 0.29744
NC1 γ	1.0 ± 1.0	1.0 ± 1.0
NC Other	1.0 ± 0.3	1.208 ± 0.25613
NC Other <i>Super-Kamiokande</i>	1.0 ± 0.3	1.0 ± 0.3

Tableau 4.6 – Valeurs pré-fit et post-fit des différents paramètres de section-efficace.

Les valeurs des paramètres de section-efficace avant l'ajustement et ajustées et leurs incertitudes associées sont listées dans le Tableau 4.6. Une représentation graphique est visible sur la Fig.4.18, dans laquelle les paramètres sont séparés par type d'interaction.



(a) Comparaison des poids obtenus avec la paramétrisation BeRPA en fonction de Q^2 avant et après l'ajustement. MaCh3 n'ayant pas de valeur ajustée mais une suite d'étapes dans une chaîne de Markov, ici est représenté dans ce cas la densité des valeurs pour les différentes étapes.

(b) Effet des variations du paramètre 2p2h shape C sur l'échantillon CC0 π . L'histogramme représente la différence entre le nombre d'événements (normalisée à la largeur de l'intervalle en MeV) lorsque 2p2h vaut 1 (PDD) et -1 (non-PDD).

Figure 4.16 – Effet de l'ajustement sur la paramétrisation BeRPA, et impact sur l'échantillon FGD1 CC0 π d'une variation du paramètre de forme des 2p2h sur carbone.

Pour rappel les différents paramètres de CC0 π ne sont pas contraints avant l'ajustement et sont laissés complètement libres. On peut remarquer plusieurs faits intéressants sur les valeurs ajustées :

- M_A^{QE} a une valeur ajustée légèrement plus faible que de la valeur pré-fit de 1.2 GeV, c'est-à-dire plus proche des 1 GeV trouvées par les expériences sur deutérium (voir section 3.3.2). L'erreur sur ce paramètre est légèrement plus faible que pour la précédente analyse¹⁸ [96] ;
- l'impulsion de Fermi sur oxygène, $p_F^{16\text{O}}$, est tirée vers des valeurs plus faibles, assez proches de la limite physique inférieure (204 MeV contre 200 MeV), pouvant mener à des problèmes de marginalisation dans le cas de MaCh3, ne concernant cependant pas le BANFF. De manière générale l'erreur sur ces paramètres à été légèrement réduite par rapport à la précédente analyse [96] ;
- les deux paramètres de normalisation pour ν et $\bar{\nu}$ ont un comportement différent : le nombre de 2p2h dans le cas des ν augmente, tandis qu'il diminue pour les $\bar{\nu}$;
- les deux nouveaux paramètres de forme du signal 2p2h sont stoppés par la limite physique du paramètre. Ces paramètres ne sont définis qu'entre -1 (contributions entièrement NN ou *non Pion Delta Decay-like*, non-PDD) et +1 (contributions entièrement MEC ou *Pion Delta Decay-like*, PDD), voir section 3.3.2.c. Ici les paramètres semblent indiquer une forte préférence pour une composante entièrement PDD. Pour rappel ces paramètres changent la forme de la distribution sans modifier, ou peu, la normalisation des 2p2h. La Fig.4.16b montre l'effet sur l'échantillon CC0 π d'une variation du paramètre de forme des 2p2h sur carbone d'une extrémité à l'autre. Il s'agit là d'une approximation puisque ces paramètres influent sur la distribution en 2 dimensions, typiquement variant en fonction de l'énergie du neutrino et du Q^2 de la réaction. Cependant c'est une relativement bonne approximation étant donné que ces paramètres ont un effet en grande partie à des valeurs élevées de $\cos\theta$. L'impact sur l'ajustement est visible sur la Fig.4.18 où l'on remarque que les deux paramètres n'ont pas d'erreur : ceci vient directement de la façon dont MINUIT traite les limites de paramètres. L'implication de la procédure pour pallier celui-ci est détaillé dans la section 4.3.3 ;
- les nouveaux paramètres BeRPA sont largement modifiés par l'ajustement. Ils semblent absorber l'augmentation du nombre d'évènements dans les CC0 π rendus nécessaires par le déficit observé que le flux absorbait auparavant [96]. Les deux paramètres décrivant les parties à bas Q^2 et la région intermédiaire sont tous les deux fortement en augmentation après l'ajustement. En particulier BeRPA B qui voit sa valeur augmenter de presque 2σ . La Fig.4.16a montre comment le poids calculé à l'aide de la paramétrisation évolue après l'ajustement : fortement augmenté à bas Q^2 et diminué après 1 GeV² ;
- les paramètres CC1 π sont ramenés à la valeur nominale de NEUT. La masse axiale résonnante $M_A^{1\pi}$ descendant, impliquant une normalisation plus faible pour les CC-RES

¹⁸L'ensemble des valeurs ajustées des paramètres de l'analyse précédente ainsi que leur incertitudes peuvent être trouvés dans l'article [96], Tableau IX

qui est cependant contre-balançée légèrement par l'augmentation du paramètre des DIS (la contamination en évènement DIS de cet échantillon étant relativement grande) ;

- de manière générale on peut commenter l'évolution des différentes contributions à chacun des échantillons. On s'intéresse ici en particulier à l'échantillon¹⁹ CC0 π . La Fig.4.17 est semblable à la Fig.4.11b, elle montre la distribution en impulsion des muons sélectionnés dans les données et les MC post-fit, mais le résidu est ici remplacé par le ratio pré-fit/post-fit pour certaines des catégories majeures d'évènements (CCQE, 2p2h et CC-RES). La population de 2p2h augmente en dessous et au dessus du pic en énergie. Les CC1 π sont globalement en baisse comme on l'a vu auparavant mais sans effet de forme, et enfin les évènements CCQE voient leur population augmenter aux alentours du pic en énergie. Ce qu'il semble se passer : les paramètres BeRPA prennent la forme que l'on voit sur la Fig.4.16a afin de répondre au déficit des MC par rapport au données. Les CC1 π semblent diminuer pour ajuster les échantillons CC1 π où l'on observe un excès dans les données. Enfin dans les échantillons CC0 π l'augmentation des paramètres BeRPA semblent répondre au manque d'évènements dans la région du pic (qui sur cette projection doivent correspondre à des évènements de bas Q^2) mais pas aux alentours. Pour pallier ce déficit la normalisation des 2p2h augmente, mais les paramètres de forme sont tirés vers les valeurs PDD, répartissant les évènements autour du pic en énergie. Bien évidemment cette interprétation comporte ses limites du fait de la complexité d'interpréter une distribution ajustée à deux dimensions²⁰.

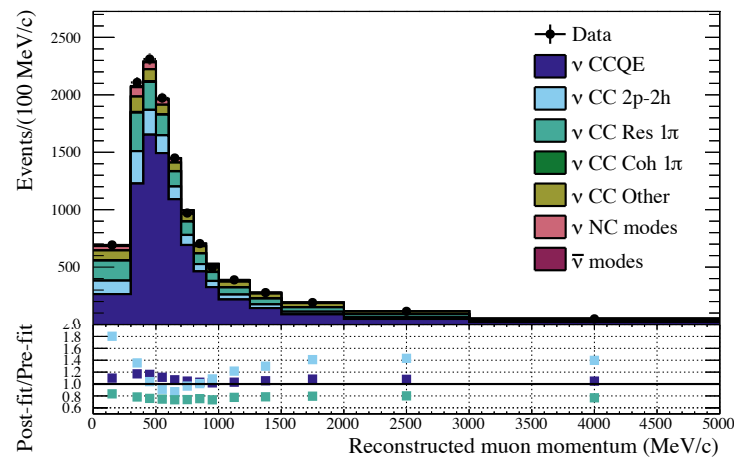


Figure 4.17 – Superposition des données et des Monte-Carlo post-fit séparées par type d'interaction dans l'échantillon FGD2 CC0 π . En bas, ratio Post/Pre -fit des trois principales interactions de cet échantillon : CCQE, 2p2h et CCRES.

¹⁹Les conclusions sont relativement similaires que l'on s'intéresse au FGD1 ou au FGD2.

²⁰On peut ajouter ici que l'interprétation d'un ajustement de plus de 1680 intervalles sur deux dimensions, paramétrisé à l'aide de 687 paramètres est loin d'être une chose aisée, de multiples facteurs entrent bien évidemment en jeu.

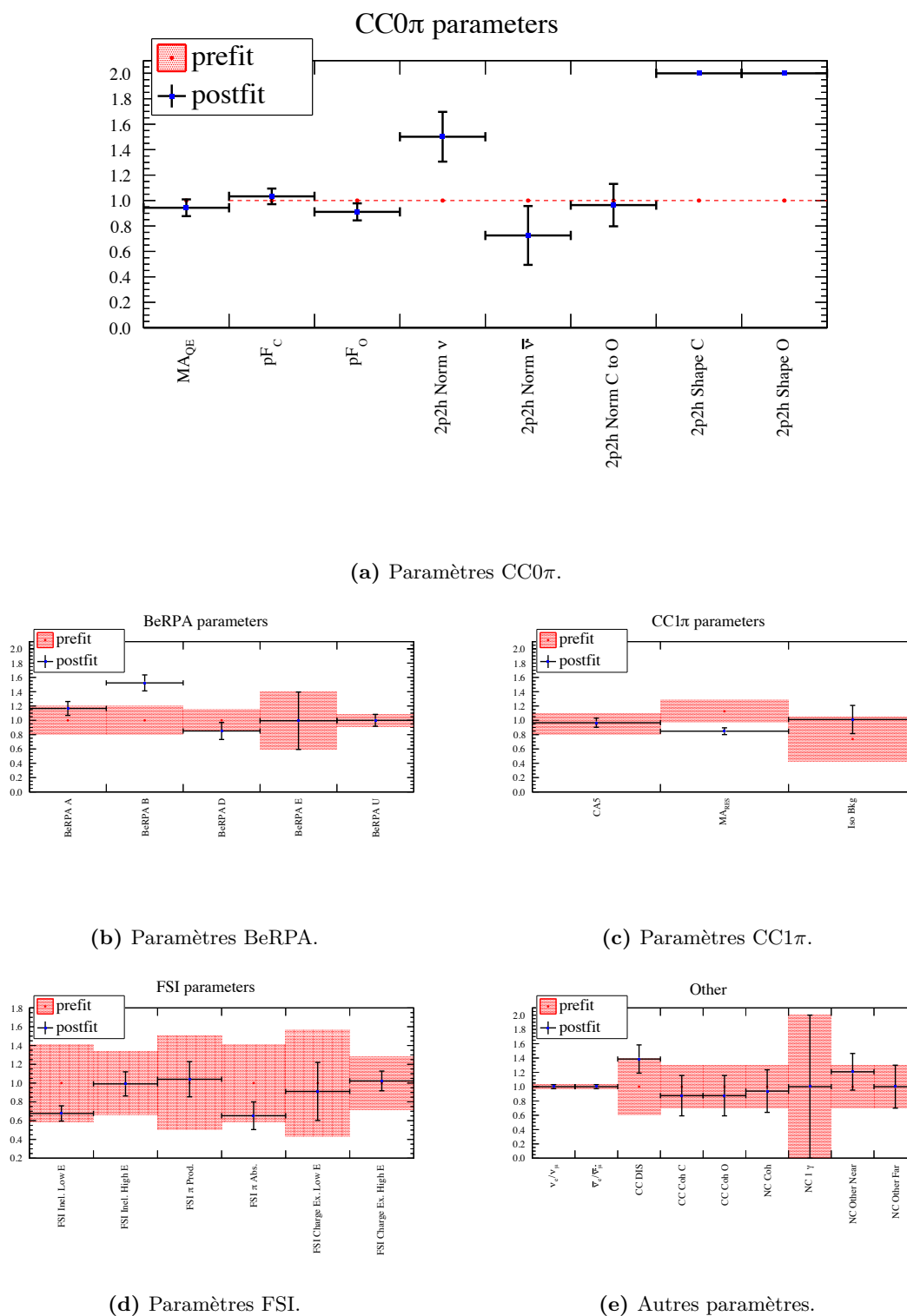


Figure 4.18 – Superposition des valeurs pré-fit et post-fit des différents paramètres de section-efficace et leur incertitude associée. 1 est défini comme le nominal pour l'ensemble des paramètres. Pour les paramètres CC1 π les *prior* utilisés sont différents de la valeur nominale de NEUT (qui est donc ici de 1). Les paramètres CC0 π ne sont pas contraints avant l'ajustement. On peut remarquer que les paramètres de forme des 2p2h n'ont pas d'erreurs après l'ajustement.

Paramètres d'*obsnorm*

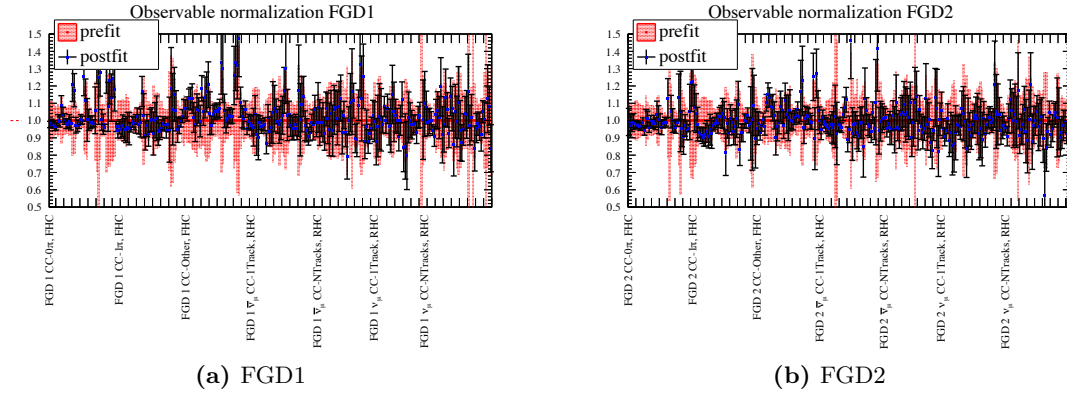


Figure 4.19 – Superposition des valeurs pré-fit et post-fit des différents paramètres d'*obsnorm* et leur incertitude associée. Chaque paramètre est normalisé à la valeur pré-fit du paramètre.

De la même façon que pour les paramètres de flux et de section-efficace, on peut observer sur les Fig.4.19a et Fig.4.19b la comparaison entre les valeurs pré-fit et post-fit des 556 paramètres d'*obsnorm* ordonnés par intervalle dans chacun des échantillons, respectivement dans le FGD1 et dans le FGD2. Bien évidemment l'interprétation de ces paramètres est complexe²¹ mais on peut remarquer que la grande majorité des paramètres ne semblent pas s'éloigner de plus d' 1σ de leur valeur nominale, et voient leur erreurs parfois grandement diminuer.

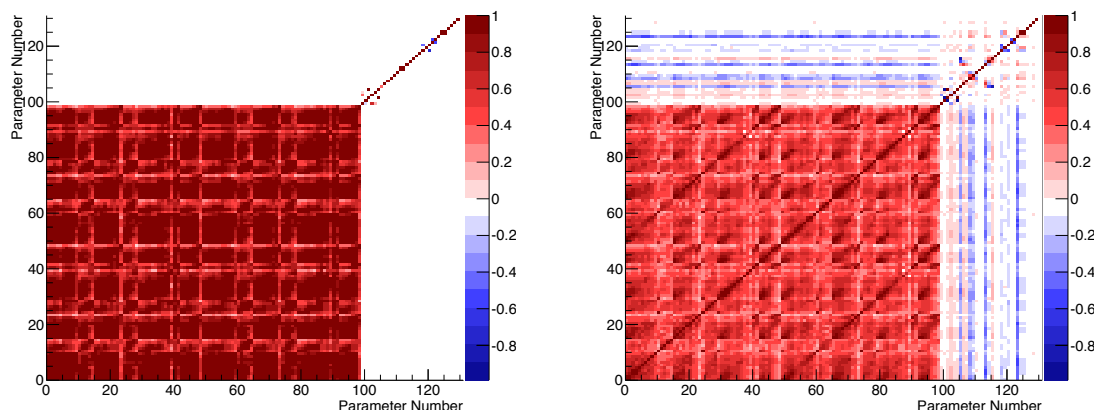
Corrélations introduites dans l'ajustement

Seuls certains paramètres sont propagés à *Super-Kamiokande* lors de l'analyse d'oscillation : les paramètres liés au flux à ND280, aux interactions sur carbone ou d'*obsnorm* ne sont pas propagés. La propagation des systématiques passe par la matrice de covariance calculée par l'algorithme HESSE de MINUIT après que le minimum ait été trouvé²² afin de conserver les corrélations introduites dans l'ajustement entre les différents paramètres. La matrice de covariance contient sur sa diagonale le carrés des variances présentées dans les pages précédentes. On construit à partir de cette covariance la matrice de corrélation comme présentée dans la section 4.2.2.a. Les Fig.4.20a, Fig.4.20b et Fig.4.20c montrent respectivement les matrices de corrélations des paramètres de flux et de section-efficace pré-fit, post-fit et un zoom sur la partie section-efficace de la matrice. On peut faire différentes remarques :

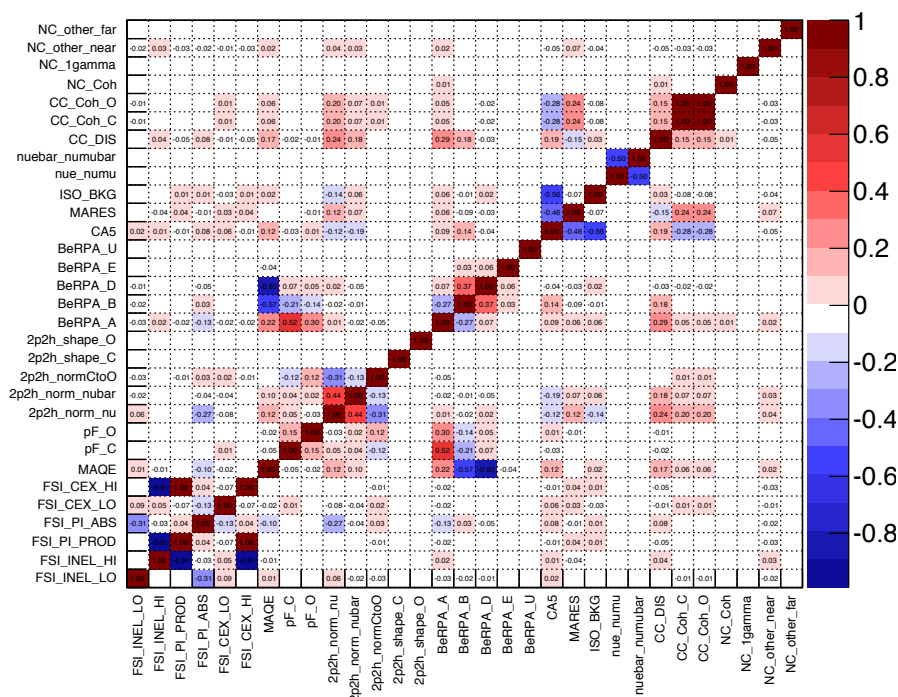
- avant l'ajustement on ne considère aucune corrélation entre le flux et les section-efficaces. De la même façon seuls les paramètres FSI, les paramètres de forme des 2p2h, les paramètres $CC1\pi$, $CC-Coh$, et ν_e avec $\bar{\nu}_e$ sont corrélés chacun entre eux ;

²¹Et nous ne nous y risquons pas.

²²Cet algorithme est basé sur le calcul de la matrice complète des dérivées seconde par la méthode des différences finie, appelée matrice de Hesse, puis inverse cette matrice qui n'est d'autre que la matrice de covariance



(a) Matrice de corrélation des paramètres de flux et de section-efficace avant l'ajustement. (b) Matrice de corrélation des paramètres de flux et de section-efficace après l'ajustement.



(c) Zoom sur la partie concernant les paramètres de section-efficaces de la matrice de corrélation après l'ajustement.

Figure 4.20 – Matrices de corrélations avant et après l'ajustement. Pour les matrices contenant flux et section-efficaces, les paramètres 0 à 24 sont ceux de flux FHC à ND280, 25 à 49 ND280 RHC, 50 à 74 SK FHC, 75 à 99 SK RHC et 100 to 131 les paramètres de section-efficace. Il n'y a pas de corrélations pour les paramètres de forme des 2p2h.

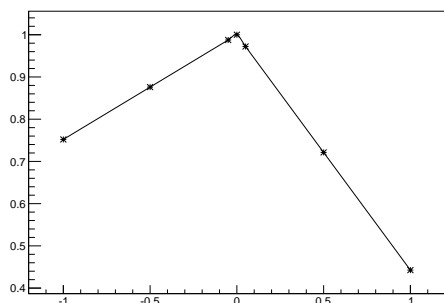
- de manière générale on retrouve les différents éléments déjà observés dans la matrice de corrélation de l'ajustement Asimov (Fig.4.7) ;

- l'ajustement introduit une anti-corrélation entre les paramètres de flux et de section-efficace attendue²³. Plus spécifiquement les paramètres M_A^{QE} , de normalisation des 2p2h, BeRPA, des CC1 π ainsi que CCDIS sont fortement anti-corrélés avec les paramètres de flux (entre 40% et 80% de façon générale). À l'inverse les paramètres dont l'augmentation fait baisser le nombre d'évènements tels que la majorité des paramètres FSI et les impulsions de Fermi sur carbone et oxygène sont eux corrélés avec les paramètres de flux (entre 5% et 40%);
- les paramètres corrélés avant l'ajustement voient leurs corrélations renforcées (impulsion de Fermi, FSI, normalisations des 2p2h, CC1 π). Les paramètres BeRPA deviennent aussi fortement corrélés entre eux de manière attendue;
- on observe une corrélation entre les paramètres BeRPA et M_A^{QE} (entre 20% et 80%), cet ensemble de paramètres régissant un même ensemble d'évènements CCQE. BeRPA D en particulier avec plus de 80% de corrélation. De la même façon les paramètres BeRPA sont fortement corrélés avec les deux impulsions de Fermi (entre 15% et 50%);
- les paramètres CC1 π sont corrélés à CCDIS ainsi qu'à la normalisation des 2p2h $\bar{\nu}$ (tous entre 10% et 20%) et les paramètres CC-Coh ($\sim 25\%$), corrélations probablement reliées à la proximité des topologies de ces évènements (et de la contamination en CC1 π des échantillons CC1-Track des $\bar{\nu}$);
- le paramètre CCDIS est corrélé à M_A^{QE} ainsi qu'aux normalisations des 2p2h (tous $\sim 20\%$) et BeRPA A ($\sim 30\%$), corrélations probablement reliées à la contamination en CCOther dans l'échantillon CC0 π ;
- les deux paramètres de forme des 2p2h étant ajustés à la limite n'ont, là encore, pas de corrélation définie : l'algorithme étant basé sur des calculs de dérivées secondes, non définies aux bords.

4.3.3 Cas particulier de la forme des 2p2h

Les deux paramètres de forme des 2p2h (sur carbone et oxygène) ont cela de particulier qu'ils sont ajustés à la limite des valeurs autorisées dans l'ajustement des données (Fig.4.18a et Tableau 4.6). L'algorithme de MINUIT ne permet donc pas de récupérer une incertitude

²³Augmenter le flux tout en faisant descendre la section-efficace conserve le nombre d'évènements. et *vice-versa*.



(a) Fonction de réponse avant modification.

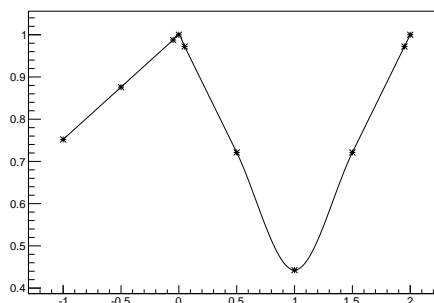
(b) Après modification avec l'ajout de 3 *knots*, symétriques autour de 1.

Figure 4.21 – Exemple de fonction de réponse du paramètre de forme des 2p2h sur carbone pour un évènement en particulier.

ou des corrélations²⁴ sur ces paramètres, ce qui est problématique, la propagation des incertitudes étant le but premier de cette analyse.

Afin de récupérer une erreur et si possible une corrélation les fonctions de réponse de ces paramètres ont été modifiées de manière à rajouter des *knots*²⁵ au delà de la limite à +1, symétriques de ceux avant la limite. On peut voir un exemple de ces fonctions de réponse sur la Fig.4.21 : à gauche la fonction de réponse avant modification, avec, dans le cas des paramètres de forme des 2p2h, 7 *knots* à [-1; -0.5 : -0.05 ; 0 ; 0.05 ; 0.5 ; 1], à droite après l'ajout de trois nouveaux *knots* à [1.5 ; 1.95 : 2] symétriques de ceux à [0.5 ; 0.05 : 0], toute valeur supérieure à 1 de x serait alors strictement équivalente à une valeur ajustée $1 - x$. On peut ainsi modifier la limite supérieure sur ces paramètres et relancer l'ajustement : la limite est maintenant à +2, l'ensemble des paramètres, y compris les deux paramètres de forme des 2p2h, devraient être ajustés à la même valeur, mais cette fois l'ajustement devrait être capable de donner une erreur ainsi que des corrélations pour ces deux paramètres.

La Fig.4.23 montre une comparaison des valeurs ajustées aux données des différents paramètres : on observe effectivement que les deux paramètres récupèrent une erreur de taille raisonnable, ainsi que l'ensemble des valeurs ajustées ne sont pas modifiées lors de cette procédure. La Fig.4.22 montre la matrice de corrélation post-fit obtenue avec cette procédure : l'ensemble des corrélations ne semblent pas modifiées (en comparaison avec la Fig.4.20). Cependant bien que les paramètres de forme 2p2h soient corrélés aux autres paramètres, leurs corrélations sont extrêmement faibles. Ceci peut s'expliquer par l'utilisation de l'algorithme HESSE de MINUIT pour produire cette matrice, basé sur des calculs de dérivées seconde,

²⁴Dans MINUIT lorsqu'un paramètre a une limite donnée une transformation interne (basée sur un arcsin) de ce paramètre est effectué afin de pouvoir se passer de cette limite lors de l'ajustement. Lorsque l'on est proche de cette limite on perd la linéarité et l'on récupère des effets de précision de la machine. On ne peut donc faire confiance à MINUIT lorsque les paramètres sont ajustés proches de leur limite.

²⁵Points fixes des fonctions de réponse où l'on a effectivement évalué le poids à appliquer à l'évènement lorsque le paramètre vaut l'abscisse du *knot*.

presque nulles en +1 pour ces paramètres, s'agissant là d'un maximum ou minimum des poids par construction. Ces corrélations faibles sont cependant propagées à *Super-Kamiokande*, et ne devraient pas poser problème, on s'attend on effet à peu de corrélations pour ces paramètres (voir les corrélations du fit Asimov Fig.4.7).

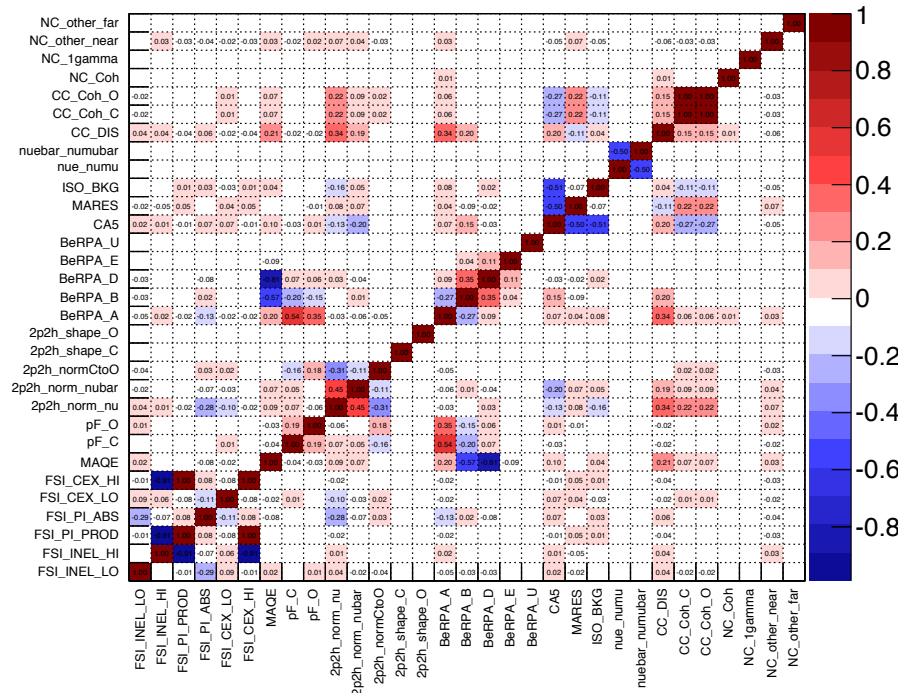
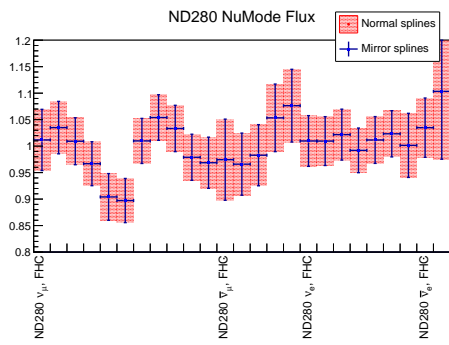
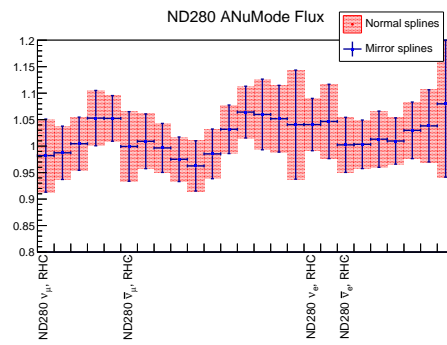


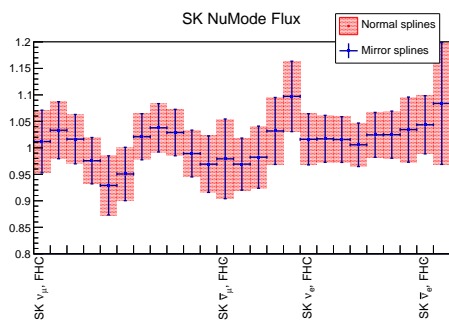
Figure 4.22 – Matrice de corrélation des paramètres de section-efficace post-fit. Les paramètres de forme des 2p2h sont corrélés mais avec des valeurs extrêmement faibles.



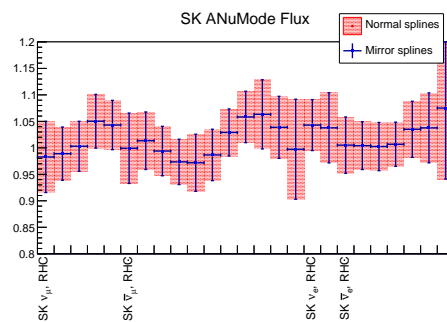
(a) Flux ND280 FHC



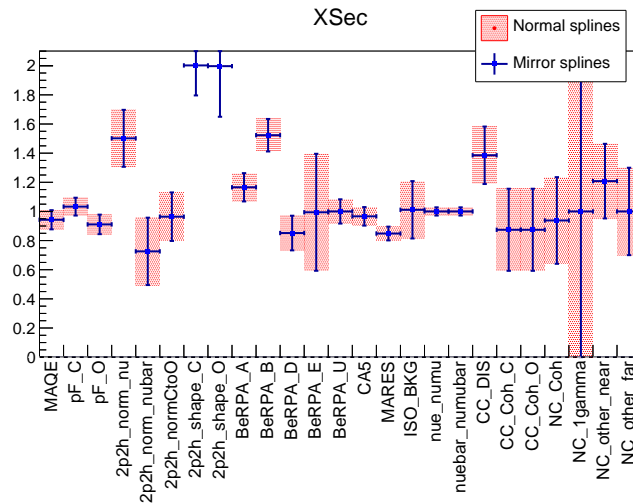
(b) Flux ND280 RHC



(c) Flux SK FHC



(d) Flux SK RHC



(e) section-efficace

Figure 4.23 – Valeurs ajustées aux données des paramètres de flux et de section-efficace avec les fonctions de réponse des paramètres de forme des 2p2h normales et modifiées. On récupère effectivement une erreur pour les deux paramètres de forme des 2p2h, le reste des valeurs étant inchangé.

4.3.4 Calcul de la valeur-p

Le $\Delta\chi^2$ non normalisé obtenu lors de l'ajustement des données est de $\Delta\chi_D^2 = 1895.37$. On peut vérifier la robustesse de l'analyse en utilisant les ajustements de *toy experiments* obtenus dans la section 4.2.2.b. On utilise ici les *toys* produits en faisant varier les paramètres de détecteur directement : cette paramétrisation étant la plus représentative de la liberté effectivement présente dans les modèles utilisés²⁶. En comparant la distribution des $\Delta\chi^2$ obtenus en ajustant les *toys* on peut se rendre compte à quel point les données sont extrêmes dans notre modèle : si des variations du modèle utilisé dans l'ajustement permettent de produire des lots de données plus extrêmes que les données, le modèle a la liberté requise pour pouvoir ajuster les données convenablement.

Afin d'évaluer cette liberté dans le modèle, on peut définir la *valeur-p* de l'ajustement comme la probabilité, sous l'hypothèse nulle \mathbb{H}_0 , soit ici l'hypothèse que les données sont compatibles avec le modèle, d'obtenir la valeur obtenue ou une valeur plus extrême. Elle est donc définie comme :

$$p = \mathbb{P}(\Delta\chi^2 > \Delta\chi_D^2 | \mathbb{H}_0) = \frac{\int_{\Delta\chi^2 > \Delta\chi_D^2} \Delta\chi^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \Delta\chi^2} \quad (4.10)$$

Sur l'ensemble des 373 *toys* ajustés, 177, soit 47.3% ont un $\Delta\chi^2$ plus grand que celui de l'ajustement des données, la *valeur-p* vaut ainsi $p = 0.473$. La Fig.4.24a montre la distribution totale des $\Delta\chi^2$ pour les 373 ajustements ainsi que pour les données en rouge. Rien n'indique ainsi que les modèles utilisés ne permettent pas de décrire convenablement les données.

On peut aussi décomposer la distribution des $\Delta\chi^2$ afin d'évaluer les majeures contributions. Les contributions au $\Delta\chi^2$ (voir Eq.4.6) viennent des échantillons, *via* la somme des différences dans chacun des intervalles entre les données et les MC, et des termes de pénalité gaussiens qui peuvent eux-mêmes être décomposés en contributions du flux, des section-efficaces et des *obsnorms*. Les Fig.4.24b, Fig.4.24c, Fig.4.24d, Fig.4.24e et Fig.4.24f montrent respectivement ces différentes contributions. On remarque que la contribution des échantillons et des *priors* de flux dans l'ajustement des données semble suivre la même comparaison avec les *toys* que le $\Delta\chi^2$ total, menant à des *valeur-p* proches de 50% elles aussi. L'ajustement semble s'éloigner plus largement dans les données des valeurs nominales des paramètres de section-efficace et d'*obsnorm*. En particulier pour les paramètres de section-efficace qui, avec la nouvelle paramétrisation offrant plus de liberté, absorbe plus qu'auparavant les différence entre les MC et les données [182].

L'analyse précédente avait obtenu une *valeur-p* de 8.6% [96], on observe donc une amélioration de la liberté donnée à l'ajustement pour obtenir un accord plus grand entre données et les modèles ajustés.

²⁶Lorsque l'on utilise des jets d'*obsnorms* on obtient une distribution de $\Delta\chi^2$ plus piquée, les variations de ces paramètres gaussiens ne permettant pas de représenter de vraies variations des effets de détecteurs, parfois non gaussiens.

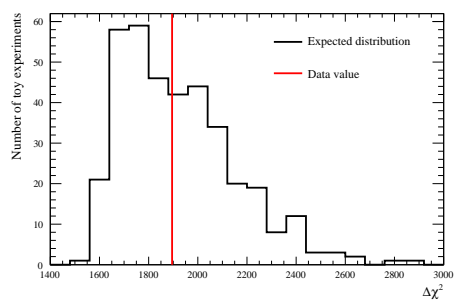
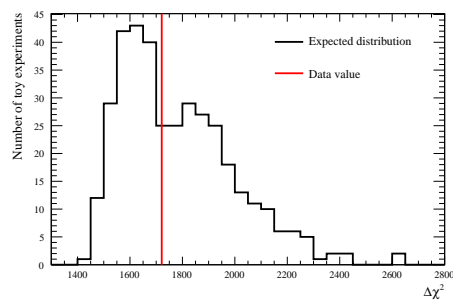
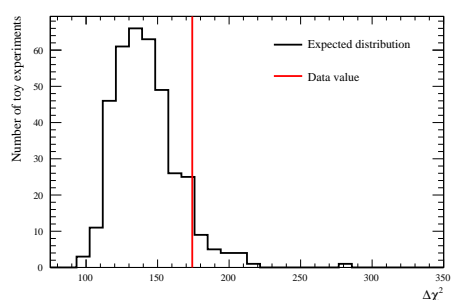
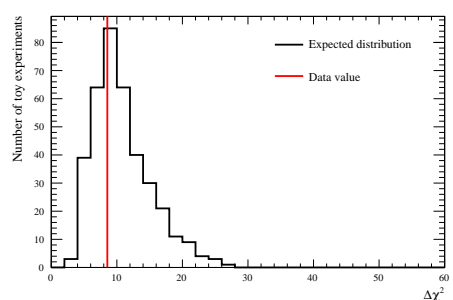
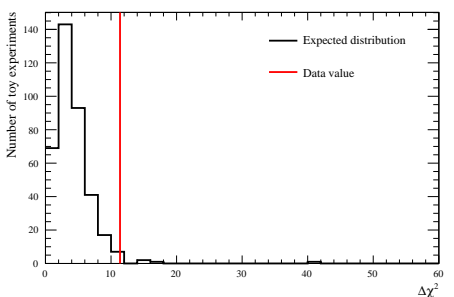
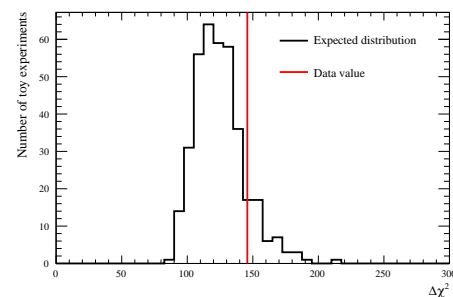

 (a) Distribution totale des $\Delta\chi^2$.

 (b) Distribution des contributions des échantillons au $\Delta\chi^2$.

 (c) Distribution des contributions des termes de *prior* au $\Delta\chi^2$.

 (d) Distribution des contributions des termes de *prior* de paramètres de flux au $\Delta\chi^2$.

 (e) Distribution des contributions des termes de *prior* de paramètres de section-efficace au $\Delta\chi^2$.

 (f) Distribution des contributions des termes de *prior* de paramètres d'*obsnorm* au $\Delta\chi^2$.

Figure 4.24 – Distribution des $\Delta\chi^2$ des ajustements des 363 *toys*, la ligne rouge dénote le $\Delta\chi^2$ de l'ajustement des données.

4.3.5

Validation : comparaison avec MaCh3

Comme cela a déjà été précisé, un certain nombre de vérifications sont faites entre les deux groupes ajustant les données du détecteur proche : le BANFF et MaCh3. Ces deux *fitter* utilisent des méthodes extrêmement différentes, MaCh3 étant basé sur des chaînes de

Markov²⁷, rendant certaines comparaisons difficiles, mais étant bénéfiques pour vérifier la santé de l'analyse. La matrice de covariance du BANFF est propagée à *Super-Kamiokande* et est utilisée comme contrainte pré-fit dans les groupes VALOR et P-Theta (voir chapitre 5), tandis que MaCh3 est capable d'ajuster uniquement les données du détecteur proche mais aussi d'effectuer un ajustement global des données des détecteurs proche et lointain, apportant là encore une vérification prudente mais saine.

Plusieurs vérifications ont été produites tout au long de l'analyse, aussi bien de façon à vérifier que les fichiers d'entrée étaient corrects, que sur l'implémentation des différents paramètres. Une fois les données ajustées dans les deux *fitter* une comparaison est effectuée de façon à confirmer qu'il n'y a pas eu de problème lors de l'ajustement (tel qu'un minimum local). Ces vérifications peuvent d'abord être faites au niveau des nombres d'évènements dans les données, prédits par le BANFF, et la prédiction *a posteriori* de MaCh3, ainsi que les contributions des différents échantillons au $\Delta\chi^2$ du BANFF et l'équivalent chez MaCh3 que serait $-2\ln L_s$ de la prédiction *a posteriori*. Le Tableau 4.7 montre cette comparaison.

Une seconde vérification est possible *via* la comparaison des valeurs ajustées des paramètres. Il s'agit ici d'un exercice périlleux étant donné que l'analyse de MaCh3 n'est pas construite de façon à trouver le minimum et ainsi le meilleur ajustement des paramètres. Il y a plusieurs façon de définir cette valeur : la moyenne des valeurs sur la chaîne de Markov pour ce paramètre, obtenue en marginalisant sur l'ensemble des paramètres afin d'obtenir la densité de probabilité *a posteriori* de ce paramètre, un ajustement de cette distribution par une gaussienne pour trouver la moyenne, ou le point le plus haut de cette densité de probabilité.

Échantillons	Données	MC Nom.	B Post-fit	M pos. pred.	$-2\ln L_s$ Nom.	$-2\ln L_s$ B	$-2\ln L_s$ M
FGD1 CC0 π	17136	16723.80	17122.22	17123.80	276.02	169.972	172.207
FGD1 CC1 π	3954	4381.47	4061.65	4054.18	248.40	164.059	164.042
FGD1 CCOther	4149	3943.95	4095.58	4103.96	276.00	223.486	224.025
FGD1 Anu-CCQE	3527	3587.77	3503.79	3509.37	151.02	117.79	117.803
FGD1 Anu-CCNQE	1054	1066.91	1052.69	1062.70	108.44	74.9824	76.500
FGD1 Nu-CCQE	1363	1272.17	1353.44	1347.50	94.14	66.986	66.514
FGD1 Nu-CCNQE	1370	1357.45	1354.02	1358.99	99.22	61.996	61.747
FGD2 CC0 π	17443	16959.30	17494.56	17500.70	312.54	164.4	166.145
FGD2 CC1 π	3366	3564.23	3416.28	3409.63	222.56	162.615	162.714
FGD2 CCOther	4075	3570.94	3915.36	3914.40	286.76	168.818	171.173
FGD2 Anu-CCQE	3732	3618.29	3685.46	3678.66	169.74	129.094	129.835
FGD2 Anu-CCNQE	1026	1077.24	1097.38	1108.52	87.72	78.951	80.340
FGD2 Nu-CCQE	1320	1262.63	1330.49	1323.30	95.80	62.7911	64.339
FGD2 Nu-CCNQE	1253	1246.71	1263.12	1265.69	119.12	75.1735	75.697
Total	64768	63632.90	64746.02	64761.40	2547.42	1721.12	1733.081

Tableau 4.7 – Comparaison du nombre d'évènements dans les données, les MC pré-fit, post-fit dans le BANFF (noté "B"), la prédiction *a posteriori* de MaCh3 (noté "M") ainsi que contributions au $\Delta\chi^2$ pour chacun des échantillons.

²⁷On ne rentre pas dans cette thèse dans les détails du fonctionnement de MaCh3. On peut cependant résumer ainsi : lors d'un ajustement, MaCh3 obtient une chaîne de Markov avec un certain nombre d'étapes correspondant à un ensemble de valeurs pour les paramètres. La distribution des différentes observables est en soit le résultat, et permet d'en déduire les distributions statistiques sous-jacentes au résultat. Bien évidemment garder accès à la fin de l'ajustement à toutes ces informations est extrêmement puissant mais a pour prix un long temps de calcul afin d'obtenir la résolution nécessaire. Il faut cependant garder à l'esprit qu'il ne s'agit pas de trouver le minimum d'une *likelihood* mais de déduire la densité de probabilité *a posteriori* des variables qui nous intéressent, et qu'en conséquence l'algorithme ne cherche pas de point minimal de l'ajustement.

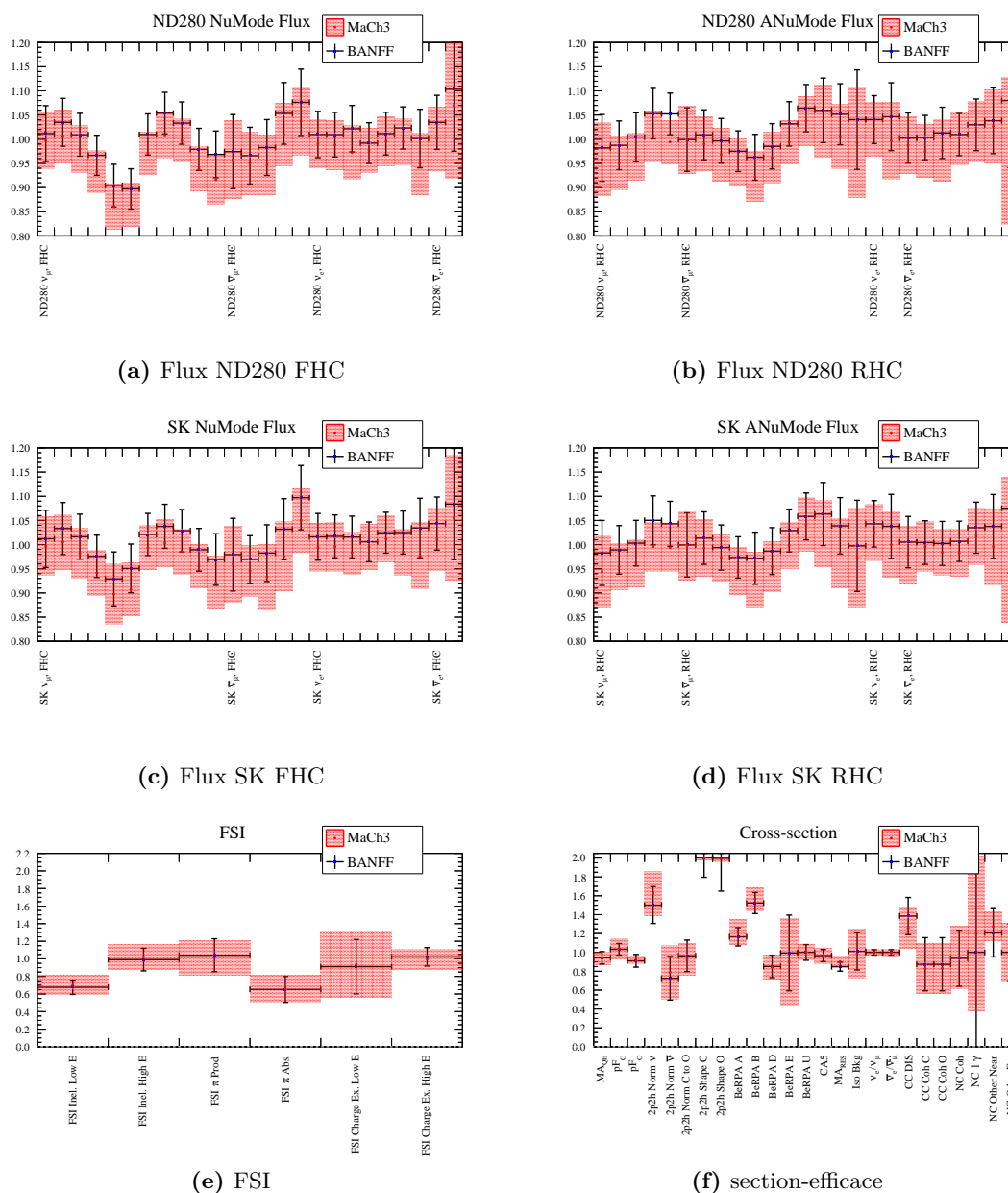


Figure 4.25 – Valeurs ajustées des paramètres par MaCh3 (moyenne de la gaussienne ajustant la prédiction *a posteriori*) et le BANFF. L'accord entre les deux est relativement bon, en particulier pour les paramètres de section-efficace.

La Fig.4.25 montre une comparaison entre les valeurs obtenues en ajustant la densité de probabilité de MaCh3 par une gaussienne et le BANFF. On remarque un relativement bon accord. Certains paramètres comme ceux de flux, de normalisation des 2p2h et l'impulsion de Fermi montrent de légères différences, contenues dans les incertitudes, qui peuvent s'expliquer par la procédure de marginalisation appliquée dans MaCh3 pour produire ces valeurs²⁸. De

²⁸On peut montrer que certaines corrélations entre paramètres peuvent introduire des problèmes lorsque l'on marginalise sur l'un pour extraire l'autre, notamment les paramètres fortement non gaussiens (tels que l'impulsion de Fermi, ajustée près de la limite physique). Des études déjà présentées dans la section 4.2.2.a

la même manière une comparaison des matrices de covariances après ajustement montre des caractéristiques très similaires dans les deux *fitters* [170]. Les similarités ainsi observées dans les valeurs ajustées et leur corrélations permettent d'accorder une certaine confiance au résultat.

4.3.6 Impact sur l'analyse d'oscillation

La principale contribution de cette analyse à l'analyse d'oscillation de T2K est l'ajout de nouveaux modèles de section-efficaces permettant d'améliorer la robustesse de la chaîne d'analyse et du résultat. Ceci est relativement bien démontré par l'amélioration de la *valeur-p* obtenue en comparaison de la précédente : les modèles ont maintenant une plus grande liberté, et permettent une plus grande flexibilité face à d'éventuels problèmes de mauvaise modélisation qui pourrait biaiser l'analyse.

On peut cependant évaluer l'impact de cette analyse sur l'analyse d'oscillation, notamment en comparant les différentes composantes de l'erreur systématique sur le nombre d'évènements attendus à *Super-Kamiokande* entre l'analyse du détecteur proche précédente [96] et cette analyse [170]. Le Tableau 4.8 donne les différentes composantes, flux, section-efficace séparés, ensembles, l'incertitude à SK sur les FSI, SI^{29} et PN^{30} , l'incertitude de détecteur de SK et enfin l'incertitude totale. Pour produire ce tableau 10000 jets de chacune des catégories énoncées ci-dessus sont effectués. Pour chacun des jets les distributions des différents échantillons à *Super-Kamiokande* sont construites (ν_e CC0 π en FHC, $\bar{\nu}_e$ CC0 π en RHC, ν_μ CC0 π en FHC, $\bar{\nu}_\mu$ CC0 π en RHC ainsi que ν_e CC1 π en FHC, qui seront détaillés dans la section 5.1.1). On construit par la suite les distributions du nombre d'évènements dans chacun des échantillons pour l'ensemble des jets que l'on ajuste par une gaussienne. Les nombres du tableau sont les ratios des déviations standards sur les moyennes ajustées, $\delta N/N$.

Les systématiques listées semble relativement proches à première vue pour les deux analyses (à l'exception des ν_e CC1 π pour lesquels un *bug* a été découvert entretemps dans la matrice de détecteur de SK) : cela fait sens et changer la paramétrisation sans ajouter de nouvelles données ne devrait modifier les incertitudes qu'à la marge. De façon générale les incertitudes en FHC sont légèrement plus grandes dans la nouvelle itération pour les échantillons en FHC à la fois pour le flux et les section-efficaces individuellement, mais l'anti-corrélation plus forte observée permet de garder une incertitude relativement constante lorsque l'on considère les deux ensembles. Cependant on observe une légère amélioration des incertitudes dans les échantillons en RHC, probablement due à l'amélioration de l'incertitude de normalisation des 2p2h en $\bar{\nu}$ (réduction de l'ordre de 30%), et à la baisse du nombre d'évènements 2p2h, ayant une incertitude relativement large par ailleurs. Les neutrinos et anti-neutrinos n'ont pas la même distribution en Q^2 et la nouvelle paramétrisation BeRPA pourrait avoir eu un

ont montré en appliquant des limites avant de marginaliser qu'il s'agissait bien ici en majorité d'effets de marginalisation [170].

²⁹Interaction secondaire des pions.

³⁰Réactions photo-nucléaires.

effet sur cette différence entre FHC et RHC. L'amélioration de la systématique totale des échantillons ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ vient en partie de l'amélioration des systématiques de détecteur de SK.

En résumé l'impact sur les systématiques reste à la marge, mais il ne s'agit pas là du principal intérêt de cette analyse : la flexibilité apportée aux modèles grâce à une meilleure dépendance en Q^2 et une meilleure description des 2p2h permet une plus grande robustesse, que l'on observe dans le calcul de la *valeur-p*. De la même façon, le retour à des valeurs attendues des paramètres de flux est un fait rassurant : les effets encore mal compris de section-efficaces sont de nouveau absorbés par la paramétrisation des section-efficaces.

	ν_μ FHC		ν_μ RHC	
	2016	2017	2016	2017
Flux	3.6%	3.9%	3.8%	3.7%
section-efficace	4.0%	4.8%	4.2%	4.0%
Flux + Sec. Eff.	2.9%	3.2%	3.5%	2.8%
FSI+SI+PN	1.5%	1.9%	2.1%	2.0%
SK	3.9%	2.2%	3.4%	1.6%
Total syst.	5.1%	4.2%	5.3%	3.8%

(a)

	ν_e FHC		$\bar{\nu}_e$ RHC	
	2016	2017	2016	2017
Flux	3.7%	4.0%	3.8%	3.7%
section-efficace	5.1%	5.7%	5.5%	5.1%
Flux + Sec. Eff.	4.2%	4.3%	4.7%	4.3%
FSI+SI+PN	2.5%	3.0%	3.0%	2.5%
SK	2.4%	3.0%	2.5%	4.3%
Total syst.	5.5%	5.8%	6.5%	6.5%

(b)

	ν_e CC1 π FHC	
	2016	2017
Flux	3.6%	4.0%
section-efficace	4.9%	4.4%
Flux + Sec. Eff.	5.0%	5.1%
FSI+SI+PN	10.5%	16.9%
SK	9.3%	11.3%
Total syst.	14.8%	20.7%

(c)

Tableau 4.8 – Incertitudes systématiques ($\delta N/N$) sur le nombre d'évènements attendus à *Super-Kamiokande* fractionnées par source d'erreur avec le précédent (2016 [96]) et le nouvel [170] ajustement des données du détecteur proche (ND) pour les différents échantillons d'évènements. Certaines des sous-catégories sont fortement corrélées. L'augmentation spectaculaire de l'incertitude des ν_e CC1 π FHC vient d'un *bug* dans la matrice de détecteur découvert après l'analyse de 2016. L'analyse de 2017 présentée ici ne comprends pas le paramètre E_b issue de l'analyse de l'impact de problème de modélisation des section-efficaces (section 5.4) non contraint par le détecteur proche (mais qui participe à sa définition).

5

AJUSTEMENT DES PARAMÈTRES D'OSCILLATIONS À SUPER-KAMIOKANDE

Sommaire

5.1	Données et modèles à <i>Super-Kamiokande</i>	168
5.1.1	Les sélections d'évènements à <i>Super-Kamiokande</i>	168
5.1.2	Paramètres d'incertitude systématique	171
5.1.2.a	La matrice du BANFF	173
5.1.2.b	Systématiques de détecteurs	173
5.1.2.c	Effet des systématiques	174
5.2	P-Theta : méthodologie de l'analyse	175
5.2.1	Paramètres d'oscillation	177
5.2.2	Méthode d'ajustement	178
5.3	Validation	180
5.3.1	Nombre d'évènements attendus	180
5.3.2	Études de sensibilité	181
5.3.2.a	Intervalles de confiance	181
5.3.2.b	Tests d'hypothèses sur l'octant de θ_{23} et la hiérarchie de masse	185
5.4	Robustesse de l'analyse	186
5.4.1	Modèles alternatifs	187
5.4.2	Études de simulations alternatives	188
5.4.3	Étude des biais	190
5.4.4	Inclusion d'incertitudes additionnelles	192
5.5	Résultats	195
5.5.1	Point d'ajustement optimal	195
5.5.2	Intervalles de confiance des paramètres d'oscillation	196
5.5.2.a	Résultats de l'analyse	196
5.5.2.b	Impact de l'incertitude sur la modélisation des section-efficaces	199
5.5.3	Intervalles de confiance bayésiens	200
5.5.4	Tests d'hypothèses de hiérarchie et d'octant	202
5.5.5	Signification statistique du résultat : Feldman-Cousins	202
5.5.6	Résultats finaux et interprétations	205

L'analyse d'oscillation de T2K a pour but l'extraction des paramètres d'oscillations θ_{23} , Δm_{32}^2 , θ_{13} et δ_{CP} , et l'établissement de leurs intervalles de confiance, à l'aide des évènements observés dans le détecteur *Super-Kamiokande*, détecteur lointain de T2K (section 2.5). L'intérêt pour δ_{CP} est tout particulier, T2K ayant été la première expérience à obtenir des indications d'une violation de la symétrie CP dans le secteur leptonique [172]. La construction de ces intervalles est basée sur une mesure de probabilité d'oscillation, reliée au taux d'évènements détectés. Comme présenté précédemment, une mesure précise de cette probabilité nécessite une bonne connaissance du taux d'interactions ainsi que du flux de neutrinos, c'est pourquoi les modèles de section-efficaces et de flux sont contraints à l'aide des données du détecteur proche avant l'ajustement des données du détecteur lointain (voir chapitre 4).

Plusieurs canaux sont étudiés conjointement : la disparition de ν_μ et l'apparition de ν_e dans le faisceau de ν_μ , ainsi que la disparition de $\bar{\nu}_\mu$ et l'apparition de $\bar{\nu}_e$ dans le faisceau de $\bar{\nu}_\mu$. Cinq différents échantillons de neutrinos ayant interagi par interaction courant-chargé à *Super-Kamiokande*, et dont le lepton associé est reconstruit grâce à son anneau Cherenkov (section 2.5), sont utilisés afin d'étudier ces canaux d'oscillation des neutrinos : deux échantillons de ν_μ CCQE n'ayant pas oscillé, en FHC et RHC, et trois échantillons de ν_e provenant en majorité de l'oscillation de ν_μ en ν_e , CCQE FHC et RHC et CC1 π^+ FHC. Ces échantillons sont divisés en plusieurs intervalles selon certaines variables d'intérêt : E_{rec} , l'énergie reconstruite du neutrino incident, θ_l , angle du lepton produit avec l'axe du faisceau, et p_l , impulsion du lepton. Trois groupes d'analyse ajustent ces données en utilisant différentes variables (voir section 3.1) : *VaLOR* et *MaCh3* utilisent des intervalles à deux dimensions E_{rec}/θ_l pour les échantillons ν_e , tandis que P-Theta utilise p_l/θ_l . Les trois analyses utilisent des intervalles à une dimension E_{rec} pour les échantillons de ν_μ .

Ce chapitre décrit l'analyse présentée à la conférence Neutrino2018 [183] [61], pour laquelle j'ai été responsable de l'analyse du groupe P-Theta, utilisant l'ensemble des données des *run 1* à 9 jusqu'à décembre 2017 (voir Tableau 2.1), correspondant à une statistique de 1.4938×10^{21} POT en FHC et 1.12355×10^{21} POT en RHC à *Super-Kamiokande*.

5.1 Données et modèles à *Super-Kamiokande*

5.1.1 Les sélections d'évènements à *Super-Kamiokande*

La détection dans le détecteur *Super-Kamiokande* est basée sur la reconstruction de l'anneau Cherenkov¹ du lepton produit par interaction courant-chargé dans la cuve d'eau (voir section 2.5). Cet anneau Cherenkov permet d'identifier la particule, et en particulier de séparer les muons des électrons, et de reconstruire la cinématique du lepton grâce à la forme de

¹Lorsque celui-ci a une impulsion au delà du seuil Cherenkov : dans l'eau 160 MeV pour les muons, 775 keV pour les électrons et 1.4 GeV pour les protons.

l'anneau et à la charge collectée par les photo-multiplicateurs. La forme de l'anneau est déterminante pour séparer muons et électrons², de plus son diamètre et sa direction donnent l'impulsion et la direction du lepton. La cinématique des différentes particules produites donne une sensibilité à l'énergie du neutrino, variable d'intérêt dans le cadre des oscillations (voir équation 3.4).

Les échantillons utilisés dans l'analyse d'oscillation cherchent à isoler deux types d'interactions : les interactions quasi-élastiques, CCQE, et celles avec production résonnante de pion, CC1 π^+ . Seule la sélection d'évènements CCQE est utilisée pour les ν_μ , tandis qu'un échantillon de ν_e CC1 π^+ ³ permet de pallier la faible statistique dans l'échantillon ν_e CCQE. Les deux échantillons CCQE ν_μ et ν_e ont leurs contreparties $\bar{\nu}_\mu$ et $\bar{\nu}_e$ en RHC, équivalentes en tout point. Pour rappel *Super-Kamiokande* n'est pas capable de reconstruire la charge du lepton et donc le signe du neutrino.

Dans le cas d'interactions CCQE (section 3.3.2), seules deux particules sont produites lors de l'interaction : le lepton associé et un nucléon, bien souvent en dessous du seuil Cherenkov.

$$\nu + n \rightarrow \mu^- + p \quad (5.1)$$

La signature d'un tel évènement est donc un anneau unique dans le détecteur, que l'on peut par la suite identifier comme un électron ou un muon. Si l'on considère le neutron interagissant comme étant au repos et que l'on néglige la masse du neutrino, on peut reconstruire l'énergie du neutrino incident uniquement en mesurant la cinématique du lepton chargé :

$$E_{rec}^{CCQE} = \frac{m_p^2 - (m_n - E_b)^2 - m_l^2 + 2(m_n - E_b)E_l}{2(m_n - E_b - E_l + p_l \cos \theta_l)} \quad (5.2)$$

où m_p est la masse du proton, m_n est la masse du neutron, $E_b = 27$ MeV est l'énergie de liaison du nucléon à l'intérieur du noyau d'¹⁶O, et p_l , m_l , E_l et θ_l sont respectivement l'impulsion, la masse, l'énergie et l'angle du lepton produit.

Dans le cas de l'échantillon de ν_e CC1 π^+ (section 3.3.3.b), trois particules sont produites, un nucléon, lepton et un pion, seuls les évènements pour lesquels une particule est détectable *via* son anneau Cherenkov sont considérés : le pion doit ainsi être en dessous du seuil Cherenkov, permettant la sélection des interactions de neutrinos de relativement faible énergie, proche du pic d'oscillation.

$$\nu + p \rightarrow \mu^- + \Delta^{++} \rightarrow \mu^- + p + \pi^+ \quad (5.3)$$

Cet échantillon permet d'augmenter la puissance statistique de l'ajustement, la détection de ν_e dans le faisceau de ν_μ restant limitée en grande partie par le faible nombre d'évènements accessibles. L'énergie du neutrino peut alors être reconstruite, de la même façon que dans le cas des CCQE, simplement en considérant la cinématique du lepton :

$$E_{rec}^{CC1\pi} = \frac{2m_p E_l + m_\Delta^2 - m_p^2 - m_l^2}{2(m_p - E_l + p_l \cos \theta_l)} \quad (5.4)$$

²L'électrons ré-interagissant plus dans la cuve, son anneau sera plus "confus".

³pouvant cependant contenir des $\bar{\nu}_e$ CC1 π^- .

où m_Δ est la masse de la résonance Δ^{++} [184]. Ces deux équations 5.2 et 5.4 démontrent que la cinématique seule du lepton, p_l et θ_l , permet de complètement caractériser l'énergie du neutrino dans ces deux cas.

Ces sélections reposent sur des évènements contenus intégralement dans un volume fiduciel au centre du détecteur. Différentes informations dans le détecteur sont utilisées afin de s'assurer :

- que le lepton détecté provient bien d'une interaction dans le détecteur. Pour cela la partie externe du détecteur (*Outer Detector* ou OD) sert de véto tandis que seule la partie interne (*Inner Detector* ou ID) est utilisée dans la sélection ;
- que la trace du lepton est intégralement contenue dans le volume fiduciel ;
- que le neutrino qui a interagi provient bien du faisceau de neutrino de J-PARC. La coïncidence en temps de l'évènement avec celle d'un *bunch* permet de s'en assurer ;
- qu'il s'agit bien d'un évènement CCQE ou CC1 π . Les évènements CC1 π que l'on cherche à sélectionner ont la même signature qu'un évènement CCQE : un seul anneau Cherenkov.

Historiquement la reconstruction à partir des *hits* dans les PMT, basée sur de la reconnaissance de forme afin de reconstruire les anneaux, est faite en amont de la sélection. Depuis 2017, une nouvelle méthode de reconstruction, nommée *fitQun* [185] et développée au sein de la collaboration *Super-Kamiokande*, est utilisée dans les sélections d'évènements pour T2K. Cette méthode repose sur une maximisation de *likelihood* utilisant la charge mesurée et le temps de déclenchement de chacun des PMT. La *likelihood* utilisée est basée sur un ensemble de paramètres de traces de particules : identification de la particule, impulsion, ou vertex par exemple. Cette procédure permet de déterminer le nombre de traces, leurs impulsions et l'ensemble de ces paramètres, dans l'hypothèse la plus vraisemblable. De cette façon l'algorithme permet de déterminer quelles sont les particules détectées, si elles proviennent d'un pion neutre, ou encore le nombre d'anneaux. Cette méthode de reconstruction améliore grandement l'identification des particules, à la fois électrons/muons et muons/pions, permet de réduire les bruits de fond $\sim 30\%$, notamment en courant-neutres et π^0 qui ont une large incertitude associée, et de mieux reconstruire les évènements avec plusieurs anneaux [186]. L'amélioration de l'efficacité de reconstruction permet d'obtenir des échantillons plus conséquents tout en gardant une pureté équivalente.

L'algorithme *fitQun* permet donc de reconstruire le nombre d'anneaux et les caractéristiques des particules associées, notamment l'impulsion et l'angle. Il s'agit donc d'utiliser le pouvoir discriminant de l'algorithme pour séparer les muons des électrons. De plus, la reconstruction ou non d'un électron provenant de la désintégration du muon⁴ permet de séparer les échan-

⁴Lui-même provenant de la désintégration du pion.

tillons⁵ CCQE et CC1 π .

À l'aide de cet algorithme on peut ainsi construire 5 échantillons : 1R μ FHC, ou ν_μ CCQE, 1R μ RHC, ou $\bar{\nu}_\mu$ CCQE, tous deux construits sur 73 intervalles en E_{rec} , l'énergie reconstruite du neutrino incident, et 1Re FHC, ou ν_e CCQE, 1Re RHC, ou $\bar{\nu}_e$ CCQE ainsi que 1Re CC1 π^+ FHC, ou ν_e CC1 π , construits sur 15 \times 15 intervalles en p_l/θ_l , les impulsion et angle du muon par rapport à l'axe du faisceau. La Fig.5.1 montre les distributions de données et de Monte-Carlo (dans le cas du set d'Asimov A, voir section suivante) de chacun des 5 échantillons distribués dans les mêmes intervalles que pour l'ajustement⁶.

Ces échantillons sont peuplés de différents types de neutrinos, dans les simulations on considère :

- les ν_μ du faisceau $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$;
- les $\bar{\nu}_\mu$ du faisceau $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$;
- les ν_e du faisceau $\nu_e \rightarrow \nu_e$;
- les $\bar{\nu}_e$ du faisceau $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$;
- les ν_e provenant d'oscillation de ν_μ du faisceau $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$;
- et enfin les $\bar{\nu}_e$ provenant d'oscillation de $\bar{\nu}_\mu$ du faisceau $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$;

On ne considère ni les ν_τ et $\bar{\nu}_\tau$ oscillés, l'énergie accessible aux neutrino dans T2K ne permettant pas de produire un τ , ni les oscillations de ν_e et $\bar{\nu}_e$ du faisceau en ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$, celles-ci étant négligeables au L/E de T2K.

5.1.2 Paramètres d'incertitude systématique

De même que pour l'analyse au détecteur proche, un certain nombre d'incertitudes sur les modèles de flux, section-efficaces et d'efficacité de détecteur sont paramétrisées. Chacun de ces paramètres permet de faire varier le taux d'une catégorie d'évènements dans les Monte-Carlo en fonction de l'énergie du neutrino, du type de neutrino ou de l'interaction. Les incertitudes

⁵Dans le cas des ν_μ , le muon produit par l'interaction du neutrino peut lui aussi se désintégrer, et c'est donc 1 ou moins électron de désintégration qui est présent dans une interaction CCQE.

⁶Il est intéressant de noter que la distribution dans l'échantillon 1Re RHC semble favoriser une hypothèse bruit de fond seul. Une analyse d'apparition de $\bar{\nu}_e$ a été effectuée en parallèle et présentée elle aussi à Neutrino2018, concluant à une forte fluctuation statistique dans le sens d'une absence d'oscillation des $\bar{\nu}_\mu$ en $\bar{\nu}_e$ mais sans signification statistique suffisante.

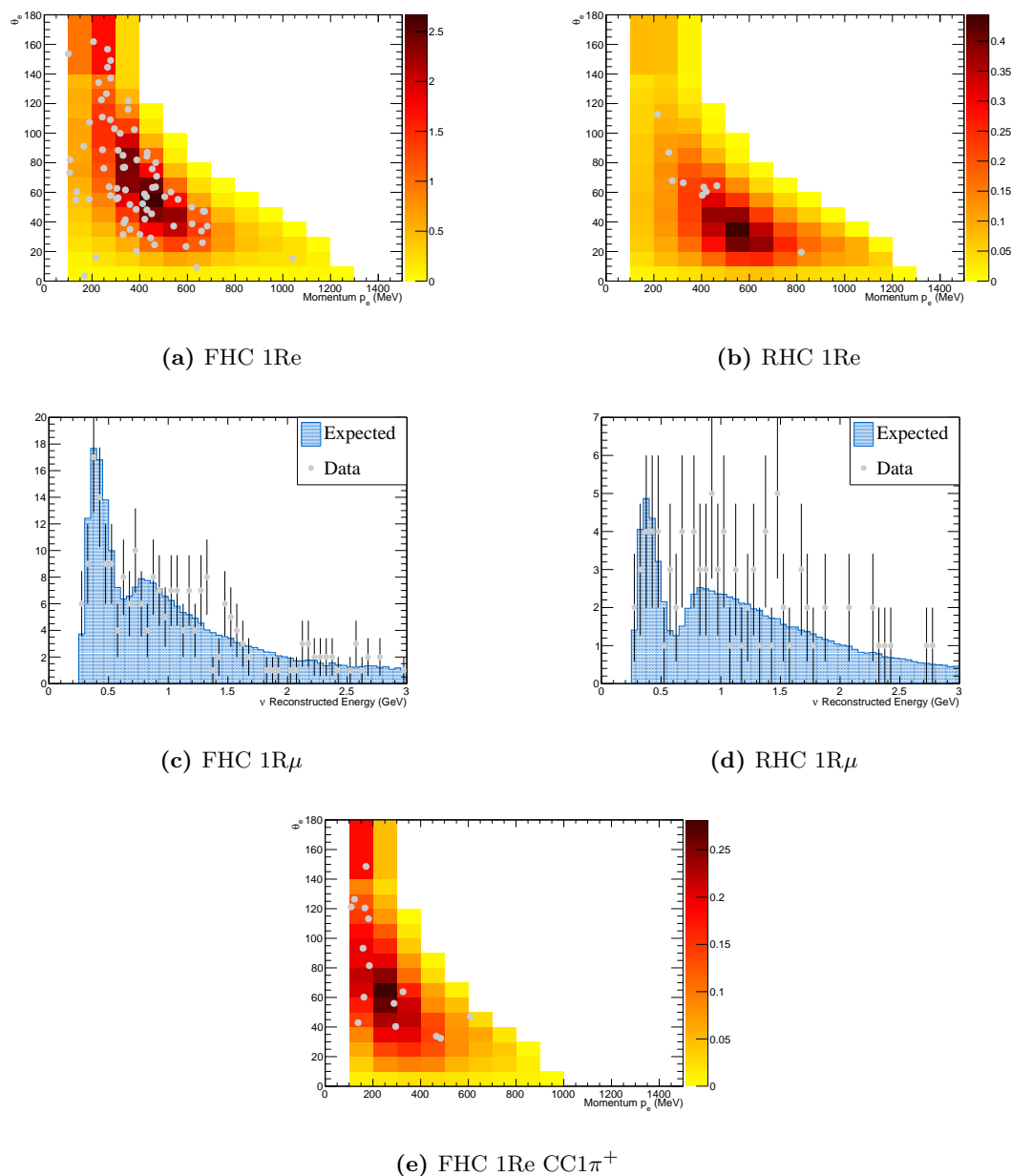


Figure 5.1 – Distributions d'évènements des *run* 1-9c dans les 5 échantillons considérés dans les Monte-Carlo (Set A) et les données.

sur les modèles de flux et de section-efficaces sont contraints par l'ajustement aux données du détecteur proche puis propagées à *Super-Kamiokande*. Au total 119 paramètres décrivent les différentes incertitudes systématiques, et sont considérés comme une contribution gaussienne à la *likelihood*.

Ces paramètres ne sont pas ajustés au sens propre, l'objectif étant l'extraction des paramètres d'oscillation et non celle de ces paramètres systématiques. Afin de n'ajuster que les paramètres d'oscillation, on utilise une méthode d'intégration Monte-Carlo basée sur des jets aléatoires tirés à partir de la matrice de covariance pré-ajustement, matrice bloc-diagonale issue des matrices post-ajustement du BANFF et d'efficacité de détecteur, afin de marginali-

ser sur les paramètres dit de nuisance, que l'on ne cherche pas à ajuster. La procédure est détaillée dans la section 5.2.2.

a La matrice du BANFF

Seuls les paramètres d'intérêt sont propagés du détecteur proche au détecteur lointain : flux à *Super-Kamiokande*, au nombre de 50 (section 3.2) et section-efficace (à l'exception de ceux décrivant les interactions sur du carbone) au nombre de 22 (section 3.3). L'ensemble des paramètres, avec ceux sur carbone non utilisés dans ce cas, sont décrits dans le tableau 3.2. La matrice utilisée lors de cette analyse est une simple mise à jour de celle présentée dans le chapitre 4, incluant les incertitudes sur le flux du *run* 9.

b Systématiques de détecteurs

Super-Kamiokande est actif depuis 1996, son fonctionnement est donc très bien connu et les larges échantillons de muons cosmiques ou de neutrinos atmosphériques permettent de réduire l'incertitude associée à son efficacité. Les incertitudes sur le modèle de détecteur de *Super-Kamiokande* sont propagées *via* les variables utilisées pour sélectionner les événements. Elles sont estimées à travers l'utilisation d'échantillons de contrôle : ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) et ν_e ($\bar{\nu}_e$) atmosphériques, muons cosmiques s'arrêtant dans le détecteur, ou un échantillon d'événements π^0 hybride⁷. L'échantillon hybride de π^0 est utilisé pour évaluer les incertitudes sur la production de π^0 par courant-charge ou neutre, tandis que les autres échantillons de contrôle permettent d'évaluer les incertitudes sur les événements courant-charge. Aucun échantillon de courant-neutre avec production de π^\pm n'est accessible, ainsi une incertitude de 100% sur l'ensemble des variables des événements courant-neutre sans production de π^0 est utilisée⁸. Plusieurs incertitudes dans chacun des différents échantillons sont ainsi évaluées : le nombre d'événements *flasher* dans lesquels la dynode du PMT se décharge alors qu'il n'y a pas eu d'événements, la localisation du vertex, la mauvaise identification des particules, le comptage d'anneaux, et la détection de π^0 . Les incertitudes sont propagées à l'aide de chaînes de Markov pour obtenir, de la même façon que pour le détecteur proche (section 4.1.2), une matrice de covariance de détecteur pour un ensemble de paramètres représentant la variation dans un intervalle en énergie vraie pour chacune des composantes de chacun des différents échantillons. Il existe 12 paramètres pour les 1Re FHC, 3 pour les ν_e ayant oscillés, 3 pour les ν_e du faisceau, 3 pour les ν_μ du faisceau, et 3 pour les courant-neutres. De la même façon il y a 12 paramètres pour les 1Re RHC, et les ν_e CC1 π . Les 1R μ FHC et RHC ont chacun 6 paramètres avec seulement 2 paramètres pour chacune des catégories d'événements. À cela s'ajoute un dernier paramètre, décrivant l'incertitude sur l'échelle d'énergie, décalage global entre l'énergie reconstruite et véritable, estimée à 2.4%. Au total il y a donc 49 paramètres

⁷L'échantillon hybride de π^0 est construit avec des anneaux d' e^\pm provenant de muons cosmiques s'arrêtant dans le détecteur. L'anneau est reconstruit par construction comme un γ , et un second anneau γ est simulé avec la cinématique correspondant à un événement de désintégration de π^0 .

⁸À l'exception des événements NC-1 γ qui ont la même incertitude que les événements ν_e ($\bar{\nu}_e$) en y ajoutant 1%.

dans le modèle de détecteur. La Fig.5.2 présente la matrice de corrélation de détecteur de *Super-Kamiokande*.

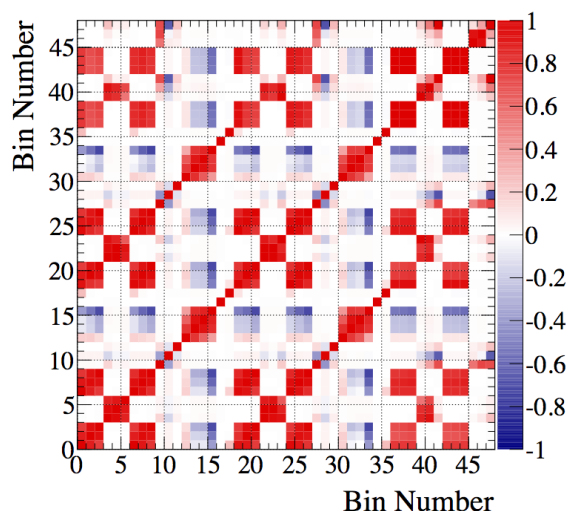


Figure 5.2 – Matrice de corrélation des paramètres de détecteur de *Super-Kamiokande* pour des intervalles en impulsion.

À ces incertitudes s'ajoutent les incertitudes sur les interactions dans l'état final ou FSI, la réinteraction des pions, et les effets photo-nucléaires, qui ne sont certes pas des incertitudes reliées au détecteur mais qui sont prises en compte *via* cette matrice. Les FSI ont un effet dégénéré avec les effets de détecteurs, expliquant ce choix, mais il est prévu dans les prochaines itérations de propager les paramètres de FSI ajustés au détecteur proche. En pratique le même modèle que celui décrit dans la section 3.3.5 est utilisé pour évaluer l'erreur dans chacun des intervalles de la matrice. L'incertitude reliée à la réinteraction des pions est, de la même façon qu'à ND280, implémentée dans la matrice de détecteur, et est évaluée grâce au même modèle de cascade que celui des FSI. Enfin les effets photo-nucléaires, reliés aux photons absorbés par les noyaux environnants, se voient affecter une incertitude de 100% due au manque d'échantillons de données décrivant de tels effets. Ces trois matrices, non corrélées, sont additionnées terme à terme à la matrice de covariance de détecteur pour former la matrice finale.

c Effet des systématiques

Des jets de paramètres sont effectués afin de marginaliser sur l'ensemble des paramètres systématiques. À l'aide de jets corrélés (voir section 5.2.2), produits à partir de la matrice post-ajustement du BANFF, et de la matrice de détecteur de *Super-Kamiokande*, on peut évaluer l'impact des différents types de systématiques sur le nombre d'évènements dans chacun des échantillons. Dans ce but seuls certains paramètres d'une certaine catégorie sont jetés et le spectre des différents échantillons est construit à partir des valeurs jetées. On réitère un certain nombre de fois (dans le cas présent on effectue 10^4 jets) puis l'on ajuste à l'aide d'une gaussienne la distribution du nombre d'évènements obtenus. De cette façon on

peut évaluer l'incertitude relative sur le nombre d'évènements dans chacun des échantillons à *Super-Kamiokande*. Le Tableau 5.1 montre ces incertitudes pour chacune des différentes catégories, flux, section-efficaces et détecteur, après l'ajustement du BANFF. Différence est faite entre les paramètres de section-efficaces contraints par le BANFF et ceux qui ne le sont pas, principalement décrivant les interactions courant-neutre et de ν_e . Le paramètre additionnel, ajouté lors de l'étude de l'impact de la modélisation des section-efficaces, est considéré comme non contraint par ND280, et sera détaillé dans la section 5.4.

Source d'erreur	1-R μ		1-R e		
	FHC	RHC	FHC	RHC	FHC CC1 π
Flux	3.9%	3.8%	4.1%	3.9%	4.1%
section-efficace (constr. à ND280)	4.7%	4.0%	4.7%	4.1%	4.1%
section-efficace (toutes)	5.6%	4.3%	8.6%	6.3%	5.7%
Flux + section-efficace (constr. à ND280)	2.9%	2.7%	3.0%	2.9%	3.8%
Flux + section-efficace (tous)	4.2%	3.1%	7.8%	5.5%	5.4%
Nouveau paramètre de données simulées E_b	3.3%	1.3%	7.3%	4.2%	2.9%
SK+FSI+SI+PN	3.3%	2.9%	4.1%	4.4%	16.8%
Total	5.3%	4.2%	8.7%	7.1%	17.7%

Tableau 5.1 – Incertitude sur le nombre d'évènements dans chaque échantillon à *Super-Kamiokande* divisé par source d'erreur, après l'ajustement du BANFF.

L'incertitude totale sur l'échantillon de ν_e CC1 π est nettement plus large que dans les autres échantillons, les erreurs associées à la détection de l'électron provenant de la désintégration du pion étant conséquente. Dans l'ensemble l'anti-corrélation entre les paramètres de flux et de section-efficace observée après l'ajustement des données de ND280 permet à l'incertitude combinée d'être plus faible que le laissent présager les deux contributions séparées. Les incertitudes totales sont fortement réduites grâce au BANFF, malgré le paramètre additionnel relié à la mauvaise modélisation des section-efficaces, passant de 12%–16% à 4%–9%.

5.2 P-Theta : méthodologie de l'analyse

L'analyse d'oscillation a pour but la contrainte des 4 paramètres d'oscillations décrivant la disparition de ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) et l'apparition de ν_e ($\bar{\nu}_e$) dans les 5 échantillons de *Super-Kamiokande* : θ_{23} , Δm_{32}^2 , θ_{13} et en tout particulier δ_{CP} . La hiérarchie de masse, signe de Δm_{32}^2 positif pour la hiérarchie normale et négatif pour l'inverse, peut elle-aussi être contrainte par les données de T2K. La particularité de l'analyse P-Theta est qu'elle est basée⁹ sur l'ajustement de l'impulsion du lepton et de l'angle par rapport à l'axe du faisceau, p_l/θ_l pour les ν_e et $\bar{\nu}_e$ CCQE et ν_e CC1 π . L'utilisation de ces variables, plutôt que E_{rec}/θ_l pour les échantillons de ν_e comme le font VaLOR et MaCh3, permet une meilleure séparation du signal et des

⁹Comme son nom l'indique subtilement.

bruits de fond (courant-neutres, composante ν_e du faisceau, neutrino de signe opposé¹⁰). C'est le cas en particulier des neutrinos de signes opposés : la section-efficace d'interaction de neutrino par interaction quasi-élastique (équation 3.16) possède un terme en Q^2 changeant de signe selon qu'il s'agisse de neutrino ou d'anti-neutrino. Ainsi si Q^2 augmente, la section-efficace d'interaction des neutrinos augmente, et celle des anti-neutrinos diminue. Il y a donc plus d'événements à haut Q^2 , c'est-à-dire basse impulsion et haut-angle pour le lepton produit, pour les neutrinos et des événements plus à l'avant et à haute impulsion pour les anti-neutrinos. On peut effectivement l'observer sur la Fig.5.3 : le signal, les ν_e produits de l'oscillation de ν_μ du faisceau, ont une distribution plus concentrée autour de l'énergie du pic, avec des angles plus grands que ceux des $\bar{\nu}_e$. Les autres bruits de fond ont aussi une distribution relativement différente : une plus grande plage d'angle est accessible aux ν_e oscillés qu'aux ν_e du faisceau¹¹, et les neutrinos interagissant par courant-neutre, principal bruit de fond de l'analyse, sont concentrés à basse impulsion pour de petits angles.

L'analyse repose donc sur l'ajustement de 5 échantillons, deux basés sur des intervalles en E_{rec} et 3 en p_l/θ_l . Afin d'obtenir les contraintes sur les paramètres d'oscillation, on cherche à maximiser une *likelihood*, détaillée par la suite, prenant en compte les différents échantillons, tout en marginalisant sur les paramètres de nuisance : les paramètres de systématique ainsi que les paramètres d'oscillation que l'on n'ajuste pas à ce moment. À partir de cette *likelihood* il est possible de produire des intervalles de confiance à 1 ou 2 dimensions dans l'espace des paramètres d'oscillation.

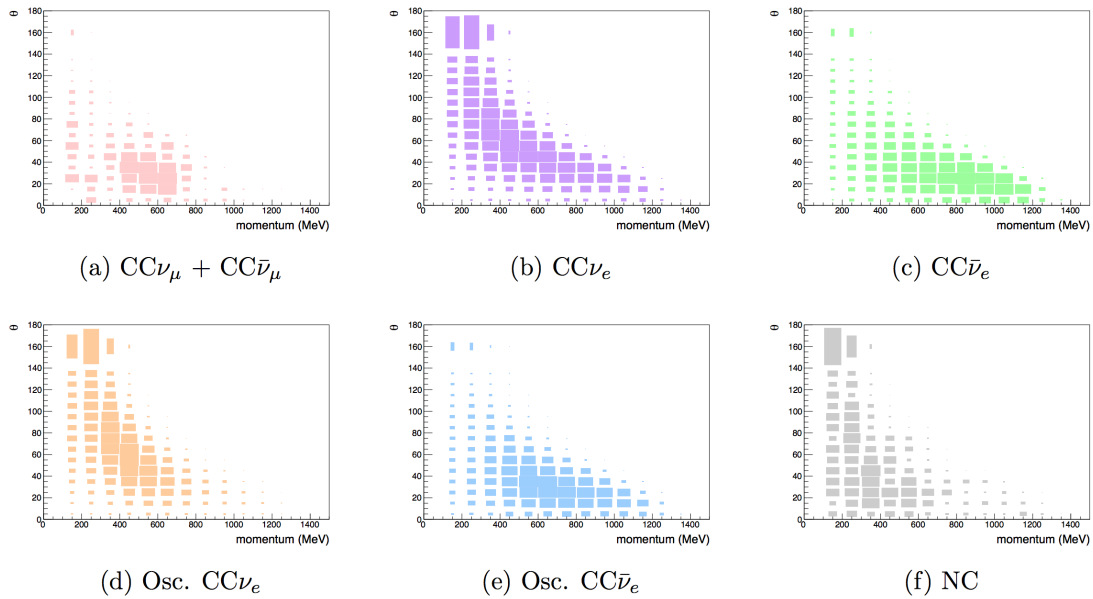


Figure 5.3 – Distribution en angle et impulsion des différentes contributions à l'échantillon 1Re : ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ du faisceau ayant interagi par courant-chargé (CC), ν_e CC du faisceau, $\bar{\nu}_e$ CC du faisceau, ν_e CC oscillés, $\bar{\nu}_e$ CC oscillés et interactions courant-neutre.

¹⁰ Anti-neutrino dans le faisceau de neutrino et l'inverse.

¹¹ Provenant de la distribution en énergie des hadrons produisant les ν_e du faisceau.

5.2.1 Paramètres d'oscillation

Paramètre	Nombre de points	Premier point	Dernier point
$\sin^2(2\theta_{13})$ (sans réacteurs)	81	0	0.2
$\sin^2(2\theta_{13})$ (avec réacteurs)	81	0.06	0.14
δ_{CP}	51	$-\pi$	$+\pi$
$ \Delta m_{32}^2 $	21	$2.2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	$2.8 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$
$\sin^2(\theta_{23})$	81	0.3	0.7

Tableau 5.2 – Intervalles utilisés dans l'évaluation de la *likelihood* pour les différents paramètres d'oscillation.

La disparition de ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$ et l'apparition de ν_e et $\bar{\nu}_e$ étant étudiées conjointement dans l'ajustement, 4 différents paramètres sont ajustés : θ_{23} , Δm_{32}^2 , θ_{13} et δ_{CP} . L'analyse prend pour hypothèse que les ν et $\bar{\nu}$ oscillent de la même façon, et que les mêmes paramètres peuvent décrire les deux mécanismes. Comme on le verra par la suite, l'ajustement est basé sur une maximisation de *likelihood* sur une grille dans l'espace de ces paramètres, et, plus précisément, dans l'espace $\sin^2(\theta_{23})$, $|\Delta m_{32}^2|$ ($|\Delta m_{13}^2|$ dans le cas de la hiérarchie inverse), $\sin^2(2\theta_{13})$ et δ_{CP} . Le Tableau 5.2 expose les intervalles utilisés lors de l'ajustement. Les paramètres solaires θ_{12} et Δm_{12}^2 , auxquels T2K n'a aucune sensibilité, sont fixés à la valeur du PDG¹² [18].

Paramètres	Set A	Set B
Δm_{21}^2	$7.53 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$	$7.53 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$
Δm_{32}^2	$2.509 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	$2.509 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$
$\sin^2 \theta_{23}$	0.528	0.45
$\sin^2 \theta_{12}$ ($\sin^2 2\theta_{12}$)	0.304 (0.846)	0.304 (0.846)
$\sin^2 \theta_{13}$ ($\sin^2 2\theta_{13}$)	0.0219 (0.0857)	0.0219 (0.0857)
δ_{CP}	-1.601	0
Densité de la croûte terrestre	2.6 g/cm^3	2.6 g/cm^3
Longueur de la <i>baseline</i>	295 km	295 km
Hiérarchie de masse	Normal	Normal

Tableau 5.3 – Valeurs de référence des paramètres d'oscillations de neutrino pour les ensembles d'Asimov A et B.

Afin d'effectuer des études de sensibilité et des comparaisons entre les différentes analyses, deux ensembles de valeurs des paramètres d'oscillations sont définis : Asimov A et B. De la même façon que précédemment (voir section 4.2.2.a), l'ajustement de l'ensemble de données Asimov consiste à ajuster les Monte-Carlo nominales comme des données sans considérer les

¹²Leurs incertitudes ont un impact négligeable sur l'analyse.

fluctuations statistiques. Ici cependant il est nécessaire de choisir un ensemble de valeurs pour les paramètres d'oscillations afin de construire ces ensembles d'Asimov. Les deux ensembles, ainsi que les différentes constantes utilisées lors du calcul de la probabilité d'oscillation¹³ sont détaillés dans le Tableau 5.3. Le set A correspond approximativement au résultat de l'ajustement de T2K avec une violation de CP et une disparition maximale. Le set B est défini de façon à tester un résultat opposé : conservation de CP et disparition non-maximale¹⁴.

5.2.2 Méthode d'ajustement

Comme dans le cas du détecteur proche, l'ajustement repose sur la construction de simulations Monte-Carlo, basées sur les modèles de flux, de section-efficaces, d'efficacité de détecteur, et, nouveauté par rapport à ND280, de probabilités d'oscillations. Les Monte-Carlo sont ajustées aux données afin d'en extraire des contraintes sur les paramètres d'oscillation. À l'inverse de l'ajustement du détecteur proche, où les Monte-Carlo sont utilisées événement par événement, ici elles sont segmentées par échantillons, catégorie de la contribution de neutrinos ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$...), type d'interaction par lequel le lepton est produit, intervalles en énergie vraie du neutrino incident E_{true} , et enfin intervalles de l'ajustement (E_{rec} pour 1R μ FHC et RHC, et p_l/θ_l pour les 1Re FHC, RHC et ν_e CC1 π). On considère 9 types d'interactions : CCQE, 2p2h, CC1 π , CC cohérent, CC-Other, NC1 π , NC cohérent, NC1 γ et NC-Other (voir section 3.3).

On construit ainsi pour chacun de ces intervalles une densité de probabilité sur laquelle on peut appliquer une pondération en fonction des valeurs de paramètres de flux, de section-efficaces et d'efficacité du détecteur, ainsi qu'une probabilité d'oscillation afin d'obtenir le nombre d'événements attendus dans un échantillon :

$$N_{pred}(C, I) = \sum_{e, b} M(C, I, e, b) \times R(C, I, e, b) \times P_{osc}(C, I, e, b) \quad (5.5)$$

où C est la catégorie du neutrino, I le type d'interaction, e l'intervalle en énergie véritable du neutrino, b l'intervalle dans lequel la cinématique de l'événement tombe (qu'il s'agisse d'un intervalle en E_{rec} ou en p_l/θ_l), M la probabilité d'avoir un neutrino de cette catégorie, pour cette interaction, dans ces intervalles, R le poids accordé à l'événement au vu des modèles, et enfin P_{osc} la probabilité d'oscillation.

L'ajustement est basé sur une maximisation de *likelihood*, définie, de façon similaire à celle du BANFF (section 4.2.1), comme le produit de termes poissonniens sur chacun des échantillons et d'un terme gaussien multivarié pour les systématiques :

$$\mathcal{L}(N_e^{obs}, N_\mu^{obs}, \vec{x}_e, \vec{x}_\mu, \vec{\sigma}, \vec{f}) = \mathcal{L}_e(N_e^{obs}, \vec{x}_e, \vec{\sigma}, \vec{f}) \times \mathcal{L}_\mu(N_\mu^{obs}, \vec{x}_\mu, \vec{\sigma}, \vec{f}) \times \mathcal{L}_{Syst}(\vec{f}) \quad (5.6)$$

où e et μ représentent chacun des échantillons de $\nu_e/\bar{\nu}_e$ et de $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ respectivement, $N_{e(\mu)}^{obs}$ est le nombre de candidats observés dans un échantillon de $\nu_e/\bar{\nu}_e$ ($\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$), $\vec{x}_{e(\mu)}$ représente le vecteur d'observable des échantillons de $\nu_e/\bar{\nu}_e$ ($\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$, E_{rec}), $\vec{\sigma}$ est le vecteur de

¹³Une formule complète est utilisée pour la probabilité d'oscillation, basée sur le logiciel ModProb3++.

¹⁴Avant l'analyse de 2017 une disparition non-maximale était préférée par NO ν A.

paramètres d'oscillations que l'on cherche à mesurer, $\mathcal{L}_{Syst}(\vec{f})$ est le terme de la *likelihood* relié aux incertitudes systématiques, décrits par un vecteur de valeurs nominales et une matrice de covariance à 119 entrées.

On a donc, comme auparavant, un terme qui veille à maximiser l'accord entre les données et les Monte-Carlo tandis que le terme de systématique s'assure que les paramètres ne s'éloignent pas trop de leur valeur nominale en comparaison à leur incertitude *a priori*. Cependant, à la différence du BANFF, la valeur ajustée des paramètres systématiques importe peu : il ne s'agit pas ici de contraindre des modèles, mais bien d'extraire des contraintes sur les paramètres d'oscillation. Il est donc nécessaire de construire une *likelihood* ne dépendant que des paramètres $\vec{\sigma}$, tout en prenant en compte l'effets des systématiques. On utilise pour cela une technique de marginalisation Bayésienne [187] avec laquelle la *likelihood* marginale est obtenue en intégrant la *likelihood* totale sur l'ensemble des paramètres de nuisance :

$$\mathcal{L}_{marg}(N_e^{obs}, N_\mu^{obs}, \vec{x}_e, \vec{x}_\mu, \vec{\sigma}) = \int \mathcal{L}(N_e^{obs}, N_\mu^{obs}, \vec{x}_e, \vec{x}_\mu, \vec{\sigma}, \vec{f}) d\vec{f} \quad (5.7)$$

En pratique l'intégrale est calculée numériquement, avec deux méthodes pour les deux types de paramètres dans le vecteur de paramètres \vec{f} :

- les paramètres systématiques. Comme cela a brièvement été présenté précédemment, on marginalise sur ces paramètres grâce à une méthode d'intégration Monte-Carlo : on produit N jets pour chacun des paramètres selon leur distribution *a priori*, en prenant en compte leur valeur, incertitude et la corrélation entre les différents paramètres. On utilise la décomposition de Cholesky¹⁵ [188] des matrices du BANFF et de détecteur afin d'obtenir des jets de paramètres corrélés. Avec ces N jets, on évalue :

$$\mathcal{L}_{marg}(N_e^{obs}, N_\mu^{obs}, \vec{x}_e, \vec{x}_\mu, \vec{\sigma}) = \frac{1}{N} \sum_i \mathcal{L}_e(N_e^{obs}, \vec{x}_e, \vec{\sigma}, \vec{f}_i) \times \mathcal{L}_\mu(N_\mu^{obs}, \vec{x}_\mu, \vec{\sigma}, \vec{f}_i) \quad (5.8)$$

où l'on somme donc sur les valeurs de la *likelihood* totale pour chacun des jets de systématiques. Dans la suite on utilise 10^4 jets de paramètres pour cette intégration numérique. Il est important que le nombre de jets soient suffisant pour que le résultat soit valide. On vérifie que c'est bien le cas en effectuant plusieurs ajustements avec des jets différents : le résultat doit alors être le même pour les différents ajustements, indiquant l'absence de problèmes avec la procédure de marginalisation.

- Il est difficile de présenter un résultat à quatre ou trois dimensions. Afin d'obtenir des intervalles de confiance pour un des paramètres d'oscillations ou un couple formé par deux d'entre eux seulement, on marginalise sur les autres paramètres d'oscillation. De la même façon que pour les paramètres de systématique, on produit des jets aléatoires des paramètres d'oscillations sur lesquels on marginalise, mais cette fois-ci de façon non-corrélée. Les jets sont effectués entre les mêmes limites que celles définissant la grille de l'ajustement, avec une *prior* uniforme pour l'ensemble des paramètres à

¹⁵La décomposition de Cholesky permet d'obtenir d'une matrice de covariance la matrice triangulaire inférieure associée. Lorsque l'on applique cette matrice triangulaire à un vecteur de jets aléatoires non corrélés on récupère un vecteur de jets aléatoire suivant la corrélation de la matrice de covariance initiale.

l'exception de θ_{13} lorsque la contrainte des réacteurs est appliquée. Dans ce cas une *prior* gaussienne est appliquée avec pour moyenne la valeur provenant des expériences auprès de réacteurs¹⁶, et l'incertitude associée [18] :

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0.0857 \pm 0.0046 \quad (5.9)$$

L'ensemble des résultats montrés par la suite, sont obtenus à partir de cette *likelihood* marginale, évaluée numériquement en un certain nombre de points de l'espace des paramètres $\vec{\delta}$.

5.3 Validation

De la même façon que pour le BANFF, un certain nombre d'étapes de validation ont été produites afin de vérifier la robustesse de l'analyse aux mauvaises manipulations et autres *bugs*. Pour chacune d'entre elles une comparaison a été effectuée avec les deux autres analyses, VaLOR et MaCh3.

5.3.1 Nombre d'évènements attendus

Avec les Monte-Carlo de *Super-Kamiokande*, les modèles contraints par le BANFF et les deux sets de valeurs de paramètres d'oscillation, A et B (Tableau 5.3) il est possible de construire les prédictions dans chacun des différents échantillons. Le Tableau 5.4 montre le nombre d'évènements attendu dans chacun des échantillons pour les valeurs des paramètres d'oscillations du set d'Asimov A, du set A pour différentes valeurs de δ_{CP} , pour le set B ainsi que sans oscillations. Le comportement est tel qu'attendu, et permet d'illustrer l'impact des différents paramètres d'oscillations :

- les échantillons de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ sont plus fournis dans le set B, θ_{23} étant non maximal, moins de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ disparaissent ;
- δ_{CP} étant nul dans le set B, la différence entre l'apparition de ν_e et $\bar{\nu}_e$ est moins grande que dans le set A, avec moins de ν_e et plus de $\bar{\nu}_e$;
- de façon générale, on peut observer l'impact de δ_{CP} , réduisant l'écart entre ν_e et $\bar{\nu}_e$ lorsque l'on s'approche de $\pi/2$, et l'augmentant à $-\pi/2$;

¹⁶Cette analyse utilise la valeur de θ_{13} des réacteur du PDG de 2016. Cette valeur a évolué en 2017 avant de revenir en 2018 à une valeur plus proche de celle de 2016 avec une incertitude comparable.

- si l'on compare le set A avec δ_{CP} nul et le set B, on observe qu'à même valeur de δ_{CP} une valeur moins maximale de θ_{23} prédit une apparition plus faible¹⁷ ;
- la statistique dans les échantillons de ν_e reste un facteur limitant de l'analyse, en particulier en comparaison avec le signal attendu sans oscillation. L'utilisation d'un nouvel échantillon, ν_e CC1 π , est ainsi justifiée par la nécessité d'augmenter la statistique disponible.

	Asimov A ¹⁸	$\delta_{CP} = 0$	$\delta_{CP} = \pi/2$	$\delta_{CP} = \pi$	Asimov B	Sans Osc.
FHC 1R μ	268.5	268.2	268.4	268.8	281.1	1214
FHC 1Re	73.83	61.64	50.09	63.45	54.87	15.45
RHC 1R μ	95.50	95.27	95.49	95.73	98.09	315.4
RHC 1Re	11.76	13.42	14.91	13.10	12.18	4.821
FHC ν_e CC1 π^+	6.924	6.000	4.860	5.890	5.390	2.549

Tableau 5.4 – Nombre d'évènements attendu dans chacun des échantillons pour les valeurs des paramètres d'oscillations du set d'Asimov A, du set A pour différentes valeurs de δ_{CP} , pour le set B ainsi que sans oscillations.

5.3.2 Études de sensibilité

a Intervalles de confiance

Les principaux résultats de cette analyse sont les intervalles de confiance sur les différents paramètres d'oscillations basés sur l'étude de la *likelihood* marginale définie précédemment. Ces intervalles sont typiquement présentés sous la forme de contours à deux dimensions ou d'intervalles construits par la méthode du $\Delta\chi^2$ constant sur la courbe du $\Delta\chi^2$ pour un paramètre. Le $\Delta\chi^2$ que l'on utilise est défini comme :

$$\Delta\chi^2(\vec{\sigma}) = -2 \log \left(\frac{\mathcal{L}_{marg}(\vec{\sigma})}{\mathcal{L}_{marg}^{max}} \right) \quad (5.10)$$

où \mathcal{L}_{marg}^{max} est le maximum de la *likelihood* marginale dans l'espace des paramètres d'oscillations $\vec{\sigma}$ que l'on cherche à contraindre. On obtient donc une grille à deux dimensions, ou une courbe lorsque l'on ajuste qu'un seul paramètre, avec une valeur du $\Delta\chi^2$ pour le centre de chacun des intervalles présentés dans le Tableau 5.2. On peut définir l'intervalle de confiance comme la région pour laquelle le $\Delta\chi^2$ est inférieur à une certaine valeur, qui dépend de la confiance et du nombre de paramètres considérés. Les valeurs standards utilisées dans les

¹⁷C'est par exemple ce qu'observe l'expérience NO ν A, bien que leurs derniers résultats soient plus en accord avec ceux de T2K [64].

cas à un ou deux paramètres, pour 1σ (68.3%) et 90% de confiance sont présentées dans le Tableau 5.5.

Confiance	1 paramètre	2 paramètres
68.3%	1	2.3
90%	2.71	4.61

Tableau 5.5 – Valeurs fixes du $\Delta\chi^2$ utilisées pour construire les intervalles de confiance.

Cette méthode permet d'extraire les intervalles de confiance lorsque la *likelihood* est approximativement gaussienne, il faut ainsi que son maximum ne soit pas trop proche des limites physiques. Dans le cas inverse, il est possible d'utiliser la méthode de Feldman-Cousins [189]. C'est en particulier le cas de δ_{CP} , paramètre pour lequel la construction d'intervalles de confiance fiable est particulièrement important, qui possède des limites physiques à $-\pi/2$ et à $+\pi/2$, dont le maximum de la *likelihood* semble être proche. Cependant cette méthode demande un temps de calcul numérique conséquent, en particulier dans le cas à deux dimensions. L'ensemble des intervalles de confiance est ainsi construit par méthode du $\Delta\chi^2$ constant à l'exception de l'intervalle à une dimension pour δ_{CP} (voir section 5.5.5).

Les Fig.5.4-5.9 présentent les différents contours et courbes de $\Delta\chi^2$ pour l'ensemble des paramètres d'oscillations ajustés pour les deux ensembles d'Asimov A (Fig.5.4-5.6) et B (5.7-5.9) : les contours à deux dimensions des paramètres de disparition, θ_{23} et Δm_{32}^2 , des paramètres d'apparition, θ_{13} et δ_{CP} , et les courbes du $\Delta\chi^2$ à une dimension de δ_{CP} , à la fois avec et sans la contrainte des expériences de réacteur sur θ_{13} et pour chacune des hiérarchies. Ces études sont effectuées en normalisant les Monte-Carlo à la statistique des données (1.49×10^{21} POT en FHC et 1.12×10^{21} POT en RHC, voir Tableau 2.1). Les $\Delta\chi^2$ des contours à deux dimensions sont calculés par rapport au minimum local de chaque hiérarchie, tandis que les courbes à 1D le sont par rapport au minimum global. Ces intervalles représentent donc la sensibilité attendue pour T2K avec la statistique actuelle si la valeur des paramètres d'oscillations est effectivement celle du set A ou B.

Il est intéressant de noter que l'on ne récupère la valeur d'entrée pour θ_{23} comme ajustement optimal dans le cas du set A que lorsque l'on utilise les contraintes des réacteurs, qui permettent de casser la dégénérescence θ_{13} et θ_{23} . En effet la dépendance en $\sin^2\theta_{23}$ dans la formule d'apparition (équation 1.57) indique que si θ_{13} est plus petit, comme l'impose la contrainte des réacteurs, alors il faut augmenter θ_{23} pour avoir le même nombre de ν_e et $\bar{\nu}_e$. On peut aussi remarquer que la sensibilité à la hiérarchie de masse est plus grande pour Asimov A que B, le $\Delta\chi^2$ entre les deux minimum locaux sur la Fig.5.6 étant plus grand que celui de la Fig.5.9 pour lequel la hiérarchie inverse est même préférée¹⁹. Cette sensibilité à la hiérarchie de masse dans le cas du set A vient de la valeur de $\delta_{CP} = -\pi/2$: la hiérarchie de masse a un impact de $\pm 10\%$ sur le nombre de ν_e et $\bar{\nu}_e$ dans T2K (positif pour les ν_e et négatif pour les $\bar{\nu}_e$ dans le cas normal et l'opposé dans le cas inverse), dégénéré avec l'effet d'une violation de CP. Lorsque δ_{CP} vaut $-\pi/2$ et que la hiérarchie est normale, la différence entre le nombre de ν_e et $\bar{\nu}_e$ est maximale, les deux effets allant dans le même sens. De cette façon il est possible d'exclure de façon plus forte la hiérarchie inverse, qui même au

¹⁹Pour rappel, les deux ont été produits avec la hiérarchie normale.

point où la différence est la plus grande en $\delta_{CP} = -\pi/2$ ne permet pas d'expliquer une telle différence.

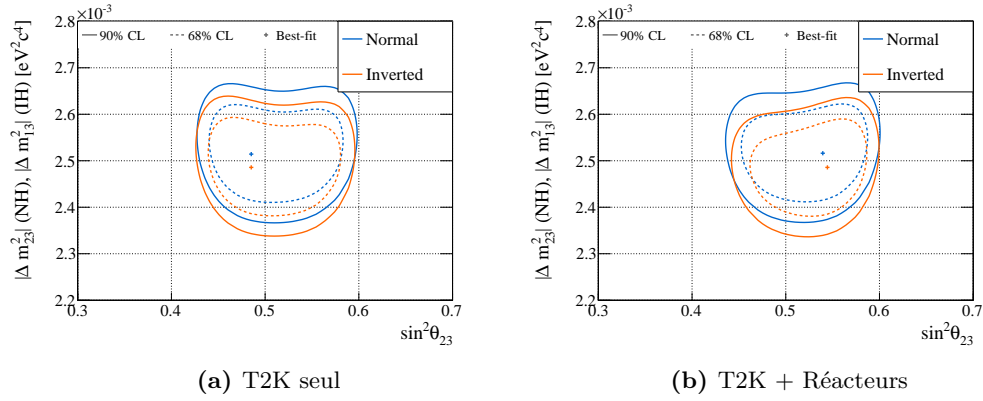


Figure 5.4 – Contours de sensibilité d'Asimov A en $(|\Delta m_{32}^2| , \sin^2 \theta_{23})$ pour les hiérarchies normale et inverse.

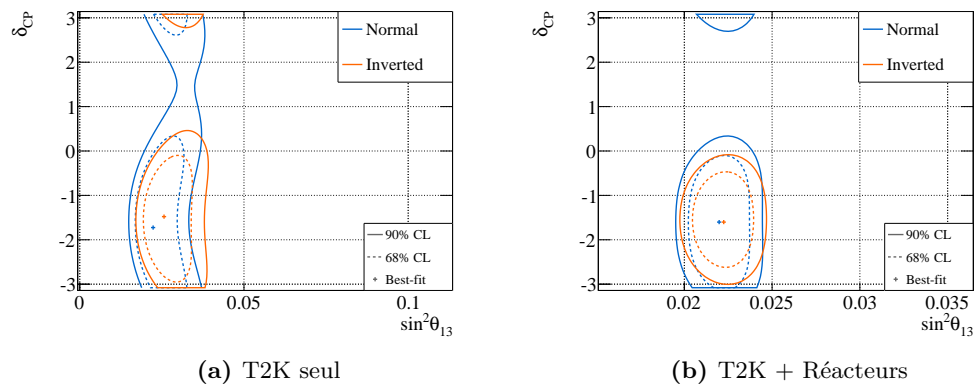


Figure 5.5 – Contours de sensibilité d'Asimov A en $(\delta_{CP}, \sin^2 \theta_{13})$ pour les hiérarchies normale et inverse.

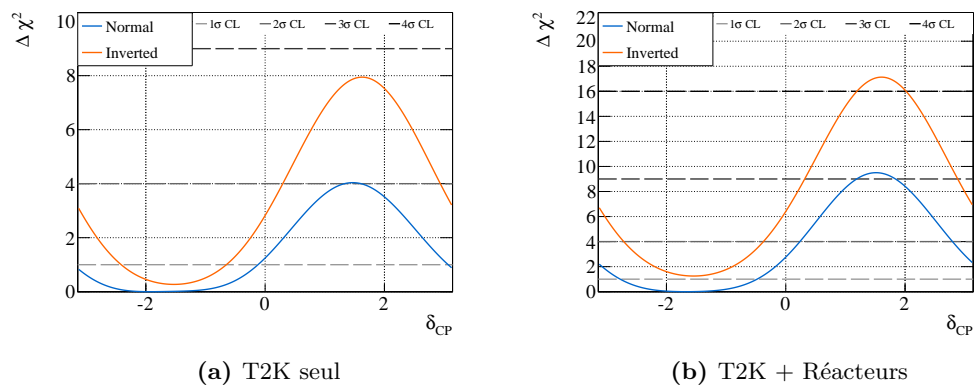


Figure 5.6 – Courbe de sensibilité d'Asimov A en δ_{CP} pour les hiérarchies normale et inverse.

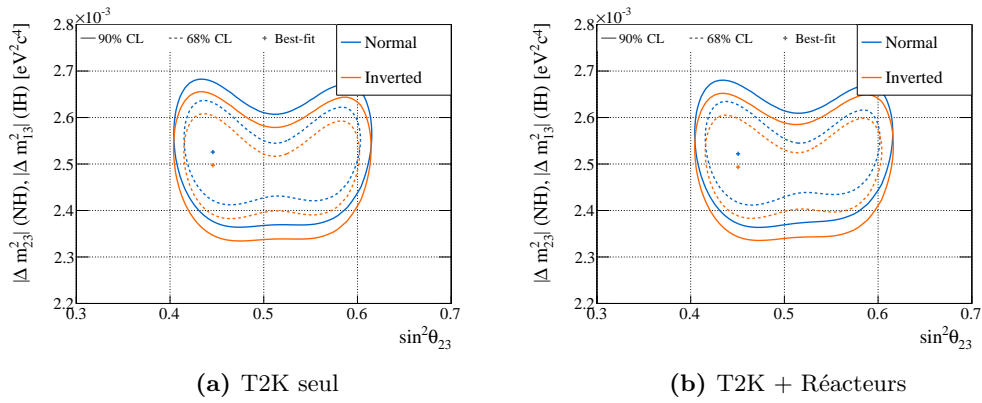


Figure 5.7 – Contours de sensibilité d'Asimov B en $(|\Delta m_{32}^2|, \sin^2 \theta_{23})$ pour les hiérarchies normale et inverse.

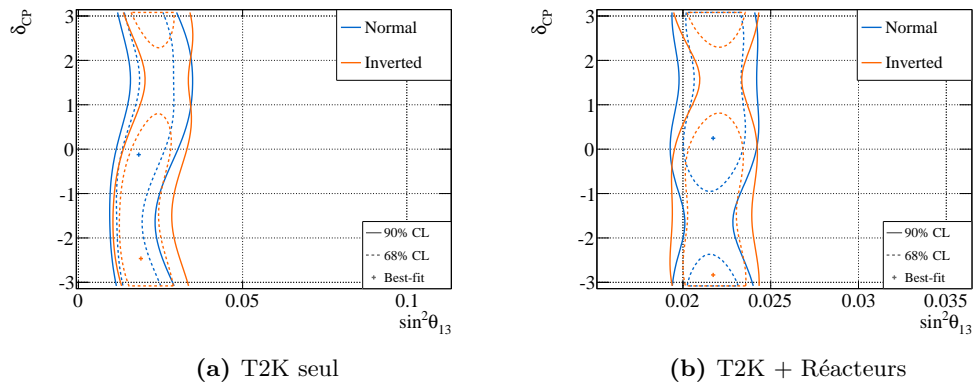


Figure 5.8 – Contours de sensibilité d'Asimov B en $(\delta_{CP}, \sin^2 \theta_{13})$ pour les hiérarchies normale et inverse.

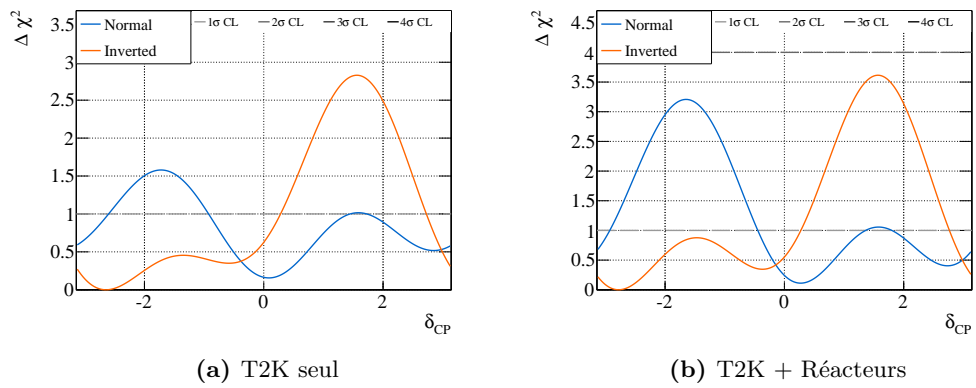


Figure 5.9 – Courbe de sensibilité d'Asimov B en δ_{CP} pour les hiérarchies normale et inverse.

b Tests d'hypothèses sur l'octant de θ_{23} et la hiérarchie de masse

T2K peut apporter des informations sur deux questions ouvertes de la physique de neutrinos : quelle est la hiérarchie de masse, et dans quel octant se trouve θ_{23} . Il s'agit ici non pas d'ajustement de paramètres continus, mais d'un test d'hypothèses exclusives et complémentaires. Dans les tests d'hypothèses il est d'usage d'utiliser le concept de probabilité postérieure. Elle est définie par le théorème de Bayes :

$$P(A|B) = \frac{P(B|A)P(A)}{P(B)} \quad (5.11)$$

où A et B sont deux événements, $P(A|B)$ est appelée probabilité postérieure (*posterior*), $P(A)$ ($P(B)$) est la probabilité *a priori* de A (B) (*prior*), et $P(B|A)$ est la vraisemblance de A (*likelihood*). Dans notre cas, A est l'hypothèse que l'on veut tester, \mathcal{H}_i (hiérarchie normale, inverse, octant inférieur ou supérieur), et B sont les données (N_{obs}, \vec{x}), la probabilité postérieure devient donc $P(\mathcal{H}_i|N_{obs}, \vec{x})$, correspondant bien à la probabilité de l'hypothèse sachant les données. On peut écrire :

$$P(\mathcal{H}_i|N_{obs}, \vec{x}) = \frac{\mathcal{L}_{marg}(N_{obs}, \vec{x}, \mathcal{H}_i)P(\mathcal{H}_i)}{\sum_j \mathcal{L}_{marg}(N_{obs}, \vec{x}, \mathcal{H}_j)P(\mathcal{H}_j)} \quad (5.12)$$

où :

- il y a 4 hypothèses \mathcal{H}_i , pour chacune des combinaisons d'octant et de hiérarchie ;
- les 4 hypothèses sont à priori équiprobables, leur probabilités à priori sont donc de 0.25 ;
- la *likelihood* des données sachant l'hypothèse \mathcal{H}_i est donnée par la *likelihood* marginale pour cette hypothèse. On intègre pour extraire les *likelihood* marginales à deux dimensions $\theta_{23}-\Delta m_{32}^2$ sur la hiérarchie et la plage de $\sin^2 \theta_{23}$ correspondant à l'hypothèse.

De cette façon on obtient 4 probabilités pour chacune des 4 hypothèses, avec lesquelles on déduit les probabilités de chacun des octants et chacune des hiérarchies. Le Tableau 5.6 présente ces 6 probabilités pour le set A, le Tableau 5.7 pour le set B, dans les deux cas avec la contrainte des réacteurs. Comme indiqué précédemment on observe bien une meilleure contrainte (c'est-à-dire exclusion de la hiérarchie inverse) pour le set A que le B.

	$\sin^2 2\theta_{23} < 0.5$	$\sin^2 2\theta_{23} > 0.5$	Total des lignes
Hiérarchie inverse	0.07	0.20	0.27
Hiérarchie normale	0.23	0.50	0.73
Total des colonnes	0.30	0.70	1

Tableau 5.6 – Probabilité postérieure des différentes hypothèses de hiérarchie de masse et d'octant de θ_{23} pour le set A.

	$\sin^2 2\theta_{23} < 0.5$	$\sin^2 2\theta_{23} > 0.5$	Total des lignes
Hiérarchie inverse	0.26	0.25	0.51
Hiérarchie normale	0.26	0.23	0.49
Total des colonnes	0.52	0.48	1

Tableau 5.7 – Probabilité postérieure des différentes hypothèses de hiérarchie de masse et d'octant de θ_{23} pour le set B.

5.4 Robustesse de l'analyse

Les incertitudes systématiques de l'analyse sont les incertitudes sur les paramètres décrivant les modèles utilisés. En particulier le rôle du détecteur proche dans l'analyse est de réduire cette dépendance aux modèles. Si ces modèles n'offrent pas une liberté suffisante, ou se voient attacher une incertitude trop faible, l'analyse peut être biaisée et l'incertitude finale sur les paramètres d'oscillations peut être artificiellement faible. Ceci est particulièrement vrai dans le cas des section-efficaces, pour lesquelles un ensemble de modèles sont utilisés pour décrire les différents types d'interactions, où certaines interactions de neutrinos restent mal connues avec une modélisation théorique relativement jeune. Afin d'évaluer l'impact que peut avoir une mauvaise modélisation des section-efficaces sur l'analyse d'oscillation, une procédure de test²⁰ est mise en place dans T2K. Celle-ci repose sur l'utilisation de modèles alternatifs à ceux utilisés dans l'analyse afin de produire des simulations (appelées parfois *fake data*), ajustées à la façon des données. Cette étude est effectuée en premier lieu dans P-Theta, avec simple vérification par VaLOR que les contours obtenus sont compatibles. J'ai donc été en grande partie responsable de cette partie de l'analyse pour les trois groupes, et ceci dès l'analyse précédente effectuée en 2017 [169]. On présente dans les prochaines sections les résultats de l'analyse 2017, l'analyse démontrant la nécessité de la prise en compte d'incertitudes additionnelles qui seront présentées dans la section 5.4.4. Le Tableau 5.8 présente cependant les biais observés pour l'analyse présentée à Neutrino2018, une fois ces incertitudes additionnelles prises en compte.

²⁰Qui a pris un temps **considérable** à se mettre en place et à interpréter.

5.4.1 Modèles alternatifs

Certains choix ont été effectués pour définir les modèles de section-efficace en partie décrits dans la section 3.3.1. Certaines interactions sont particulièrement mal connues et leur modélisation reste un sujet d'étude très actuel dans la communauté de physique et donc sujet à débat. On peut utiliser comme exemples les interactions 2p2h, pour lesquelles plusieurs groupes proposent plusieurs types de modélisations. La plupart des modèles alternatifs utilisés dans cette étude a déjà été introduit dans la description de chacune des interactions dans le chapitre 3. On présente ici un sous-ensemble des modèles testés : ceux qui ont été étudiés lors de l'analyse pour Neutrino2018. La précédente itération de l'analyse d'oscillation s'est vue appliquer le même traitement avec un nombre de modèles testés plus grand. Cependant la proximité entre la statistique des deux analyses (principal changement pour cette étude) a permis d'écarter un certain nombre de modèles n'ayant pas ou peu d'impact dans un souci d'efficacité. Dans cette étude 7 différents modèles ont été testés :

- *Martini 2p2h* : le modèle utilisé pour décrire les événements 2p2h dans l'analyse est basé sur le modèle de Nieves. Un modèle alternatif, travail du groupe de Martini [134, 140, 145, 146, 147], est ici utilisé pour prédire le nombre et la cinématique de tels événements (voir section 3.3.2.c). En pratique les événements 2p2h se voit affecter un poids en fonction de l'énergie véritable du neutrino incident, séparément pour les neutrinos et anti-neutrinos, de façon à basculer de Nieves à Martini ;
- *Spectral Function* : afin d'évaluer les faiblesses introduites dans le modèle nucléaire par le modèles RFG (Relativistic Fermi Gas), les Monte-Carlo sont pondérées de façon à reproduire la prédiction du modèle dit de *Spectral Function* [138] (voir section 3.3.2.b) ;
- *Nieves 1p1h* : l'implémentation des interactions 1p1h dans le générateur NEUT est différente du modèle développé par le groupe de Nieves. La différence sur l'impulsion du lepton prédite entre les deux modèles permet de passer de l'un à l'autre (voir section 3.3.2) ;
- *Modèle CC1 π modifié (Minoo)* : ce nouveau modèle de production de pions, développé dans le cadre de T2K, permet d'étendre le modèle de Rein-Seghal utilisé dans l'analyse d'oscillation. De plus l'utilisation de ce modèle permet d'évaluer l'impact d'un *bug* découvert sur l'implémentation dans NEUT du modèle de Rein-Seghal (voir section 3.3.3.b). Les simulations sont produites à l'aide de la cinématique du lepton et du pion ;
- *ND280 2p2h PDD* : la différence observée entre la prédiction des modèles et les données dans le détecteur proche dans les échantillons CC0 π a motivé la préparation d'une simulation alternative. Les Monte-Carlo sous-estiment de $\sim 5\%$ les données dans cet échantillons composé principalement de 1p1h et 2p2h. Les simulations alternatives sont préparées en "remplissant" la différence observée avec soit des événements 1p1h,

soit 2p2h PDD, soit 2p2h non-PDD (voir section 3.3.2.c). Ici seule la simulation ayant l'impact le plus grand, 2p2h PDD, est présentée ;

- E_b : la paramétrisation précédemment utilisée pour décrire l'impact d'une modification de l'énergie de liaison E_b sur les Monte-Carlo ne fonctionnant pas comme prévu, plus aucun paramètre ne permet de prendre en compte un tel effet dans l'analyse. Il s'agit là d'un effet qui peut être particulièrement important, certaines études indiquant que les valeurs utilisées (E_b à 25 MeV sur carbone et 27 MeV sur oxygène) sont sous-estimées [128], pouvant modifier l'ensemble de la cinématique des particules sortantes (de l'ordre de ~ 20 MeV). Plusieurs simulations ont été produites en modifiant E_b : E_b à 15 MeV sur carbone et 17 MeV sur oxygène à la fois pour les neutrinos et les anti-neutrinos, E_b à 43 MeV sur carbone et 45 MeV sur oxygène pour neutrino et anti-neutrino puis un ensemble additionnel où les valeurs maximales testées sont appliquées aux neutrinos et les minimales aux anti-neutrinos. Seul celui où les valeurs maximales testées sont appliquées à la fois sur les neutrinos et anti-neutrinos est présenté ici, s'agissant là de celui avec le plus grand effet. L'ensemble des figures montrées dans les prochaine section proviennent de ce modèle alternatif, étant donné qu'il s'agit là du principal impact sur l'analyse ;
- *Coulomb* : enfin un dernier modèle alternatif prenant en compte les effets Coulombiens sur les lepton chargés après l'interaction, modifiant leur impulsion (de l'ordre de ~ 4 MeV) et ajoutant une différence de normalisation entre les neutrinos et les anti-neutrinos (+2% pour les neutrinos, -1% pour les anti-neutrinos).

5.4.2 Études de simulations alternatives

Afin que le résultat de l'étude soit le plus possible représentatif de l'impact sur l'analyse d'oscillation, une procédure très inspirée de l'analyse elle-même est ici appliquée :

1. À l'aide du modèle alternatif que l'on étudie, on produit une simulation, normalisée à la statistique des données, utilisé comme un faux lot de données aux détecteurs proche et lointain.
2. La simulation alternative du détecteur proche est ajustée à l'aide du Monte-Carlo nominale. On obtient de cette sorte des modèles ajustés et contraints sous la forme d'une matrice de covariance et de valeurs post-ajustement des paramètres comme lors de l'analyse d'oscillation. Dans le cas précis de la simulation avec une énergie de liaison modifiée (voir Fig. 5.10a), les paramètres nucléaires (impulsion de Fermi, BeRPA) sont modifiés, et on observe une augmentation de 2p2h dits PDD (composante entièrement MEC) qui sont capables de reproduire une augmentation de E_b , les deux décalant le spectre en énergie reconstruite vers des valeurs plus faibles.

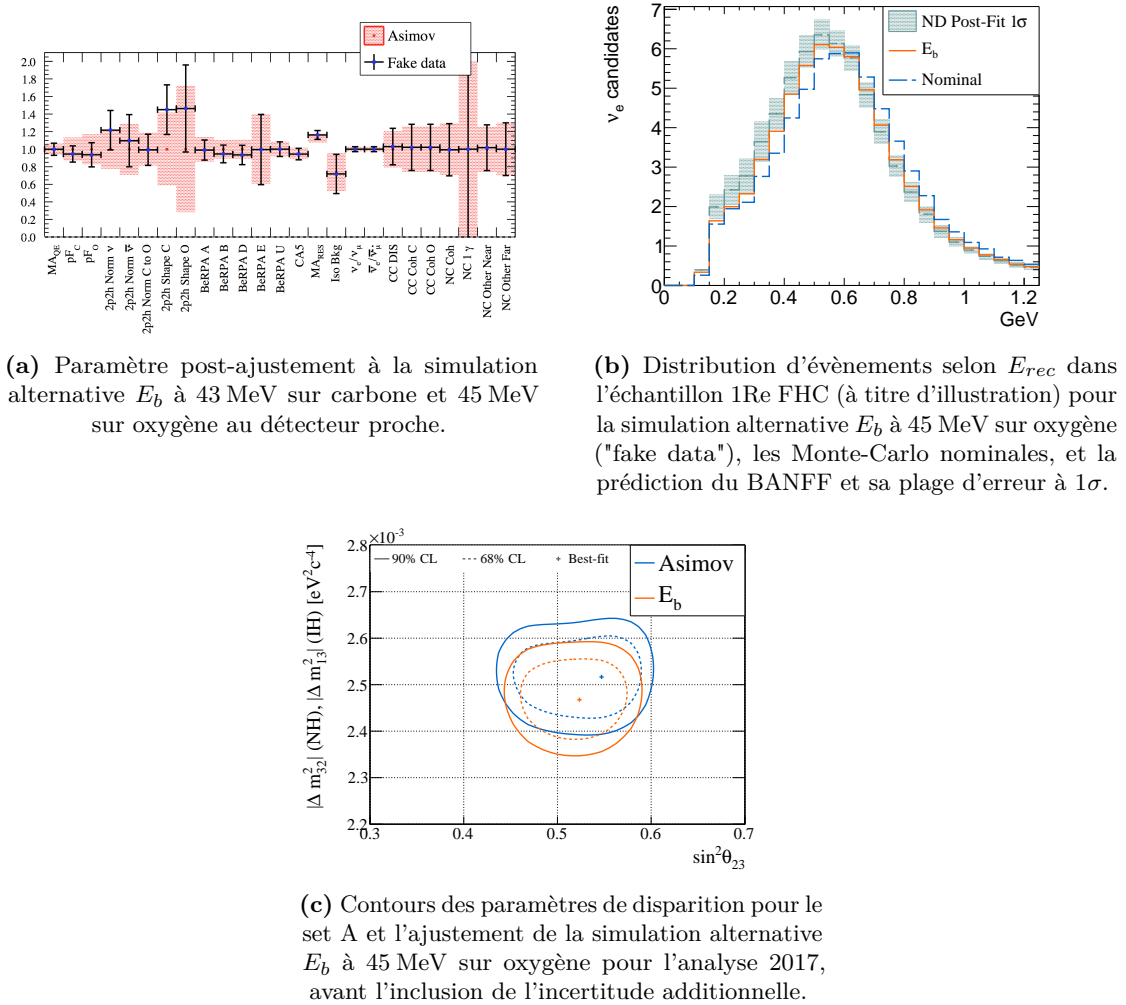


Figure 5.10 – Procédure d'étude des effets de mauvaise modélisation des section-efficaces sur l'analyse d'oscillation.

3. Cette matrice et ce vecteur de valeurs est propagé à *Super-Kamiokande* de la même façon que dans l'analyse d'oscillation. Si les modèles ont la liberté nécessaire l'ajustement de la simulation au détecteur proche devrait permettre de corriger la prédiction des Monte-Carlo nominales afin d'obtenir la distribution de la simulation alternative à *Super-Kamiokande*, ou tout du moins qu'elle soit contenue dans l'erreur des modèles contraints. La Fig.5.10b permet d'illustrer cela : l'ajustement des données du détecteur proche devrait permettre de passer de la courbe bleue, les Monte-Carlo nominales, vers la courbe orange, distribution produite avec le modèle alternatif. Cependant on observe que la courbe cyan, prédiction après l'ajustement du détecteur proche, reste relativement éloignée de la simulation alternative, qui se trouve même en dehors, pour la majorité des intervalles, de la bande d'erreur à 1σ . C'est l'observation d'un tel effet qui indique une déficience dans nos modèles.
4. Enfin, on ajuste les simulations alternatives à *Super-Kamiokande* à l'aide des modèles post-ajustement du détecteur proche. Les intervalles de confiance obtenus peuvent directement être comparés au résultat d'un Asimov pour en extraire le biais et estimer

l'impact sur l'analyse d'oscillation. Le contour de l'ajustement d'Asimov correspond au cas où aucun problème n'émerge dans l'analyse. Ainsi tout écart entre les deux contours indique un problème : si le contour est décalé un biais est introduit dans l'analyse, s'il est plus fin, les incertitudes sont sur-contraintes artificiellement, et inversement dans le cas où le contour est plus large. Un exemple est donné sur la Fig.5.10c, montrant le contour des paramètres de disparition pour l'analyse 2017 (sans inclusion d'incertitudes additionnelles discutées dans les sections suivantes) pour le set A et la simulation E_b . Un biais est clairement observé : le contour de l'ajustement de la simulation alternative est fortement décalé selon Δm_{32}^2 , en plus d'un biais vers des valeurs plus maximales de θ_{23} , entraînant un contour de taille réduite.

5.4.3 Étude des biais

Une fois les simulations alternatives ajustées pour l'ensemble des paramètres d'oscillation²¹ δ_{CP} (Fig.5.11a), θ_{23} (Fig.5.11b) et Δm_{32}^2 (Fig.5.11c), et pour l'ensemble des simulations alternatives testées, il s'agit de quantifier l'impact de la mauvaise modélisation sur l'analyse. Il faut donc choisir une métrique : la méthode considérée doit pouvoir décrire l'existence de biais mais aussi les sur et sous-contraintes à partir des courbes de $\Delta\chi^2$ à 1D de chacun des paramètres. Il a été choisi de décrire ce biais en utilisant la moyenne de l'intervalle à 1σ : le point médian de l'intervalle est considéré comme l'ajustement optimal. La différence entre le point pour l'Asimov et la simulation alternative relativement à la taille de l'intervalle 1σ de l'Asimov donne ainsi un bon indicateur du biais introduit dans l'analyse²² :

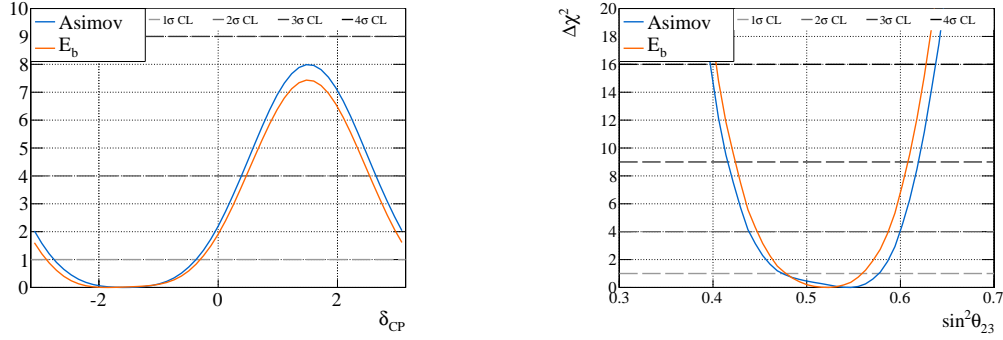
$$\text{biais} = \frac{\text{moy}_{As} - \text{moy}_{SA}}{\sigma_{As}} \quad (5.13)$$

Il est aussi possible de comparer ce biais à l'erreur systématique seule. Afin d'évaluer l'erreur systématique on effectue un ajustement du set d'Asimov en ne variant aucun paramètre systématique, obtenant de cette façon l'erreur statistique seule. L'erreur systématique est définie comme $\sigma_{Syst} = \sqrt{\sigma_{Tot}^2 - \sigma_{Stat}^2}$. Ont été choisis comme critères de validité de l'analyse :

- le biais observé ne peut être plus grand que 33% de l'incertitude totale ;
- le biais observé ne peut être plus grand que 50% de l'incertitude systématique.

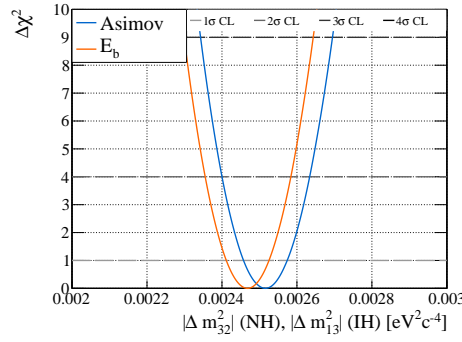
²¹De son côté θ_{13} est suffisamment contraint par la contrainte des réacteurs pour qu'il ne s'agisse pas là d'un effet problématique.

²²À l'exception de θ_{23} dans le cas du set B : dans ce cas le double minimum pour chacun des deux octants nécessite d'utiliser simplement le point d'ajustement optimal et non la moyenne de l'intervalle à 1σ . C'est en particulier le cas lorsque le biais décale vers un mélange maximal, agrandissant fortement l'intervalle et donnant des biais artificiellement grands.



(a) $\Delta\chi^2$ à 1D pour δ_{CP} pour le set A et l'ajustement de la simulation alternative E_b à 45 MeV sur oxygène.

(b) $\Delta\chi^2$ à 1D pour θ_{23} pour le set A et l'ajustement de la simulation alternative E_b à 45 MeV sur oxygène.



(c) $\Delta\chi^2$ à 1D pour Δm_{32}^2 le set A et l'ajustement de la simulation alternative E_b à 45 MeV sur oxygène.

Figure 5.11 – Comparaisons entre l'ajustement d'Asimov et de la simulation alternative E_b à 45 MeV sur oxygène pour les différents paramètres d'oscillations pour l'analyse 2017 [169] avant l'inclusion d'une incertitude additionnelle.

On peut utiliser comme exemple la Fig.5.11c, représentant la courbe de $\Delta\chi^2$ de Δm_{32}^2 pour le set A et la simulation d'énergie de liaison modifiée lors de l'analyse 2017 :

- la taille de l'intervalle 1σ de l'Asimov, c'est-à-dire la largeur de la courbe à $\Delta\chi^2 = 1$ vaut $\sigma_{Tot} = 6.2 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \cdot \text{c}^{-4}$;
- l'incertitude systématique de l'Asimov vaut $\sigma_{Syst} = 2.6 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \cdot \text{c}^{-4}$;
- le milieu de l'intervalle de l'Asimov vaut $\text{moy}_{As} = 2.526 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \cdot \text{c}^{-4}$;
- celui de l'ajustement de la simulation alternative E_b vaut $\text{moy}_{SA} = 2.474 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \cdot \text{c}^{-4}$;
- ainsi le biais par rapport à l'incertitude totale vaut 89%, et 206% de l'incertitude systématique.

Les Fig.5.11a et 5.11b montrent les courbes équivalentes pour δ_{CP} et θ_{23} , avec lesquelles on peut calculer de la même façon les biais, de 2% de σ_{Tot} et 10% de σ_{Syst} , et 14% de σ_{Tot} et 38% de σ_{Syst} respectivement.

5.4.4 Inclusion d'incertitudes additionnelles

Lorsque cette procédure fut suivie lors de l'analyse 2017 [169], les chiffres obtenus pour les biais démontrèrent qu'un réel problème était présent dans l'analyse : dans l'ensemble les biais sur θ_{23} étaient étalés entre 3% et 144% et ceux sur Δm_{32}^2 entre 9% et 90% de l'incertitude totale. La simulation alternative provoquant les plus fort biais, E_b , produisait des biais de 14% sur θ_{23} , 89% sur Δm_{32}^2 et 144% sur θ_{23} , 90% sur Δm_{32}^2 par rapport à l'incertitude totale pour les sets A et B respectivement. Il fut donc nécessaire d'implémenter une incertitude additionnelle permettant de réduire le biais et d'obtenir une incertitude sur les paramètres d'oscillations plus juste et représentative des informations que les données nous apportent.

Deux types d'incertitudes sont ainsi ajoutées :

- un nouveau paramètre systématique est implémenté afin de réduire en particulier le biais sur θ_{23} . Ce paramètre est basé sur l'évaluation de fonctions de réponses définies, comme l'ensemble des paramètres dans ce cas, dans chacun des intervalles de l'analyse (selon la catégorie, le type d'interaction, l'énergie du neutrino et les intervalles de l'ajustement). Pour chacun de ces intervalles la fonction de réponse est créée comme suit : dans cet intervalle est évalué le ratio du nombre d'évènements prédits après l'ajustement de la simulation alternative $E_b=45$ MeV sur oxygène au détecteur proche et le nombre effectivement présent dans la simulation alternative à *Super-Kamiokande*. On évalue le même ratio pour le cas E_b 18 MeV sur oxygène. Le premier est défini comme le point à $+1\sigma$ de la fonction de réponse. Le second comme le point à -0.5σ . Ainsi 1σ est défini comme 18 MeV pour l'énergie de liaison, bien qu'il ne s'agisse en aucun cas d'une réelle paramétrisation de celle-ci mais bien d'une paramétrisation efficace. On complète par interpolation linéaire de façon à obtenir 6 points entre²³ -1.5σ et 5σ . Un exemple annoté d'une fonction de réponse dans un des intervalles est présentée sur la Fig.5.12a. Il est important de noter que ce paramètre devient l'une des incertitudes systématiques dominantes de T2K avec $\sim 2\%$ sur le nombre d'évènements attendus dans l'échantillon 1R μ FHC et $\sim 7\%$ dans l'échantillon 1Re FHC ;
- les biais les plus grand observés étant sur Δm_{32}^2 , une procédure particulière pour ce paramètre a été mise en place de façon à élargir son incertitude. Dans ce but on disperse la courbe finale du $\Delta\chi^2$ obtenu en appliquant un *smearing*. Des intervalles plus fins que les intervalles en Δm_{32}^2 de l'ajustement sont utilisés. Pour chacun des intervalles on produit une gaussienne normalisée avec un écart-type de 4.08×10^{-5} , correspondant à la

²³On ne descend pas en dessous de -1.5σ , ce qui équivaldrait à une valeur négative de l'énergie de liaison, bien qu'il s'agisse là d'une paramétrisation effective.

somme en quadrature des biais absolus des 6 principales simulations alternatives²⁴. Le $\Delta\chi^2$ de chacun des intervalles aux alentours se voit augmenté du produit de l'intégrale de la gaussienne dans cet intervalle par le $\Delta\chi^2$ de l'intervalle dans lequel la gaussienne a été produit. On observe ainsi une courbe plus "aplatie" avec un $\Delta\chi^2$ augmentant moins vite, et ainsi une incertitude sur notre paramètre plus large. De cette façon le biais est mécaniquement réduit, l'incertitude étant présente dans le dénominateur de sa définition.

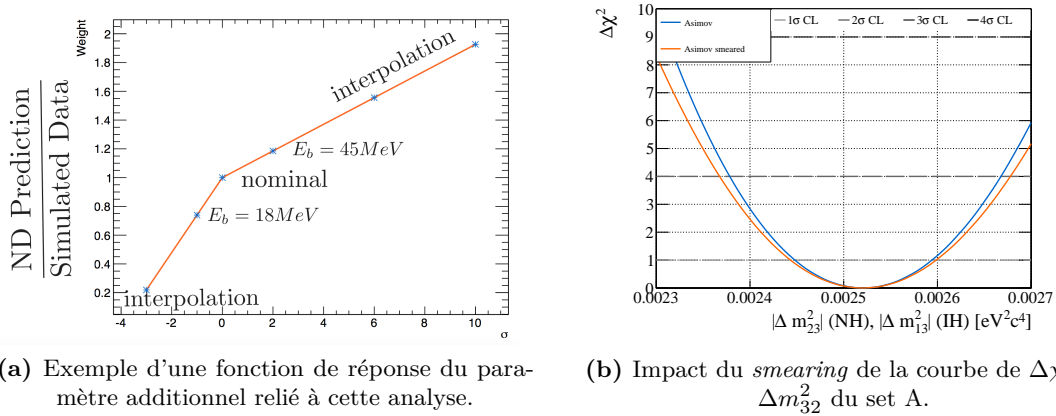


Figure 5.12 – Présentation des deux incertitudes additionnelles.

À l'aide de ces deux incertitudes additionnelles, les biais sont fortement réduits, et deviennent ainsi raisonnables. Le Tableau 5.8 montre ainsi les biais sur chacun des paramètres pour chacun des modèles testés dans l'analyse pour Neutrino2018.

²⁴Nieves 1p1h, Martini 2p2h, Minoo, E_b , Spectral Function, ND280 data-driven 2p2h PDD.

Asimov A	Relativement à	θ_{23}	Δm_{32}^2	δ_{CP}
Martini 2p2h	$\sigma_{Stat+Syst}$	9%	16%	0.1%
	σ_{Syst}	20%	22%	0.3%
Spectral Function	$\sigma_{Stat+Syst}$	1.5%	22%	0.1%
	σ_{Syst}	3.4%	31%	0.3%
Nieves 1p1h	$\sigma_{Stat+Syst}$	4%	25%	7%
	σ_{Syst}	8.3%	35%	20%
Modèle CC1 π modifié	$\sigma_{Stat+Syst}$	8%	34%	0%
	σ_{Syst}	20%	50%	4%
ND280 2p2h PDD $E_\nu - Q^2$	$\sigma_{Stat+Syst}$	15%	14%	4%
	σ_{Syst}	34%	20%	17%
E_b	$\sigma_{Stat+Syst}$	5%	33%	0.1%
	σ_{Syst}	10%	46%	0.6%
Coulomb	$\sigma_{Stat+Syst}$	1% (-)	0.1% (-)	0.1% (-)
	σ_{Syst}	2.3% (-)	0.1% (-)	0.3% (-)

Asimov B	Relativement à	θ_{23}	Δm_{32}^2	δ_{CP}
Martini 2p2h	$\sigma_{Stat+Syst}$	20%	9%	-
	σ_{Syst}	-	13%	-
Spectral Function	$\sigma_{Stat+Syst}$	18.6%	24%	-
	σ_{Syst}	-	31%	-
Nieves 1p1h	$\sigma_{Stat+Syst}$	7.4%	18%	-
	σ_{Syst}	-	26%	-
Modèle CC1 π modifié	$\sigma_{Stat+Syst}$	20%	33%	-
	σ_{Syst}	-	48%	-
ND280 2p2h PDD $E_\nu - Q^2$	$\sigma_{Stat+Syst}$	20%	19%	-
	σ_{Syst}	-	28%	-
E_b	$\sigma_{Stat+Syst}$	28%	33%	-
	σ_{Syst}	-	47%	-
Coulomb	$\sigma_{Stat+Syst}$	6.0%	1%	-
	σ_{Syst}	-	1.8%	-

Tableau 5.8 – Biais pour chacun des paramètres d'oscillations et l'ensemble des modèles testés lors de l'étude pour l'analyse présentée à Neutrino2018 pour les sets A et B. Les deux incertitudes additionnelles sont utilisées ici. Pour θ_{23} dans le set B la définition du biais est légèrement modifiée : on utilise dans ce cas le point d'ajustement optimal et non le milieu de l'intervalle à 1σ . σ_{Syst} n'est pas défini pour θ_{23} dans le set B, à cause de la géométrie de la courbe l'erreur statistique semble être plus grande que l'erreur totale. Enfin le biais sur δ_{CP} n'est pas défini pour le set B, les courbes de simulations alternatives dépassant légèrement 1 pour δ_{CP} positif tandis que l'Asimov reste en dessous. Pour comparaison, lors de l'analyse de 2017, la simulation alternative provoquant les plus fort biais, E_b , donnait des biais de 14% sur θ_{23} , 89% sur Δm_{32}^2 et 144% sur θ_{23} , 90% sur Δm_{32}^2 par rapport à l'incertitude totale pour les sets A et B respectivement. Dans l'ensemble les biais sur θ_{23} étaient étalés entre 3% et 144% et ceux sur Δm_{32}^2 entre 9% et 90%.

5.5 Résultats

Dans cette section est présenté le résultat de l'ajustement sur les données des *runs* 1 à 9. Comme présenté dans le Tableau 5.9 cet ensemble de données est constitué de 243 évènements dans l'échantillon 1R μ FHC, 75 1Re FHC, 102 1R μ RHC, 9 1Re RHC et 15 ν_e CC1 π . L'inclusion des données du *run* 9 a ajouté 34 candidats 1R μ RHC et 2 évènements 1Re RHC. On peut remarquer que plusieurs fluctuations statistiques, bien que compatibles avec les incertitudes statistiques et systématiques, semblent ici à l'oeuvre : les $\bar{\nu}_e$ semblent avoir une distribution compatible entièrement avec du bruit de fond (Fig.5.1), on observe moins de ν_μ qu'attendu, indiquant un mélange plus que maximal, à l'opposé on observe plus de $\bar{\nu}_\mu$ qu'attendus dans le cas d'un mélange maximal, on observe plus de ν_e et moins de $\bar{\nu}_e$ qu'attendus dans le cas d'une violation maximale de CP, et enfin plus de ν_e CC1 π qu'attendus²⁵.

	$\delta_{CP} = -\pi/2$	$\delta_{CP} = 0$	$\delta_{CP} = \pi/2$	$\delta_{CP} = \pi$	Data
FHC 1R μ	268.45	268.16	268.42	268.80	243
FHC 1Re	73.82	61.64	50.09	63.45	75
RHC 1R μ	95.49	95.27	95.49	95.73	102
RHC 1Re	11.76	13.42	14.91	13.10	9
FHC 1R ν_e CC1 π^+	6.928	6.00	4.86	5.89	15

Tableau 5.9 – Nombre d'évènements attendus dans chacun des échantillons pour les valeurs des paramètres d'oscillations du set d'Asimov A, du set A pour différentes valeurs de δ_{CP} , pour le set B ainsi que dans les données.

5.5.1 Point d'ajustement optimal

En premier lieu l'on cherche à définir le point d'ajustement optimal pour chaque hiérarchie dans l'espace à 4 dimensions des paramètres d'oscillations. Une simple minimisation dans cet espace permet d'obtenir l'ajustement optimal pour chacun des paramètres. Le Tableau 5.10 montre le résultat de cet ajustement sans utilisation des contraintes des réacteurs, le Tableau 5.11 avec.

²⁵Bien que l'incertitude systématique sur ces évènements soit plus considérable que dans les autres échantillons.

Paramètre	Point optimal	Paramètre	Point optimal
$\sin^2(2\theta_{13})$	0.103	$\sin^2(2\theta_{13})$	0.118
$\sin^2(\theta_{13})$	27×10^{-3}	$\sin^2(\theta_{13})$	30×10^{-3}
δ_{CP}	-1.85	δ_{CP}	-1.36
$ \Delta m_{32}^2 (\text{eV}^2/\text{c}^{-4})$	2.46×10^{-3}	$ \Delta m_{31}^2 (\text{eV}^2/\text{c}^{-4})$	2.44×10^{-3}
$\sin^2(\theta_{23})$	0.518	$\sin^2(\theta_{23})$	0.520

(a) Hiérarchie normale (b) Hiérarchie inverse

Tableau 5.10 – Résultat de l'ajustement des données des *runs* 1 à 9 dans l'espace à 4D sans contrainte des réacteurs.

Paramètre	Point optimal	Paramètre	Point optimal
$\sin^2(2\theta_{13})$	0.087	$\sin^2(2\theta_{13})$	0.088
$\sin^2(\theta_{13})$	22×10^{-3}	$\sin^2(\theta_{13})$	23×10^{-3}
δ_{CP}	-1.72	δ_{CP}	-1.48
$ \Delta m_{32}^2 (\text{eV}^2/\text{c}^{-4})$	2.45×10^{-3}	$ \Delta m_{31}^2 (\text{eV}^2/\text{c}^{-4})$	2.42×10^{-3}
$\sin^2(\theta_{23})$	0.544	$\sin^2(\theta_{23})$	0.544

(a) Hiérarchie normale (b) Hiérarchie inverse

Tableau 5.11 – Résultat de l'ajustement des données des *runs* 1 à 9 dans l'espace à 4D avec contrainte des réacteurs.

5.5.2 Intervalles de confiance des paramètres d'oscillation

Les intervalles de confiance des différents paramètres d'oscillation, à une ou deux dimensions en marginalisant sur les paramètres de nuisance ainsi que sur les paramètres d'oscillations mis à l'écart, sont obtenus à l'aide de la méthode du $\Delta\chi^2$ constant décrit dans la section 5.3.2.a. Les contours à deux dimensions sont définis par rapport aux minimum locaux de chacune des deux hiérarchies, à l'inverse des courbe de $\Delta\chi^2$ à une dimension qui sont définies par rapport au minimum global.

a Résultats de l'analyse

La Fig.5.13 montre les intervalles de confiance à deux dimensions pour $|\Delta m_{32}^2|$ ($|\Delta m_{31}^2|$ pour la hiérarchie inverse) - $\sin^2\theta_{23}$ résultant de l'ajustement aux données des *runs* 1-9 pour les deux hiérarchies avec et sans contrainte des réacteurs. Les Fig.5.14 et 5.15 complètent en montrant les courbes de $\Delta\chi^2$ à une dimension pour θ_{23} et Δm_{32}^2 . Comme dans le cas de l'ajustement du set A, la contrainte des réacteurs fait basculer vers l'octant supérieur de θ_{23} .

Pour les paramètres d'apparition, la Fig.5.16 montre les intervalles de confiance à deux dimensions pour δ_{CP} - $\sin^2\theta_{13}$ et les Fig.5.17 et 5.18 les courbes de $\Delta\chi^2$ à une dimension

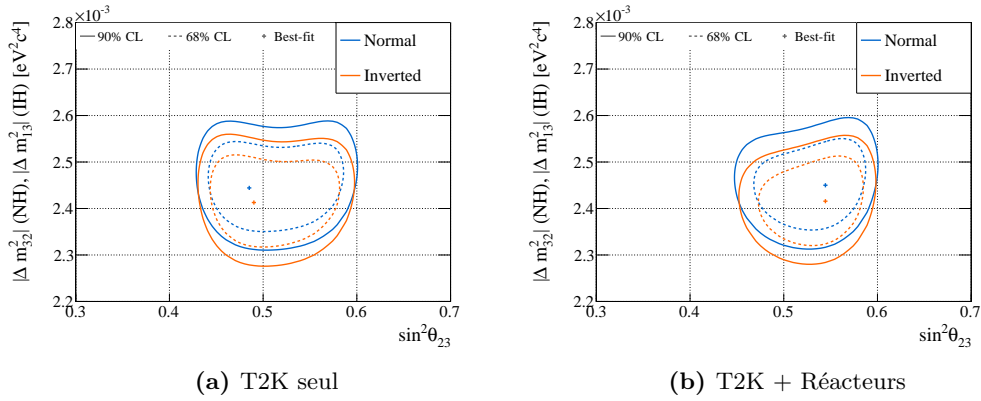


Figure 5.13 – Contours à deux dimension en $(|\Delta m_{32}^2|, |\Delta m_{31}^2|)$ pour la hiérarchie inverse, $(\sin^2\theta_{23})$ résultant de l’ajustement aux données pour les hiérarchies normale et inverse.

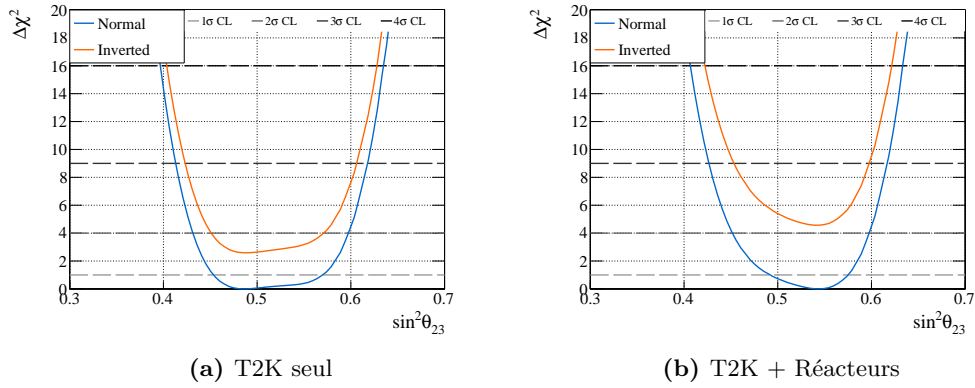


Figure 5.14 – $\Delta\chi^2$ à une dimension pour $\sin^2\theta_{23}$ résultant de l’ajustement aux données pour les hiérarchies normale et inverse.

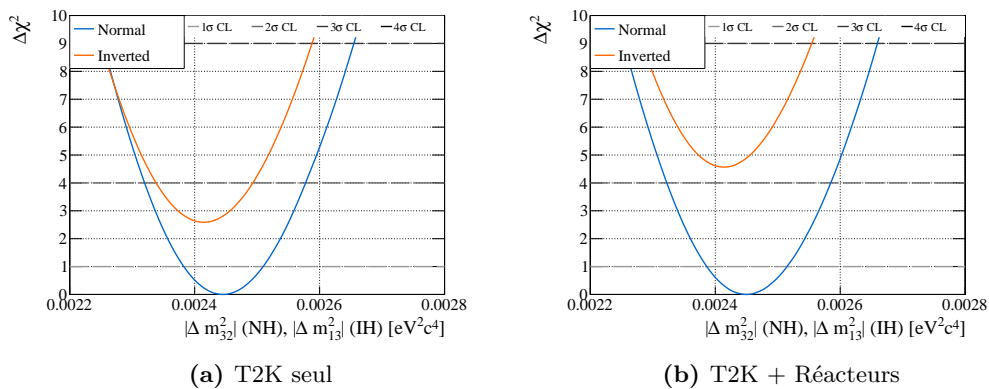


Figure 5.15 – $\Delta\chi^2$ à une dimension pour $|\Delta m_{32}^2|$ ($|\Delta m_{31}^2|$ pour la hiérarchie inverse) résultant de l’ajustement aux données pour les hiérarchies normale et inverse.

pour θ_{13} et δ_{CP} résultant de l’ajustement aux données. On s’intéresse ici en particulier à δ_{CP} , principal paramètre d’intérêt pour cette analyse. La contrainte des réacteurs permet

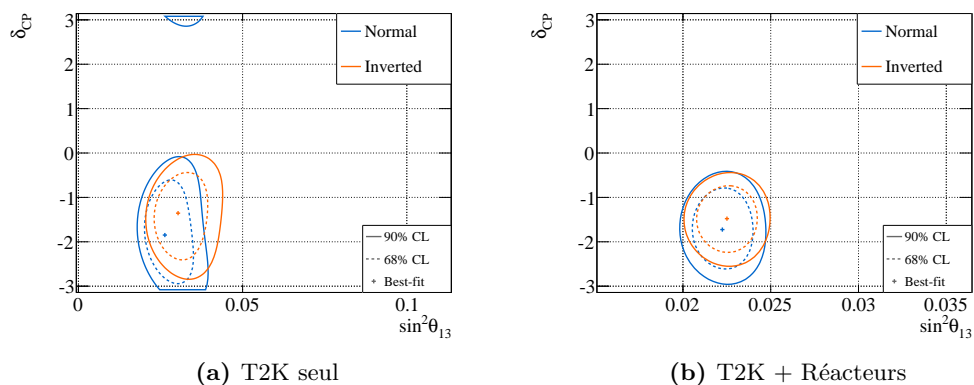


Figure 5.16 – Contours à deux dimension en $(\delta_{CP}, \sin^2\theta_{13})$ résultant de l'ajustement aux données pour les hiérarchies normale et inverse.

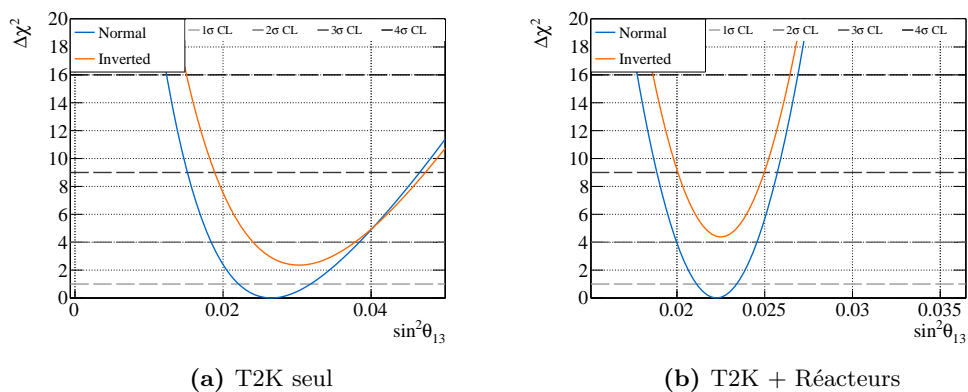


Figure 5.17 – $\Delta\chi^2$ à une dimension pour $\sin^2\theta_{13}$ résultant de l'ajustement aux données pour les hiérarchies normale et inverse.

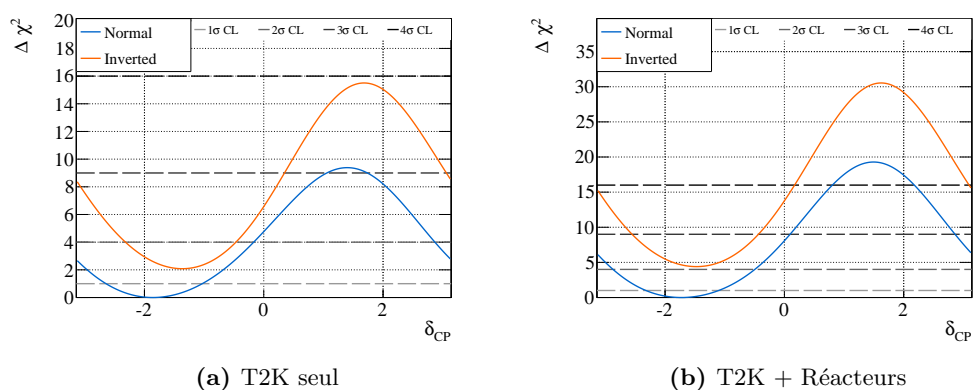
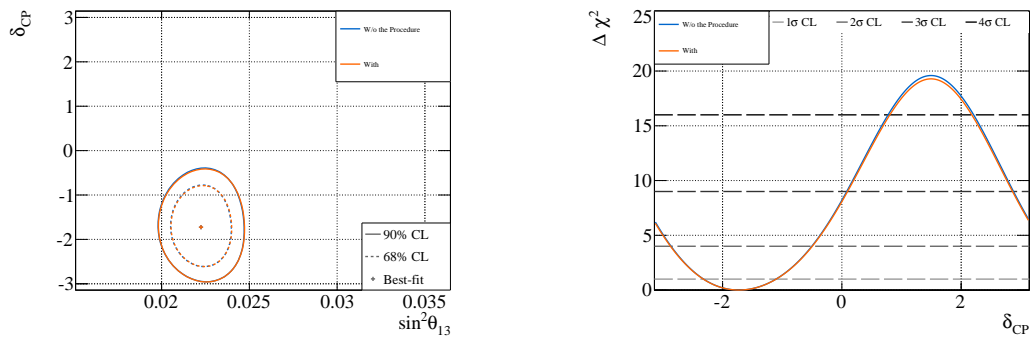


Figure 5.18 – $\Delta\chi^2$ à une dimension pour δ_{CP} résultant de l'ajustement aux données pour les hiérarchies normale et inverse.

d'augmenter grandement la sensibilité à δ_{CP} . La conclusion de l'analyse précédente tient, l'on exclut toujours de l'intervalle de confiance à 2σ les valeurs de δ_{CP} conservant la symétrie

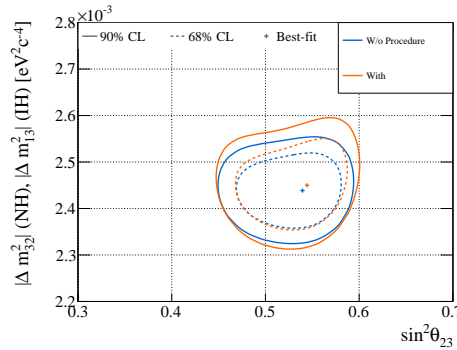
CP ($\delta_{CP} = 0, \pi$). Le point $\delta_{CP} = 0$ semble même être proche d'une exclusion à 3σ , et le $\Delta\chi^2$ entre les minima locaux de chacune des deux hiérarchies semble permettre d'exclure la hiérarchie inverse à 2σ . Ces intervalles de confiance doivent cependant être confirmés par la procédure de Feldman-Cousins décrite dans une prochaine section.

b Impact de l'incertitude sur la modélisation des section-efficaces



(a) Contours à deux dimensions en $\delta_{CP} - \sin^2\theta_{13}$.

(b) $\Delta\chi^2$ à une dimension pour δ_{CP} .



(c) Contours à deux dimensions en $|\Delta m_{32}^2|$ ($|\Delta m_{31}^2|$ pour la hiérarchie inverse) - $\sin^2\theta_{23}$.

Figure 5.19 – Résultats de l'analyse des données des *runs* 1-9 incluant la contrainte des réacteurs avec et sans la procédure d'inclusion d'incertitudes supplémentaires.

La Fig.5.19 montre l'effet sur l'analyse des données des *runs* 1-9 de l'inclusion des deux incertitudes additionnelles liées à la modélisation des section-efficaces : Fig.5.19a sur le contour $\delta_{CP} - \sin^2\theta_{13}$, Fig.5.19b sur le $\Delta\chi^2$ de δ_{CP} et Fig.5.19c sur le contour $|\Delta m_{32}^2|$ ($|\Delta m_{31}^2|$ pour la hiérarchie inverse) - $\sin^2\theta_{23}$. Ces incertitudes augmentent sensiblement la taille du contour des paramètres de disparition, et ne modifie qu'à la marge la sensibilité aux paramètres d'apparition, y compris δ_{CP} seul. On s'attend à un tel comportement : les biais observés étant larges en particulier sur les paramètres de disparition, les incertitudes implémentées gonflent en particulier l'incertitude sur ces paramètres par construction. Les deux incertitudes deviennent même là l'une des incertitudes dominantes de l'analyse. Cependant il est utile de noter que la sensibilité à δ_{CP} n'est quasiment pas altérée par la procédure et en particulier

l'annonce d'une exclusion à 2σ de la conservation de CP tient, que l'on considère ces incertitudes supplémentaires ou non.

5.5.3 Intervalles de confiance bayésiens

Il est aussi possible d'utiliser la *likelihood* marginale obtenue lors de l'ajustement pour produire des intervalles de confiance bayésiens. C'est particulièrement nécessaire lorsque les paramètres atteignent des limites physiques (θ_{23} maximal, ou la violation de CP maximale par exemple), auquel cas la méthode du $\Delta\chi^2$ constant peut donner des résultats erronés, mais que la méthode de Feldman-Cousins reste trop intensive d'un point de vue du calcul numérique. La *likelihood* marginale est tout d'abord lissée à l'aide d'une interpolation bicubique, de façon à ce que la discretisation de l'espace des paramètres n'ait pas un impact trop grand. Les intervalles sont par la suite rangés par taille de la *likelihood*, et l'on remplit simplement les intervalles jusqu'à obtenir la fraction de la *likelihood* totale désirée :

$$\int_{bins} p(\vec{\sigma} | N_e^{obs}, N_\mu^{obs}, \vec{x}_e, \vec{x}_f) = \alpha\% \quad (5.14)$$

avec p la probabilité postérieure définie comme :

$$p(\vec{\sigma} | N_e^{obs}, N_\mu^{obs}, \vec{x}_e, \vec{x}_f) = \frac{\mathcal{L}_{marg}(N_e^{obs}, N_\mu^{obs}, \vec{x}_e, \vec{x}_f, \vec{\sigma})p(\vec{\sigma})}{\int \mathcal{L}_{marg}(N_e^{obs}, N_\mu^{obs}, \vec{x}_e, \vec{x}_f, \vec{\sigma}')p(\vec{\sigma}')d\vec{\sigma}'} \quad (5.15)$$

avec $p(\vec{\sigma})$ la probabilité à priori de $\vec{\sigma}$. Une autre différence avec les intervalles montrés sur les figures précédentes : ici la hiérarchie de masse est considérée comme un paramètre discret avec deux valeurs, une pour chacune des deux hiérarchies. Ainsi la probabilité *a priori* dans le cas de la normale hiérarchie est $P(NH) = 1$, $P(IH) = 0$, et l'opposé pour la hiérarchie inverse. Lorsque l'on marginalise sur la hiérarchie, les deux hiérarchies sont équiprobables *a priori*, $P(NH) = P(IH) = 0.5$.

	Hiérarchie	Valeur Plus Probable	Limite Basse	Limite Haute
T2K seul	Normale	0.103	0.017	0.021
	Inverse	0.118	0.019	0.022
	Combinés	0.110	0.019	0.023
T2K + Réacteurs	Normale	0.0871	0.0043	0.0045
	Inverse	0.0881	0.0044	0.0044
	Combinés	0.0876	0.0043	0.0045

Tableau 5.12 – Intervalles de confiance à 68.3% pour $\sin^2 2\theta_{13}$ pour T2K seul et avec contrainte des réacteurs.

On peut ainsi extraire les bornes inférieure et supérieure des intervalles de confiance à 68.3% (1σ) pour chacun des paramètres, pour les deux hiérarchies et en marginalisant sur la hiérarchie, ainsi qu'avec et sans contrainte des réacteurs. Les Tableaux 5.12–5.15 montrent

	Hiérarchie	Valeur Plus Probable	Limite Basse	Limite Haute
T2K seul	Normale	0.487	0.024	0.067
	Inverse	0.488	0.026	0.061
	Combinés	0.487	0.046	0.064
T2K + Réacteurs	Normale	0.544	0.046	0.029
	Inverse	0.543	0.043	0.028
	Combinés	0.543	0.050	0.029

Tableau 5.13 – Intervalles de confiance à 68.3% pour $\sin^2 \theta_{23}$ pour T2K seul et avec contrainte des réacteurs.

	Hiérarchie	Valeur Plus Probable	Limite Basse	Limite Haute
T2K seul	Normale	2.446	0.063	0.065
	Inverse	2.414	0.065	0.067
	Combinés	2.430	0.066	0.068
T2K + Réacteurs	Normale	2.450	0.065	0.068
	Inverse	2.415	0.064	0.065
	Combinés	2.431	0.065	0.069

Tableau 5.14 – Intervalles de confiance à 68.3% pour Δm_{32}^2 (Δm_{31}^2) pour T2K seul et avec contrainte des réacteurs.

	Hiérarchie	Valeur Plus Probable	Limite Basse	Limite Haute
T2K seul	Normale	-1.86	0.80	0.85
	Inverse	-1.36	0.68	0.66
	Combinés	-1.71	0.82	0.81
T2K + Réacteurs	Normale	-1.72	0.58	0.61
	Inverse	-1.48	0.50	0.50
	Combinés	-1.69	0.58	0.60

Tableau 5.15 – Intervalles de confiance à 68.3% pour δ_{CP} pour T2K seul et avec contrainte des réacteurs.

ainsi les valeurs les plus probables avec les bornes supérieures et inférieures de ces intervalles de confiance à 68.3% pour $\sin^2 2\theta_{13}$, $\sin^2 \theta_{23}$, Δm_{32}^2 (Δm_{31}^2) et δ_{CP} . On remarque que l'ajout de la contrainte des réacteurs domine de façon logique le résultat sur θ_{13} , mais favorise aussi une valeur de θ_{23} pour l'octant supérieur. Ces résultats représentent un moyen concis de présenter les résultats de l'analyse, et représentent ainsi l'un des résultats principaux.

5.5.4 Tests d'hypothèses de hiérarchie et d'octant

Les hypothèses de hiérarchie de masse et d'octant de θ_{23} sont comparées de la même façon que présenté dans la section 5.3.2.b. Le Tableau 5.16 présente les résultats sans contrainte des réacteurs : avec une probabilité de 0.79 pour la hiérarchie normale et de 57% pour l'octant supérieur, on obtient des facteurs de Bayes²⁶ de 3.8 pour la hiérarchie normale et 1.3 pour l'octant supérieur²⁷. Le Tableau 5.17 montre ces mêmes comparaisons mais en incluant la contrainte des réacteurs. Dans ce cas, avec 91% de préférence pour la hiérarchie normale et 76% pour l'octant supérieur on obtient des facteurs de Bayes de 10.5 et 3.2 respectivement. On observe donc une "forte" préférence pour la hiérarchie normale, encore assez peu significative statistiquement mais qui augmente d'une analyse à l'autre.

	$\sin^2 2\theta_{23} < 0.5$	$\sin^2 2\theta_{23} > 0.5$	Total des lignes
Hiérarchie inverse	0.091	0.117	0.208
Hiérarchie normale	0.334	0.448	0.792
Total des colonnes	0.425	0.565	1

Tableau 5.16 – Probabilité postérieure des différentes hypothèses de hiérarchie de masse et d'octant de θ_{23} résultant de l'analyse des données pour T2K seul.

	$\sin^2 2\theta_{23} < 0.5$	$\sin^2 2\theta_{23} > 0.5$	Total des lignes
Hiérarchie inverse	0.025	0.062	0.087
Hiérarchie normale	0.212	0.711	0.913
Total des colonnes	0.237	0.763	1

Tableau 5.17 – Probabilité postérieure des différentes hypothèses de hiérarchie de masse et d'octant de θ_{23} résultant de l'analyse des données pour T2K incluant la contrainte des réacteurs.

5.5.5 Signification statistique du résultat : Feldman-Cousins

Le résultat principal de cette analyse étant l'exclusion ou non de la conservation de CP à 2σ , il est nécessaire de porter un intérêt tout particulier à la construction des intervalles de confiance de δ_{CP} . La méthode du $\Delta\chi^2$ constant repose en effet sur l'hypothèse que la *likelihood* est gaussienne autour du point maximal, hypothèse qui ne tient pas lorsqu'une

²⁶Définis comme le ratio de la probabilité postérieure dans l'hypothèse A, par rapport à l'hypothèse B.

²⁷Pour rappel, selon l'échelle de Jeffreys, un facteur de Bayes entre 0 et 5 "vaut à peine d'être mentionné", entre 5 et 10, la préférence pour l'hypothèse testée est "substantielle" et au delà de 10 cette préférence devient "forte".

limite physique est proche de la valeur d'ajustement optimal. Or la valeur optimale ajustée de δ_{CP} est proche de $-\pi/2$, limite physique. Afin d'obtenir des intervalles de confiance cohérents on peut appliquer la méthode dite de Feldman-Cousins [189]. Cette méthode permet de produire des valeurs critiques de $\Delta\chi^2$ pour plusieurs valeurs de δ_{CP} à partir desquelles l'on peut construire chacun des intervalles de confiance à 1σ , 90% , 2σ , 3σ . On calcule ainsi pour 9 points δ_i équidistants dans l'intervalle $[-\pi, \pi]$ pour les hiérarchies normale et inverse les valeurs critiques, et l'on utilise une interpolation linéaire entre ces points pour former la ligne de $\Delta\chi^2$ correspondant à chacune des sensibilités souhaitées.

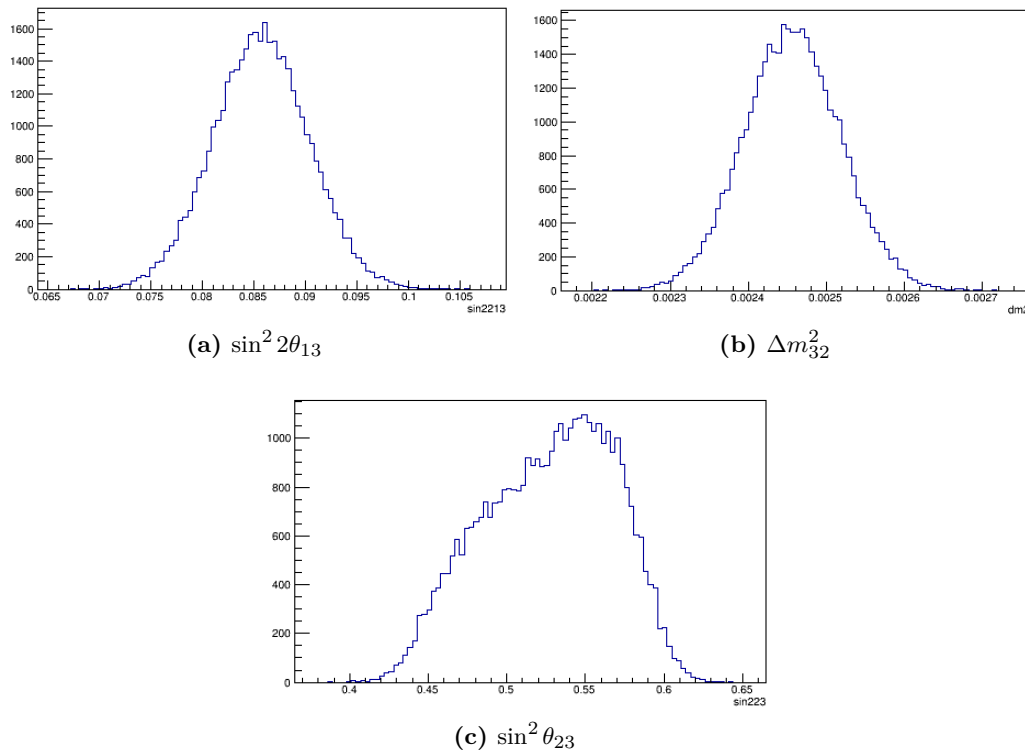


Figure 5.20 – Distributions des jets de paramètres d'oscillations utilisés lors de la procédure de Feldman-Cousins. θ_{13} est jeté à partir de la valeurs des réacteurs, et θ_{23} et Δm_{32}^2 à partir de la *likelihood* d'un Asimov au point d'ajustement optimal de l'ajustement des données, ici dans le cas de la hiérarchie normale.

La procédure est la suivante :

1. on produit 10^4 faux lots de données à partir des simulations pour chacun des points δ_i testés et chacune des deux hiérarchies. Ces lots de données prennent en compte les erreurs statistiques et systématiques, ainsi que la valeur de δ_{CP} , δ_i . Les jets de paramètres d'oscillations θ_{23} et Δm_{32}^2 utilisés pour construire ces lots de fausses données sont tirés à partir de la *likelihood* obtenue lors d'un ajustement d'Asimov sur le point d'ajustement optimal des données. De cette façon les lots de fausses données ressemblent aux véritables données, sans pour autant leur être totalement similaires. Le *smearing* de Δm_{32}^2 décrit précédemment est inclus de cette façon à la *likelihood* de Δm_{32}^2 . De son côté les jets de θ_{13} sont tirés de façon gaussienne à partir de la valeur des réacteurs [18]. Les jets de paramètres d'oscillations utilisés sont montrés sur la Fig.5.20 ;

2. Pour chaque faux lot de données et individuellement pour chacune des deux hypothèses de hiérarchie de masse :
 - a) on ajuste le lot de données en fixant δ_{CP} à sa valeur δ_i et en fixant la hiérarchie. Cet ajustement est produit de la même façon que les ajustements présentés précédemment, à l'aide de *toys* de marginalisation. On obtient de cette façon χ_{fixe}^2 ;
 - b) on ajuste une seconde fois le lot de données, cette fois-ci en laissant δ_{CP} libre, mais toujours en fixant la hiérarchie de masse. On obtient χ_{opt}^2 qui correspond au point d'ajustement optimal pour ce lot de données ;
 - c) on calcule le test-statistique $\Delta\chi^2 = \chi_{fixe}^2 - \chi_{opt}^2$;
3. on obtient de cette façon une distribution $f(\Delta\chi^2(\delta_{CP}))$ pour chacun des points δ_i et chacune des hiérarchies ;
4. à partir de cette distribution de $\Delta\chi^2$, on peut calculer les valeurs critiques $\Delta\chi_{crit}^2$ pour lesquelles X% des ajustements ont un $\Delta\chi^2$ inférieur (voir Fig.5.21) :

$$\Delta\chi_{crit}^2 = \int_0^{\Delta} \chi_{crit}^2 f(\Delta\chi^2(\delta_{CP})) d(\Delta\chi^2) = X\% \quad (5.16)$$

à laquelle on peut associer une erreur statistique sur le nombre de lots de données en considérant une fluctuation binomiale. Cette valeur critique représente le $\Delta\chi^2$ qu'il faut obtenir pour pouvoir affirmer qu'un point est exclu à X%.

5. on réitère pour chacun des δ_i afin d'obtenir toutes les valeurs critiques nécessaires.

La Fig.5.22 montre les valeurs critiques pour 1σ (68.27%), 90%, 2σ (95.45%) et 3σ (99.73%) pour les deux hiérarchies. On observe une certaine forme, avec des sensibilités plus fortes que celles que l'on peut obtenir avec la méthode du $\Delta\chi^2$ constant autour de $-\pi/2$ pour la hiérarchie normale, et $+\pi/2$ pour la hiérarchie inverse. Ceci est attendu, s'agissant là des deux limites physiques les plus extrêmes, avec respectivement la différence entre le nombre de ν_e et $\bar{\nu}_e$ la plus grande et la plus petite. Ainsi toute fluctuation statistique au-delà de ce point va avoir ces points comme ajustement optimal, menant à une sur-concentration des *toys* à ces endroits et donc des valeurs critiques plus faibles.

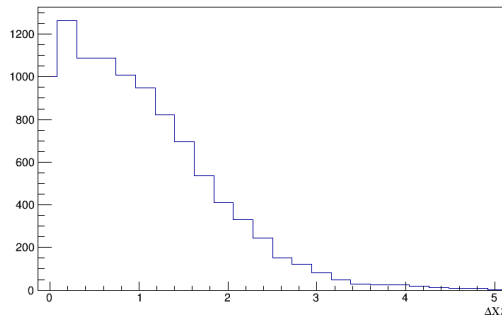


Figure 5.21 – Distributions des $\Delta\chi^2$ obtenus lors de la procédure de Feldman-Cousins pour le point $\delta_{CP} = -\pi/2$ pour la hiérarchie normale. À partir de cette distribution on peut obtenir l'ensemble des valeurs critiques en calculant le $\Delta\chi_{crit}^2$ pour lequel X% des ajustements se trouvent en dessous de cette valeur.

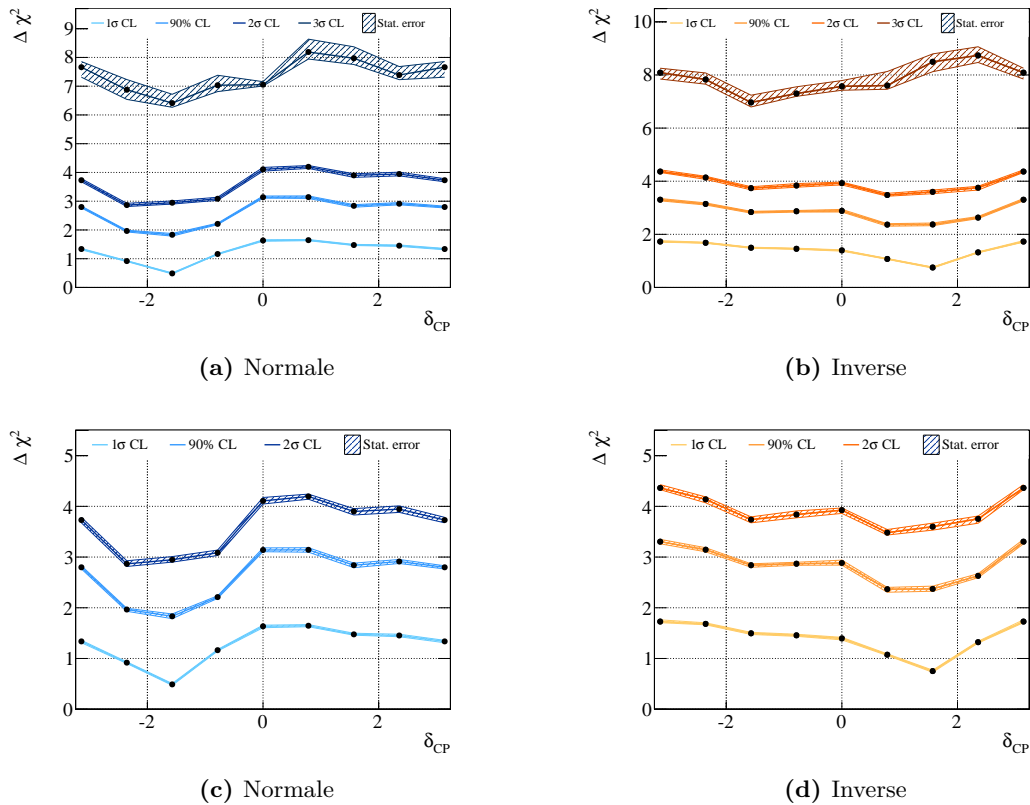


Figure 5.22 – Distributions des valeurs critiques $\Delta\chi^2_{crit}$ obtenues lors de la procédure de Feldman-Cousins en fonction des vraies valeurs δ_i de δ_{CP} testées et l'incertitude statistique associée. Des teintes de bleu pour la hiérarchie normale, orange pour la hiérarchie inverse, montrent les valeurs critiques pour 1σ , 90%, 2σ et 3σ sur les figures supérieures.

5.5.6 Résultats finaux et interprétations

Les valeurs critiques obtenues précédemment permettent de construire les intervalles de confiance de δ_{CP} proprement. Comme on peut le voir sur la Fig.5.23 l'intervalle de confiance à 2σ exclut toujours les deux valeurs conservant la symétrie CP, $\delta_{CP} = 0, \pi$. L'intervalle est $\delta_{CP} \in [-2.739, -0.6078]$ pour la hiérarchie normale. La hiérarchie inverse est elle en dehors de l'intervalle de confiance à 2σ , ce qui est cohérent avec le facteur de Bayes présenté précédemment. Bien que le nombre de lots de fausses données ne soit pas suffisant pour obtenir une erreur statistique assez faible, on peut regarder l'intervalle de confiance à 3σ pour δ_{CP} : $[-3.276, -0.1179]$ pour la hiérarchie normale et $[-2.418, -0.6298]$ pour la hiérarchie inverse. Il est donc nécessaire d'être prudent, mais l'on observe que la hiérarchie inverse et la conservation de CP est exclue à 3σ , et le point $\delta_{CP} = 0$ est exclu pour la hiérarchie normale. Cette sensibilité est en général relativement haute, et notamment beaucoup plus haute que celle à laquelle on peut s'attendre. Il suffit pour s'en convaincre de comparer les Fig.5.6-5.9 avec la Fig.5.18, démontrant que la sensibilité attendue est beaucoup plus faible que celle observée. Cela s'explique en partie par les valeurs qui semblent être favorisées et en partie par la fluctuation statistique en notre faveur que l'on observe : la hiérarchie normale avec

une violation de CP maximale est la configuration la plus favorable pour avoir une bonne sensibilité, et l'on observe plus de ν_e qu'attendus et moins de $\bar{\nu}_e$, situant les données en dehors de la région physique et par là-même améliorant notre sensibilité.

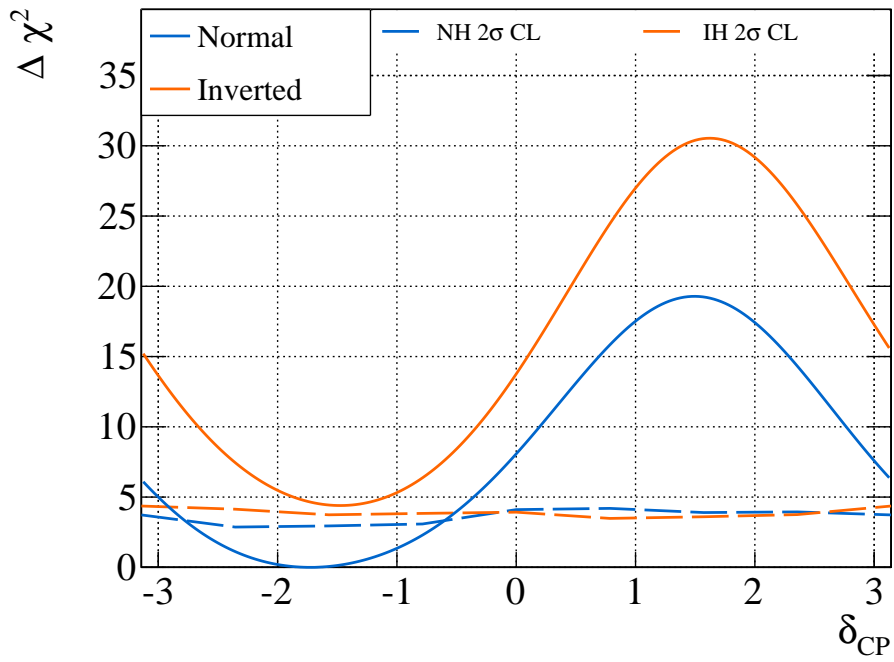
On ajoutera cependant qu'il est nécessaire de prendre l'annonce d'exclusion de la hiérarchie inverse à 2σ avec prudence : la sensibilité de l'analyse P-theta à la hiérarchie de masse est plus grande que celle obtenue à l'aide de VaLOR et MaCh3. Cette différence provient de deux sources :

- les variables utilisées lors de l'ajustement ne sont pas les mêmes, ce qui peut modifier la sensibilité, bien que les différences observées entre les groupes dans les set A et B de sensibilité soient relativement petites ;
- le paramètre implémenté à l'aide de la simulation alternative E_b dépend des intervalles utilisés dans l'ajustement et des intervalles en énergie du neutrino utilisés pour définir les fonctions de réponse. Là encore des différences entre P-theta et les autres groupes peuvent provoquer des différences dans les sensibilités.

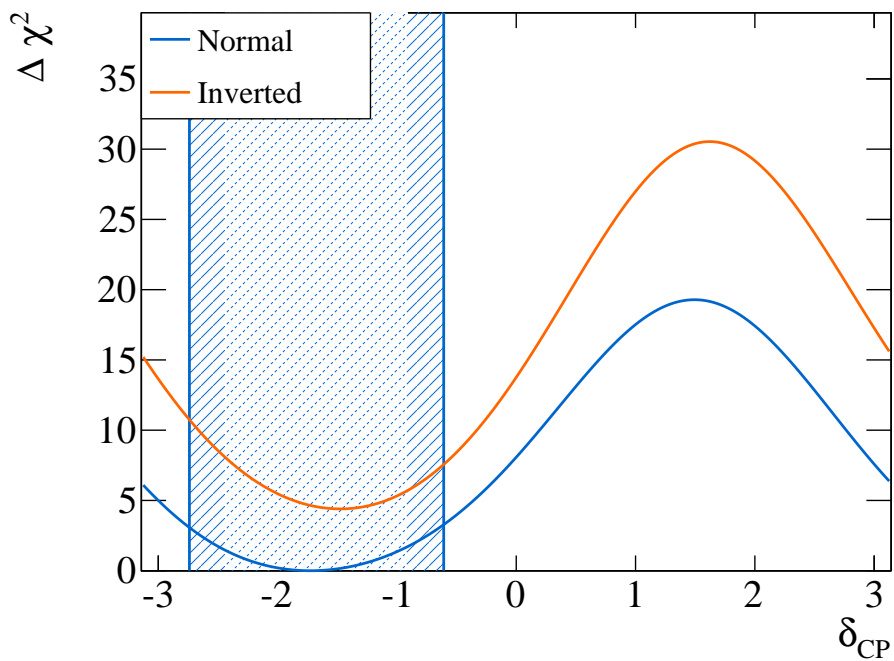
Ces deux sources de différences suffisent effectivement à expliquer la différence de sensibilité obtenue : des tests ont été effectués dans P-theta en utilisant les variables E_{rec}/θ et les mêmes fonctions de réponse que celle de MaCh3 et VaLOR et les différences disparaissent alors à la fois dans les contours, et dans la sensibilité à la hiérarchie de masse.

Il est cependant important de noter que la déclaration selon laquelle la conservation de la symétrie CP est exclue de l'intervalle de confiance à 2σ tient dans les trois analyses et reste un résultat robuste.

Enfin, on peut comparer les résultats de T2K aux résultats d'expériences concurrentes présentés à la conférence Neutrino2018. La Fig.5.24 montre ainsi la comparaison des résultats présentés ici pour la hiérarchie normale et des résultats de NO ν A [64] pour δ_{CP} et NO ν A, *Super-Kamiokande* [66], IceCUBE [67] et Minos+ [65] pour les paramètres de disparition θ_{23} et Δm_{32}^2 . T2K a ainsi une place avantageuse, avec une des contraintes les plus fortes dans le plan $\theta_{23} - \Delta m_{32}^2$, et le point optimal de l'ajustement se trouvant dans les intervalles de confiance à 90% de l'ensemble des autres expériences. On observe une légère tension (de l'ordre $\sim 1\sigma$) entre NO ν A et T2K pour le résultat sur δ_{CP} , qui reste cependant encore peu significative, les résultats de la collaboration NO ν A contraignant peu δ_{CP} pour le moment en comparaison de T2K.

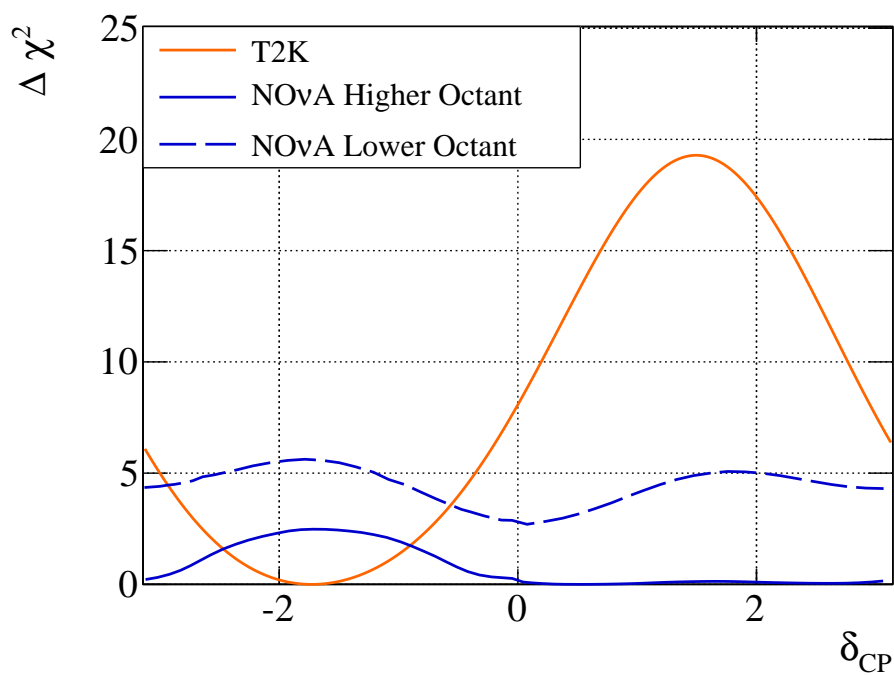


(a)

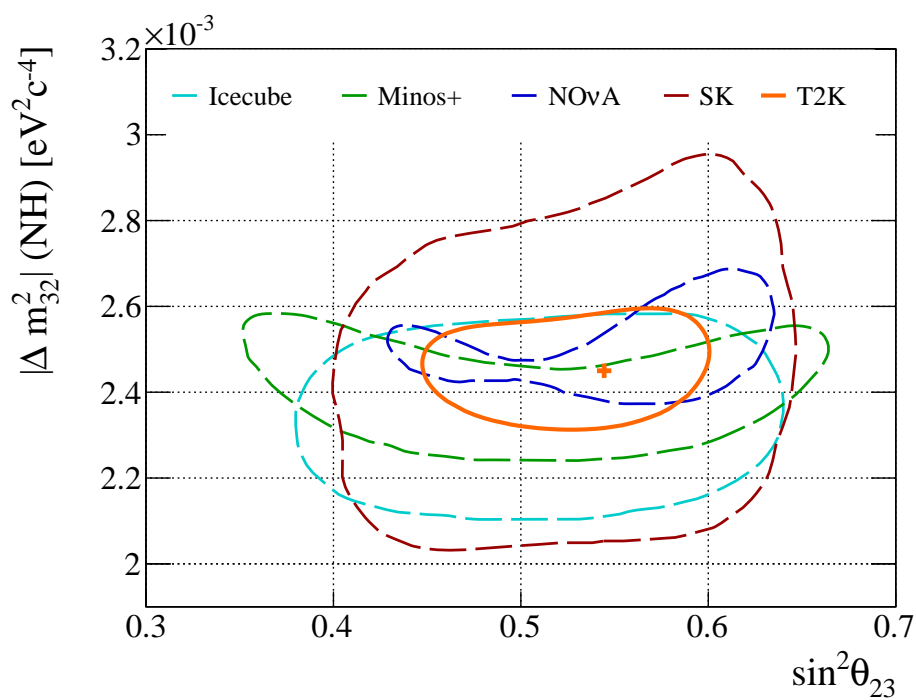


(b)

Figure 5.23 – Distribution des $\Delta\chi^2$ en fonction de δ_{CP} pour l'ajustement des données avec la contrainte des réacteurs. Les valeurs critiques obtenues à l'aide de la procédure de Feldman-Cousins sont utilisées afin de construire les intervalles de confiance à 2σ .



(a)



(b)

Figure 5.24 – Comparaison des résultats de T2K avec d'autres expériences pour la hiérarchie normale : NO ν A [64] pour δ_{CP} et NO ν A, *Super-Kamiokande* [66], IceCUBE [67] et Minos+ [65] pour les paramètres de disparition θ_{23} et Δm_{32}^2 . Les contours représentent les intervalles de confiance à 90% pour la hiérarchie normale.

Partie III

PERSPECTIVES

6

PERSPECTIVES ET SENSIBILITÉ DE L'EXPÉRIENCE T2K

Sommaire

6.1	T2K II	211
6.2	L'amélioration du détecteur proche	213
6.2.1	Problématiques sur l'efficacité du détecteur proche	213
6.2.2	Configurations envisagées	215
6.3	Études de sensibilité	216
6.3.1	Efficacités dans les différentes configurations	217
6.3.2	Sensibilité de l'analyse des oscillations après l'upgrade	219
6.3.2.a	Amélioration des contraintes	222
6.3.2.b	Études avec des simulations alternatives	225
6.4	Perspectives	228

6.1 T2K II

L'expérience T2K fut initialement prévue pour prendre des données à hauteur de 7.8×10^{21} POT jusqu'en 2021. Cependant, la bonne sensibilité de l'expérience T2K aux différents paramètres d'oscillation, et en particulier la bonne sensibilité à δ_{CP} provenant des mesures des différents angles de mélange comme étant non-nuls, et l'espace que laisse l'arrivée en 2026 des expériences de prochaine génération Hyper-Kamiokande et DUNE (voir section 1.6), a poussé la collaboration T2K à proposer une extension de la prise de données de T2K [190]. Cette extension, prolongeant la prise de données jusqu'à l'accumulation de 20×10^{21} POT, est appelée T2K II (ou parfois T2K phase II). Cet effort permet, au delà de ses résultats de physique dont on présentera la sensibilité dans les prochaines sections, d'avancer graduellement vers Hyper-Kamiokande, expérience basée en partie sur la même méthode de détection que T2K.

Afin d'obtenir une telle statistique dans la fenêtre accessible entre la fin de T2K et l'arrivée de Hyper-Kamiokande, et afin de préparer la ligne de faisceau qui sera utilisée dans l'expérience Hyper-Kamiokande, des améliorations de la ligne de faisceau permettant d'augmenter la puissance du faisceau sont nécessaires. Ces améliorations sont d'ores et déjà prévues et

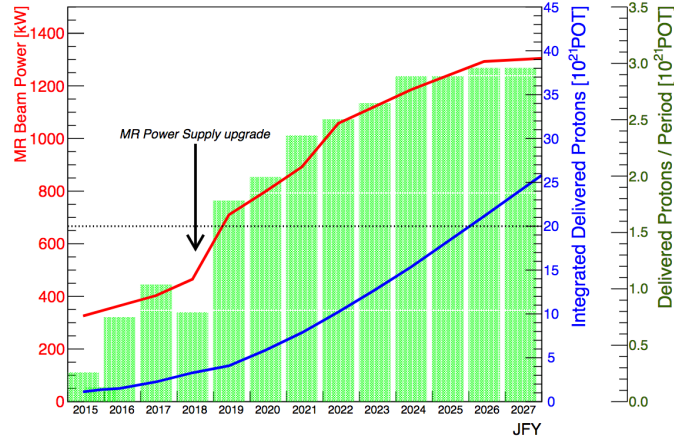


Figure 6.1 – Valeurs prédictives de la puissance du faisceau de neutrinos et de l’accumulation de POT dans les prochaines années.

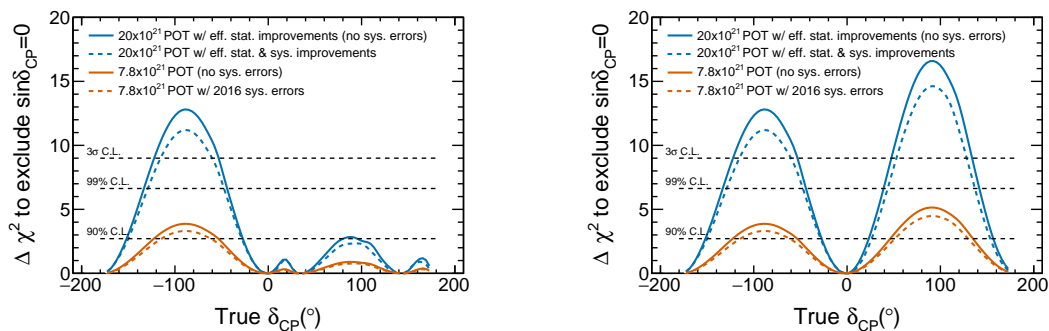
le calendrier est présenté sur la Fig.6.1. La puissance du faisceau devrait ainsi augmenter progressivement jusqu’à atteindre 1.3 MW en 2025, à comparer aux 480 kW actuels.

T2K II permettrait ainsi de continuer le travail effectué lors de la première phase de l’expérience donnant accès à des contraintes plus fortes à la fois dans le plan $\Delta m_{32}^2 - \theta_{23}$ mais aussi sur la violation de CP dans le secteur leptonique, en particulier si les données continuent de préférer une violation maximale. La Fig.6.2 montre la sensibilité à δ_{CP} en fonction de la valeur véritable de δ_{CP} et de la statistique accumulée : la sensibilité obtenue pour $\delta_{CP} = -\pi/2$ est au delà de 3σ , de même pour le cas $+\pi/2$ si la hiérarchie de masse est connue¹, et la sensibilité à l’exclusion de $\delta_{CP} = 0$ dépasse les 3σ dès $\sim 15 \times 10^{21}$ POT et ce pour θ_{23} maximal ou non.

Cependant l’accès à une telle statistique nécessite de s’assurer que les incertitudes systématiques ne deviennent pas majoritaires afin d’obtenir une sensibilité aussi bonne que possible. Les sensibilités présentées sur la Fig.6.2 montrent ainsi la sensibilité que T2K II peut atteindre sans aucune systématiques (lignes pleines) et en considérant que l’incertitude systématique est réduite de 6-7% aujourd’hui aux alentours de 3% pour T2K II (ligne pointillées). Atteindre un tel ordre de grandeur pour les incertitudes systématiques nécessite une bonne compréhension à la fois du flux et des section-efficaces de neutrinos, et donc l’inclusion de nouvelles données externes pour produire ces modèles², mais aussi une contrainte plus efficace venant de l’analyse des données du détecteur proche.

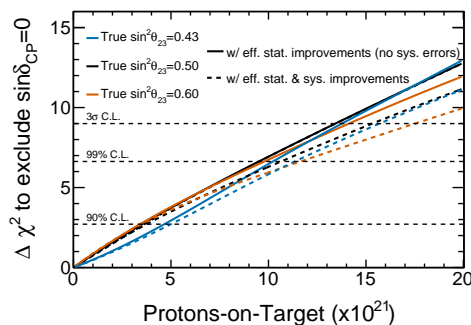
¹La tendance actuelle d’une préférence aux alentours de 2σ pour la hiérarchie normale, aussi bien pour les expériences de *long baseline* que pour celle de neutrinos atmosphériques, indique qu’une détermination de la hiérarchie de masse dans la décennie prochaine est loin d’être exclue.

²L’inclusion des nouvelles données de NA61/SHINE avec la cible réplique de celle de T2K par exemple.



(a) En fonction de δ_{CP} dans le cas où la hiérarchie de masse est non déterminée pour la statistique de T2K phase 2.

(b) En fonction de δ_{CP} dans le cas où la hiérarchie de masse est déterminée pour la statistique de T2K phase 2.



(c) En fonction de la statistique de l'expérience.

Figure 6.2 – Sensibilité à la violation de CP de la phase 2 de T2K admettant une amélioration des systématiques.

6.2 L'amélioration du détecteur proche

6.2.1 Problématiques sur l'efficacité du détecteur proche

Outre les incertitudes systématiques sur le flux qui doivent être améliorées en grande partie par l'amélioration de la ligne de faisceau et l'addition de nouveaux lots de données externes venants de mesures de hadro-production, les systématiques dominantes proviennent des prédictions des modèles de section-efficaces. Comme cela a été largement présenté précédemment l'analyse d'oscillation est basée sur la reconstruction de l'énergie du neutrino incident à l'aide de la cinématique du lepton produit dans l'hypothèse qu'il a interagi par interaction courant-charge, ou avec production résonnante de pion. Cela a pour inconvénient le fait que toute particule produite non détectée, changeant la topologie de l'évènement, et tout effet nucléaire mal modélisé, changeant la cinématique de l'état final, peuvent introduire un biais sur l'analyse. L'analyse des données du détecteur proche, si la liberté des modèles est suffisante (voir 5.4), permet normalement de contraindre ce type d'effets.

Cependant l'espace des phases accessible aux sélections utilisées dans l'analyse d'oscillation (voir 4.1.1) est limité, à la fois en angle et en impulsion du muon. L'acceptance en angle de la sélection est relativement faible et ne couvre que les traces allant à l'avant, dans le sens du faisceau (Fig.4.1b). Cette coupure dans l'espace des phases peut être considérée comme étant une faiblesse de ces sélections, la sélection d'évènements à *Super-Kamiokande* s'effectuant elle sur un angle solide de 4π . Cette différence dans l'espace des phases des données aux détecteurs proche et lointain force l'analyse à se reposer sur des modèles afin d'extrapoler les section-efficaces à grand angle et à l'arrière. De façon similaire la mauvaise sensibilité aux particules de basse impulsion (Fig.4.1b) nous prive de certaines informations, notamment *via* la reconstruction des protons produits lors d'interactions 2p2h dont l'étude pourrait permettre de mieux contraindre ce type d'interactions.

Un effort est fait depuis plusieurs années dans T2K afin d'améliorer les sélections et d'obtenir une plus grande acceptance. Dans cette optique, une sélection, dite 4π a été développée. L'utilisation du temps de vol des particules entre les détecteurs permet de reconstruire le sens de la trace et de rejeter la majorité des évènements provenant de l'extérieur du FGD. Différents types de topologies sont ainsi utilisés : les traces commençant dans le FGD1 et finissant dans le PØD, ou FGD1-PØD, puis FGD2-FGD1, FGD1-ECal, et FGD2-ECal. Cette sélection permet d'augmenter de manière significative l'efficacité de sélection des traces à l'arrière et à haut angle ainsi qu'à basse impulsion (Fig.6.3). Cette sélection est utilisée à ce jour uniquement dans des mesures de section-efficaces, dont une s'intéressant à la cinématique des protons produits lors de l'interaction courant-charge sans pion dans l'état final [113, 191], ainsi qu'une mesure inclusive de la section-efficace courant-charge en fonction de l'angle [192]. Un travail est en cours afin de rendre cette sélection disponible à l'analyse d'oscillation.

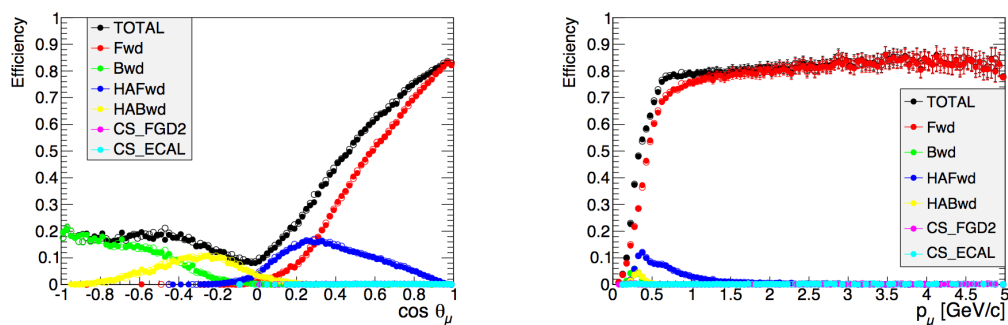


Figure 6.3 – Efficacité de la sélection 4π dans le FGD1 en fonction de l'angle et l'impulsion du muon [192]. La partie à l'avant, en rouge, est équivalente à la sélection classique utilisée dans l'analyse d'oscillation.

Cependant, bien qu'il soit possible d'améliorer encore les sélections utilisées dans l'analyse d'oscillation, il est nécessaire de garder à l'esprit que la géométrie du détecteur ne permet pas d'améliorer ces efficacités au delà d'une certaine limite. Les traces à haut angle, traversant FGD et ECal seulement ou avec une longueur de trace trop faible dans les TPC ont une efficacité de reconstruction relativement faible, et ont surtout une faible résolution en impulsion que les TPC permettent normalement d'améliorer grandement. Le fonctionnement même des FGD ne permet pas d'avoir une bonne reconstruction pour les traces très verticales :

les traces parallèles aux barres des FGD ne peuvent pas être proprement reconstruites, expliquant le creux que l'on observe sur l'efficacité autour de $\cos\theta = 0$ sur la Fig.6.3. De même les particules de faible impulsion (typiquement en dessous de 400 MeV) sont mal, voire pas du tout, reconstruites, n'atteignant pas les TPC.

Ces zones non-couvertes dans l'espace des phases risquent ainsi de limiter les réductions de systématiques qui risquent alors de devenir dominantes, le détecteur ND280 n'ayant pas été construit dans l'optique d'une telle statistique. C'est dans ce contexte qu'une mise à niveau du détecteur proche est en cours d'étude.

6.2.2 Configurations envisagées

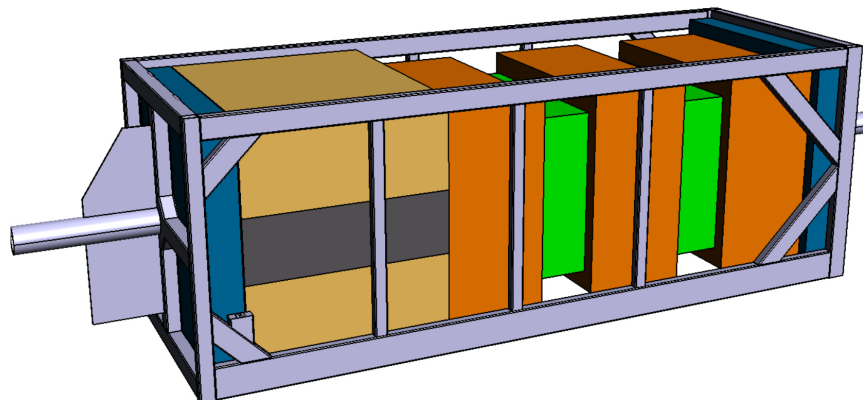


Figure 6.4 – Schéma de la configuration choisie pour l'amélioration du détecteur proche de T2K. Le PØD est remplacé par une cible et deux TPC horizontales entourées de compteurs de temps de vol sur les 6 faces.

Prenant pour base l'amélioration de l'efficacité de ND280 à basse impulsion et pour des traces à haut-angle, plusieurs configurations ont été étudiées pour la mise à niveau du détecteur. Dans la configuration qui a été retenue³ (voir Fig.6.4) le PØD est retiré et remplacé par une cible associée à deux TPC horizontales, le tout entouré de compteurs de temps de vol sur les 6 faces tandis que le reste du *tracker*, à savoir les 3 TPC et 2 FGD, restent en place. Cette configuration fait maintenant l'objet d'études, aussi bien d'un point de vue des sensibilités que techniques en vue d'une installation en 2020-2021 [194].

Le choix de la cible s'est porté sur une cible en carbone uniquement : une cible contenant de l'eau en son sein permettrait de réduire l'incertitude sur les différences entre interaction sur carbone et oxygène, mais des études de sensibilité ont montrés que les contraintes ne

³Deux autres configurations, sans le PØD, remplaçant les FGD par des cibles de types WAGASHI (une remplie d'eau et l'autre de plastique pour obtenir des cibles d'oxygène et de carbone) et entourée de deux TPC horizontales ont été envisagées. Les études de sensibilités présentées ci-dessous ont été en partie menées sur ces configurations, concluant à une faible différence dans les sensibilités avec la configuration actuellement préférée [193], celle-ci permettant entre autre de garder intacte une partie du détecteur qui fonctionne extrêmement bien en dehors des limitations sur l'espace des phases.

seraient pas assez fortes pour compenser la perte de volume actif pour le détecteur, et donc de sensibilité aux particules de faible impulsion [195]. La cible proposée est ainsi basée sur un ensemble de cubes de scintillateur (polystyrène dopé) d' 1 cm^3 appelé Super-FGD [196]. Le projet actuel prévoit de composer ce sous-détecteur de 2 160 000 cubes, pour une taille de $1.8 \times 0.6 \times 2.0\text{ m}^3$. La très fine granularité de ce type de détecteur permet d'avoir une excellente résolution pour les particules de faibles impulsions contenues dans le sous-détecteur. De plus la lecture de la lumière se fait dans chacun des trois plans et évite ainsi le problème présent dans les FGD d'une dimension pour laquelle l'efficacité est moindre. Une mise en faisceau d'un prototype est prévue pour l'été 2018 au CERN.

Les deux TPC horizontales qui encadrent le Super-FGD utilisent les mêmes technologies que celles développées pour les TPC actuellement en place dans ND280 [112]. Des développements sont cependant en cours pour proposer des améliorations, et notamment des modules micro-megas résistifs qui permettent de réduire le nombre d'étincelles et donc de simplifier l'architecture en se passant d'une partie du blindage de l'électronique. Là encore, une mise en faisceau d'un prototype de TPC est prévu pour l'été 2018.

Enfin les compteurs de temps de vol entourant cette nouvelle partie du détecteur sur ses 6 faces seront constitués de couches de scintillateurs permettant de connaître le temps de vol des particules, et donc de savoir si la trace commence ou finit dans la cible, une des principales systématiques des échantillons à grand-angle dans la configuration actuelle de ND280. Une résolution en temps de $0.5 - 0.8\ \mu\text{s}$ est nécessaire pour reconstruire efficacement la direction des traces de particules chargées.

Ces trois nouveaux types de sous-détecteurs permettent l'accès à un espace des phases plus complet : les traces de basse impulsion, et notamment les protons, permettant d'accéder à des informations sur les interactions nucléaires, sont reconstruites dans la cible grâce à sa haute granularité. De leur côté les TPC horizontales offrent une sensibilité aux traces à haut-angle équivalente à celle aux traces vers l'avant du couple FGD-TPC qui a prouvé son efficacité. Si l'on ajoute à ceci la vérification grâce aux compteurs de temps de vol de la direction de la trace cela permet de construire des échantillons de traces à haut-angle et de traces contenues dans la cible relativement purs et avec une bonne efficacité.

Autre que l'espace des phases plus complet que permet d'obtenir cette mise à niveau du détecteur, il donne aussi accès à une statistique bien plus grande de par la taille de son volume actif. Le détecteur actuel a environ 2.2 t de masse active (1.1 t par FGD) auquel il faut ajouter les 2.1 t du Super-FGD doublant la statistique accessible à l'expérience.

6.3 Études de sensibilité

Afin de comprendre comment la mise au niveau du détecteur proche modifie la sensibilité de l'analyse d'oscillation plusieurs études de sensibilité ont été effectuées. La sélection d'évènements dans le détecteur amélioré a été entièrement simulée afin d'en extraire des efficacités de sélection. celles-ci sont ensuite utilisées pour construire des sélections d'évènements, représentatives de ce qui peut être utilisé dans le cadre d'une analyse d'oscillation, considérées

en entrée d’ajustements calqués sur ceux du BANFF (voir chapitre 4). Le développement des sélections est décrit en détail dans [195], et l’on s’attachera ici à présenter les études de sensibilité que j’ai pu développer lors de ma thèse [193, 194].

6.3.1 Efficacités dans les différentes configurations

Il est nécessaire de bien connaître l’efficacité du détecteur à reconstruire les événements d’intérêt, en premier lieu afin de vérifier que l’on améliore bien la couverture de l’espace des phases, et en second lieu afin d’utiliser ces informations dans les différentes études de sensibilité.

Pour extraire les efficacités, le logiciel GEANT4 est utilisé pour simuler la réponse du détecteur amélioré. Ces informations vraies sur les particules se propageant dans le détecteur sont pseudo-reconstruites, de façon à imiter la reconstruction. Il s’agit là d’un processus très similaire à celui utilisé dans la production de Monte-Carlo pour les analyses de T2K. Afin de comparer ce qui est comparable on simule de la même façon le détecteur actuel, et l’ensemble des résultats montrés par la suite comparent les détecteurs actuel et amélioré, tout deux simulés de façon strictement équivalente.

La pseudo-reconstruction des événements cherche à imiter les effets observés lors de la reconstruction : les traces dans les TPC, FGD et ECal ne sont considérées qu’après une certaine longueur, les distributions en impulsions et dE/dx sont étalées afin d’imiter la résolution du détecteur, et chaque trace a une probabilité de voir sa charge mal reconstruite ou d’être mal identifiée. Toutes ces modifications sont basées sur la résolution effective du détecteur actuel. Dans le cas du Super-FGD, aucune donnée ne permettant d’évaluer correctement ces effets, des coupures simples sont définies sur le nombre de fibres nécessaires, la position de la trace dans le détecteur et la séparation des différentes traces pour simuler la reconstruction.

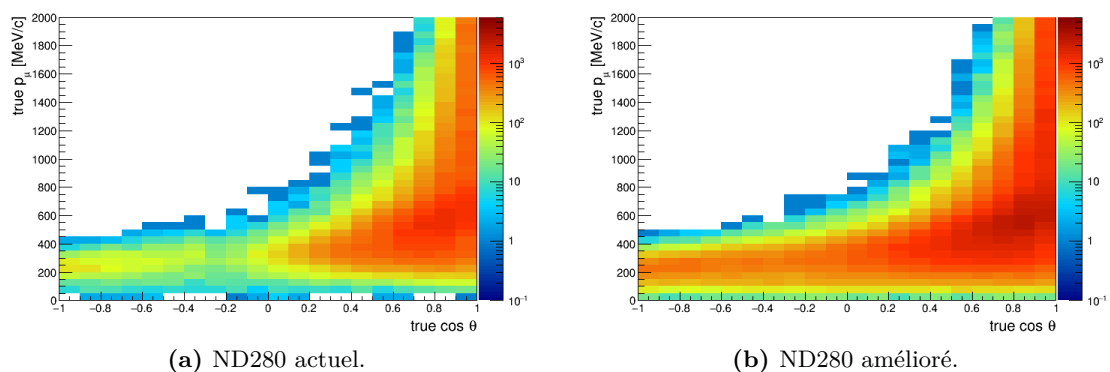


Figure 6.5 – Nombre d’événements ν_μ courant-charge sélectionnés dans la configuration actuelle (FGD1+FGD2) et améliorée (FGD1+FGD2+Super-FGD) en fonction de l’impulsion du muon et du $\cos\theta$.

De cette façon on obtient en ensemble de données simulées et l'ensemble des variables reconstruites associées. Il est donc possible à ce stade d'appliquer une sélection d'évènements de la même façon qu'actuellement. On cherche ainsi à sélectionner les ν_μ par la détection du lepton produit par son interaction dans les deux FGD et le Super-FGD. La sélection utilisée lors cette étude est basée sur la sélection à 4π développée pour certaines analyses de T2K et décrite précédemment : le vertex de l'interaction doit se trouver dans la cible (FGD ou Super-FGD), une trace identifiée comme un muon doit être reconstruite dans les TPC ou l'ECal. On obtient ainsi une sélection d'évènements que l'on peut ordonner dans des intervalles en impulsion et angle du muon de façon similaire aux sélections utilisées dans le BANFF. La Fig.6.5 montre ainsi une comparaison entre la sélection ainsi développée dans la configuration améliorée, considérant alors les deux FGD et le Super-FGD, et la configuration actuelle, avec seulement les deux FGD. On remarque que l'on observe des comportements proches de ce que l'on attend : la sélection actuelle a un nombre d'évènements très concentré à l'avant, avec peu d'évènements totalement verticaux. De son côté la sélection d'évènements dans la simulation du détecteur amélioré a une distribution sans discontinuité en angle et une sensibilité accrue pour de faibles impulsions, en particulier à haut-angle. On peut aussi observer⁴ que le nombre d'évènements sélectionnés est plus grand dans le cas amélioré, la masse totale étant alors deux fois plus grande. L'accès à un espace des phases plus grand est aussi visible dans la Fig.6.6 qui montre la même sélection mais répartie dans des intervalles en énergie du neutrino incident et l'impulsion transmise, Q^2 , de la réaction : on observe une grande augmentation du nombre d'évènements dans la région à $0.4 - 0.8$ GeV pour $Q^2 > 0.3$. Cette plus grande couverture de la région à plus grand Q^2 pour des énergies proches de celle du pic du faisceau de neutrino, que l'on pouvait déjà deviner en observant une augmentation du nombre d'évènements à haut-angle, est d'une importance particulière pour aider à mieux contraindre les modèles de section-efficace, en particulier les modèles des interactions non quasi-élastiques (effets nucléaires, 2p2h, CC-RES, *etc.*), pour lesquelles l'incertitude sur les modèles est relativement large.

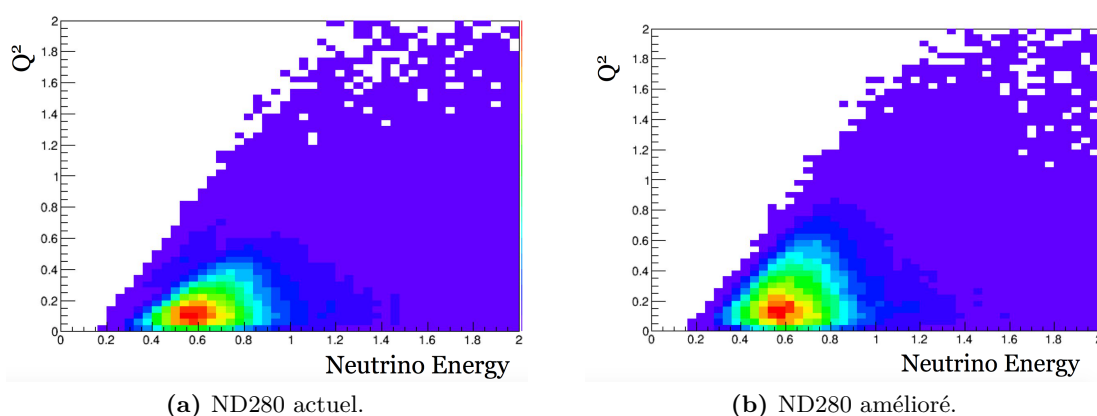


Figure 6.6 – Nombre d'évènements ν_μ courant-charge sélectionnés dans la configuration actuelle (FGD1+FGD2) et améliorée (FGD1+FGD2+Super-FGD) en fonction de l'énergie du neutrino et du Q^2 de la réaction.

À l'aide de ces sélections il est possible de construire les efficacités des sélections dans les configurations actuelle et amélioré. La Fig.6.7 montre ainsi les efficacités de reconstruction

⁴Ou deviner.

des muons produits par l'interaction courant-chargé d'un ν_μ dans l'une des cibles (FGD1, FGD2 ou Super-FGD) en fonction de son angle et son impulsion. Ce que l'on observait déjà sur les distributions d'événements est confirmé : une efficacité accrue à faible impulsion et sans discontinuité en angle dans le Super-FGD. Les différentes efficacités de reconstruction, en particulier des muons, sont par la suite utilisées en entrée d'ajustements que l'on décrira dans la section suivante⁵.

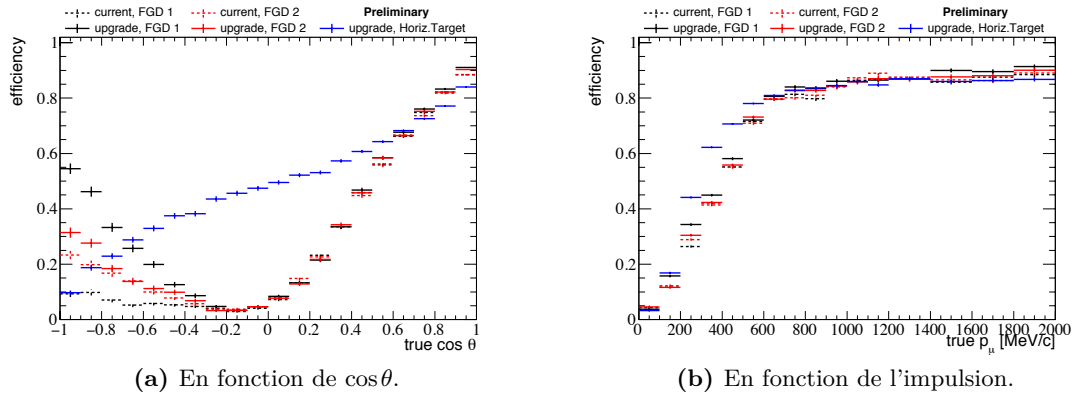


Figure 6.7 – Efficacité de la sélection d'événements ν_μ courant-chargé dans les FGD et la nouvelle cible pour la configuration actuelle de ND280 et l'amélioration du détecteur.

6.3.2 Sensibilité de l'analyse des oscillations après l'upgrade

La mise à niveau du détecteur proche donne accès à une espace des phases plus conséquent et permet de réduire la dépendance aux modèles lors de l'extrapolation à *Super-Kamiokande*. Si cette amélioration permet une meilleure robustesse d'une future analyse d'oscillation, mesurer l'impact précis sur celle-ci de cette mise à niveau reste difficile. C'est dans cette optique qu'un outil a été développé, basé sur les outils de l'analyse d'oscillation actuelle : le BANFF est ainsi modifié pour utiliser les efficacités décrites précédemment pour construire des sélections d'événements dans le détecteur proche à partir des Monte-Carlo utilisées par la suite pour contraindre les modèles de section-efficace et de flux. Ces sélections, construites à partir d'efficacités et non directement des simulations présentées précédemment permettent d'utiliser l'ensemble de la chaîne d'analyse classique de T2K ainsi que les Monte-Carlo officielles, restant de cette façon au plus proche de l'analyse officielle.

Les sélections d'événements sont construites à partir des efficacités obtenues par les simulations complètes de ND280 présentées précédemment. On extrait ainsi de l'analyse de ces simulations des modèles à deux dimensions (angle et impulsion) de l'efficacité de détection de certains processus à la fois pour la configuration actuelle de ND280 comme pour sa version améliorée. Ainsi pour chacune des cibles (FGD1, FGD2 et Super-FGD dans le cas de la version améliorée) et indépendamment pour un faisceau de ν_μ et de $\bar{\nu}_\mu$ on extrait :

⁵Cette fois-ci sous la forme d'efficacités à deux dimensions en impulsion et angle et non simplement à une dimension.

- les efficacités de sélection des muons provenant de l'interaction d'un ν_μ dans la cible par interaction courant-chargé ;
- la probabilité de mal identifier la particule de plus haute impulsion de l'évènement (si ce n'est pas effectivement le muon) comme étant le muon ;
- les efficacités de détection des π^+ , π^- et π^0 qui serviront à classifier les évènements selon leur topologie ;
- les probabilités de mauvaise identification de certaines particules en pions (muons, électrons, protons, *etc.*) qui peuvent polluer la reconstruction de la topologie.

Avec l'ensemble de ces informations on peut construire une sélection d'évènements tirés des simulations Monte-Carlo que l'on considérera comme représentative d'une sélection que l'on pourrait obtenir une fois le détecteur mis à niveau⁶ (voir Fig.6.8). Cette sélection d'évènements est basée sur une méthode d'échantillonnage aléatoire à partir des différentes efficacités. Dans la pratique, la sélection est construite de la façon suivante :

1. Les Monte-Carlo sont divisées en évènements, constitués de l'interactions d'un ν_μ par interaction courant-chargé dans une des cibles. À l'intérieur d'un évènement on isole la particule de plus haute impulsion ayant pour origine l'interaction courant-chargé d'un ν_μ dans l'une des cibles. Selon qu'il s'agisse d'un muon ou non on compare un nombre tiré aléatoirement avec l'efficacité de reconstruction d'un muon de telle impulsion et angle, ou la probabilité de mal identifier cette particule comme étant le muon. De cette façon, pour un échantillon suffisamment large on obtient une sélection de traces représentative de l'efficacité et de la pureté que l'on obtient dans les simulations.
2. L'impulsion et l'angle du candidat est étalée aléatoirement en se basant sur la résolution observée dans les TPC actuelles.
3. Le candidat est sélectionné et il s'agit maintenant de classifier l'évènement selon sa topologie (CC0 π , CC1 π et CC-Other) comme dans les sélections actuellement utilisées dans ND280. Pour cela on vérifie, là aussi par échantillonnage aléatoire, si chacune des autres particules de l'évènements sont reconstruites comme un pion : à la fois *via* l'efficacité de reconstruction des différents type de pions, mais aussi pour les autres particules, *via* la probabilité de mal les reconstruire comme des pions.
4. On obtient ainsi 12 échantillons pour la configuration actuelle (3 par FGD en mode neutrino et anti-neutrino) et 18 pour la configuration améliorée (les mêmes 12 que précédemment auxquels s'ajoutent 6 échantillons dans le Super-FGD).

Ces échantillons de faux lots de données issus des simulations peuvent être utilisés dans des ajustements dans le cadre du BANFF. On utilise dans ce cas les mêmes modèles de flux et de section-efficace que ceux utilisés dans l'analyse d'oscillation (voir chapitre 4). Cependant

⁶Ou d'une sélection dans le détecteur actuel pour notre échantillon témoin. Dans ce cas des comparaisons ont été effectuées afin de vérifier que les sélections sont effectivement proches de celles obtenues dans l'analyse d'oscillation [193].

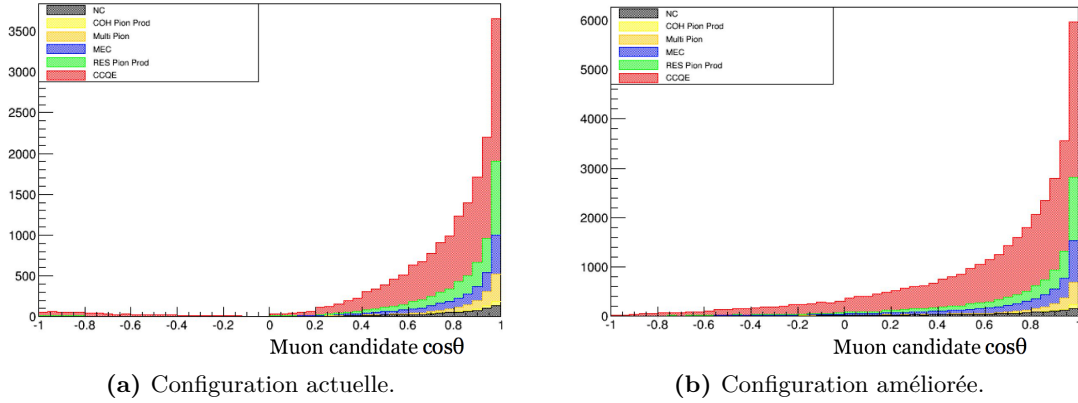


Figure 6.8 – Distributions d'évènements dans les échantillons $CC0\pi$ (FGD1+FGD2 pour la configuration actuelle, FGD1+FGD2+Super-FGD pour l'améliorée) construits à partir des efficacités prédictives en fonction de l'angle du candidat muon.

le modèle de détecteur nécessite d'être modifié. On utilise ici un modèle simplifié basé sur les incertitudes calculées pour la sélection à 4π [192] : 8 intervalles sont utilisés, pour deux régions en impulsion du muon et quatre régions en angle (à l'arrière, haut-angle arrière et avant, et à l'avant), avec leurs incertitudes associées. Dans le cas du Super-FGD on prend comme hypothèse que les incertitudes pour l'ensemble des régions en angle sont équivalentes à celle vers l'avant, l'association de la cible avec les TPC horizontales étant similaire à celle des FGD avec les TPC verticales. Il s'agit bien évidemment là d'une simplification mais qui devrait pouvoir rendre compte du potentiel de la mise à niveau : le concept même de la configuration étant basé sur cette association cible-TPC pour améliorer l'efficacité à grand-angle. Le Tableau 6.1 résume les différentes valeurs pour ces incertitudes.

Configuration	Angle	$p < 0.5 \text{ GeV}/c$	$p > 0.5 \text{ GeV}/c$
FGD	$-1 < \cos\theta < -0.6$	20%	20%
	$-0.6 < \cos\theta < 0$	50%	60%
	$0 < \cos\theta < +0.6$	30%	50%
	$+0.6 < \cos\theta < +1$	9%	2.5%
Super-FGD	$-1 < \cos\theta < -0.6$	9%	2.5%
	$-0.6 < \cos\theta < 0$	9%	2.5%
	$0 < \cos\theta < +0.6$	9%	2.5%
	$+0.6 < \cos\theta < +1$	9%	2.5%

Tableau 6.1 – Incertitudes liées au détecteur pour les FGD et le Super-FGD pour les différents intervalles du modèle de détecteur simplifié utilisé lors de cette étude. La valeur de 0.5 GeV a été choisie comme valeur séparant les traces de faible impulsion des autres, les traces de très haute impulsion étant minoritaires.

Ces études permettent d'essayer de répondre à deux types de questions sur la sensibilité de la mise à niveau :

a. Comment la contrainte sur les différents paramètres des modèles de flux et de section-efficace évolue après la mise à niveau du détecteur proche ?

Pour répondre à cette question des études simples de sensibilités aux différents paramètres des modèles implémentés dans l'analyse sont suffisants. Il faut donc effectuer des ajustement dits d'Asimov (voir section 4.2.2.a).

b. Quelle est la sensibilité obtenue après la mise à niveau du détecteur aux différents modèles de section-efficace ?

Cette question est plus complexe, et il est notamment difficile d'obtenir un chiffre ou une figure représentative de cette sensibilité accrue. Cependant la procédure pour obtenir des informations sur cette sensibilité passe par la production de simulations alternatives telles qu'utilisées dans l'analyse d'oscillation (voir section 5.4).

a Amélioration des contraintes

L'amélioration des incertitudes systématiques dans l'analyse d'oscillation de T2K passe en premier lieu par l'amélioration de la sensibilité aux différents type d'interactions *via* un espace des phases mieux couvert, et d'une plus grande statistique permettant des intervalles plus fins dans les échantillons du détecteur proche. Les différents paramètres décrivant les modèles de flux et de section-efficace implémentés dans l'analyse voient alors leurs incertitudes diminuer signe d'une contrainte plus forte sur les modèles.

Si la mise à niveau permet effectivement d'obtenir des contraintes plus fortes à l'intérieur des modèles utilisés, alors les contraintes individuelles sur chacun des paramètres de nos modèles devrait être plus fortes lors d'un ajustement d'Asimov. On cherche donc à comparer les contraintes en sortie d'un ajustement d'Asimov pour les deux configurations. La procédure utilisée est la même que dans le chapitre 4 : on ajuste les Monte-Carlo nominales en considérant les modèles à leur valeur nominale, sans prendre en compte de fluctuations statistiques, et dans ce cas pour la statistique totale de T2K (sans T2K II) : 7.8×10^{21} POT. La Fig.6.9 présente une comparaison pour les différents paramètres de section-efficaces et de flux après un tel ajustement pour la configuration actuelle et celle améliorée. On peut remarquer que globalement les contraintes sont effectivement plus fortes après amélioration du détecteur, les incertitudes étant réduites de $\sim 20 - 40\%$. Dans le détail :

- l'incertitude sur le flux de ν_μ à *Super-Kamiokande* passe de $\sim 3.5 - 4\%$ pour la configuration actuelle à $\sim 2.5\% - 3\%$ après amélioration. C'est en particulier vrai autour du pic en énergie et à basse impulsion. Ceci est attendu puisqu'il s'agit là de régions mieux couvertes par la mise à niveau ;
- MA_{QE} , un des paramètres dont l'incertitude est la plus importante dans T2K, les événements CCQE représentant la majorité des événements d'intérêt pour l'analyse d'oscillation, voit son incertitude passer de 2.6% à 1.8%. Là encore la forte dépendance en Q^2 de ce paramètre explique ce gain en sensibilité ;

- l'incertitude sur la normalisation des 2p2h passe de 10% à 6%, le plus grand espace des phases couvert permettant de mieux discriminer les événements 2p2h des CCQE. Il en va de même pour l'incertitude sur les paramètres de forme des 2p2h qui passe de 16% à 9% ;
- les paramètres décrivant les interactions CC-Res sont aussi mieux contraints avec une incertitude réduite de $\sim 30\%$ grâce à la plus grande pureté de l'échantillon CC1 π , la reconstruction des pions étant plus efficace, en particulier à grand angle ;
- enfin les effets sur l'état final, qu'il s'agisse des réinteractions (FSI) ou des effets nucléaires (BeRPA) voient leurs incertitudes réduites quasiment de moitié grâce à la meilleure couverture en Q^2 et pour de faibles impulsions.

Bien entendu, il ne faut pas oublier que ces améliorations viennent aussi en partie de la plus grande statistique accessible au détecteur amélioré : avec deux fois plus de masse on observe effectivement le double d'évènements. Mais il ne s'agit pas là du seul facteur à prendre en compte comme le montre les ajustements effectués pour les sélections normalisées à la même statistique. Dans ce cas les différences dans les contraintes sont moins visibles mais restent meilleures après la mise à niveau du détecteur d'un ordre de grandeur de $\sim 10\%$ [194].

Si ces améliorations sur les contraintes sont encourageantes, elles ne dévoilent pas l'ensemble du problème. Les différentes corrélations entre les paramètres après l'ajustement peuvent avoir un fort impact sur l'incertitude totale, et l'amélioration du détecteur pourrait induire une moins grande dégénérescence entre les effets de flux et de section-efficace, augmentant ainsi l'incertitude totale. Comparer ces incertitudes ne suffit donc pas et il s'agit maintenant d'étudier les incertitudes sur le nombre d'évènements attendus à *Super-Kamiokande* lorsque l'on propage le résultat de ces ajustements d'Asimov. On utilise la même méthode que celle présentée dans la section 5.1.2.c pour extraire la part des incertitudes sur le flux et la section-efficace que l'on peut réduire grâce au détecteur proche⁷ pour différents cas de configurations qui sont résumés dans le Tableau 6.2. Sont présentées, pour comparaison, les incertitudes que l'on peut obtenir avec l'analyse d'oscillation officielle. On compare ainsi la configuration actuelle et améliorée pour différentes statistiques (actuelle et la statistique totale projetée de T2K, 7.8×10^{21} POT), et avec et sans les incertitudes sur le détecteur. On remarque que sans prendre en compte les incertitudes de détecteur on obtient des résultats comparables pour la configuration actuelle et l'analyse d'oscillation "officielle" bien que l'incertitude soit légèrement sous estimée. On peut s'attendre à un tel résultat : la sélection simulée pour le détecteur actuel a un espace des phases plus grand, étant basée sur la sélection à 4π . L'ajout des incertitudes de détecteur augmente la différence entre les deux, ce qui est attendu au vu de la simplicité de notre modèle de détecteur dans cette étude. Les deux lignes les plus intéressantes à comparer sont les deux dernières : bien que l'amélioration ne soit pas éblouissante, on observe tout de même une réduction des erreurs de l'ordre de 20-35% à l'aide de la mise à niveau du détecteur proche.

⁷Excluant ainsi les interactions courant-neutre et les différences de section-efficace entre ν_μ et ν_e .

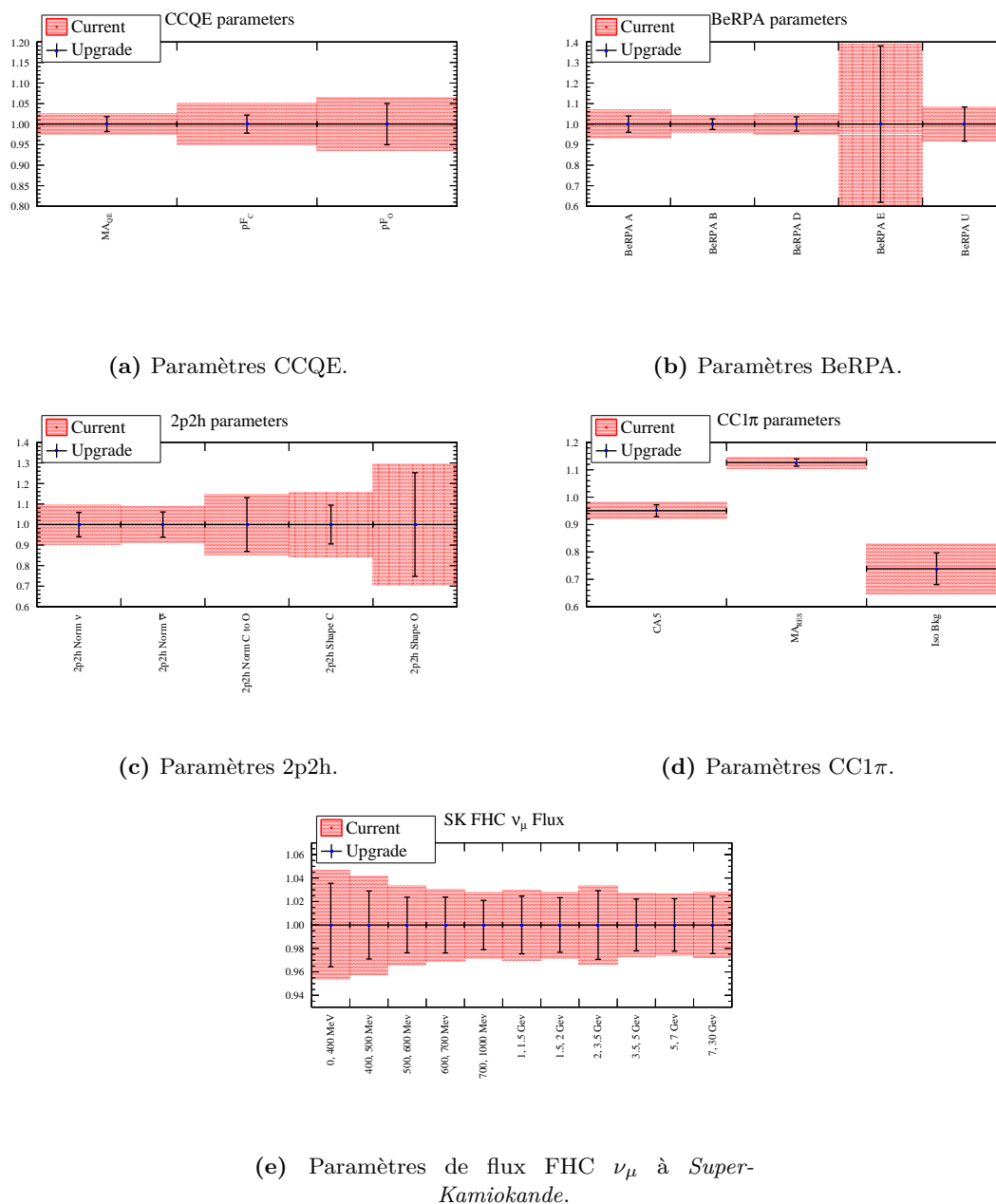


Figure 6.9 – Comparaison des contraintes sur les différents paramètres après un ajustement du BANFF sur la configuration actuelle et améliorée.

Cependant si la réponse à la première question est bien que l'on peut réduire les incertitudes sur nos modèles avec l'amélioration du détecteur proche, il faut émettre quelques réserves :

- ces incertitudes ne montrent que le gain sur une part réduite des incertitudes totales (celle que l'on peut contraindre avec le détecteur proche) ;

- comme expliqué précédemment, une meilleure contrainte peut mener à de plus faibles corrélations et donc une incertitude totale plus grande qu'attendue. Ceci pourrait être amélioré en augmentant la sensibilité à la séparation des effets de flux et de section-efficace ;
- et surtout on évalue de cette façon seulement les incertitudes à l'intérieur des modèles utilisés. Comme on l'a montré dans la section 5.4 le manque de liberté dans nos modèles peut mener à des incertitudes plus faibles qu'elles ne devraient réellement l'être. Il faut donc s'atteler à évaluer si la mise à niveau du détecteur permet d'améliorer la sensibilité aux modèles eux-mêmes.

	1Re FHC	1R μ FHC	ν_e CC1 π
AO 2017 <i>stat. actuelle sans dét. syst</i>	2.57%	2.68%	3.90%
AO 2017 <i>stat. actuelle avec dét. syst</i>	2.26%	2.46%	2.81%
AO 2017 <i>BANFF sur les données</i>	3.22%	3.24%	4.08%
Actuel <i>stat. actuelle</i>	2.43%	2.38%	3.30%
Amélioré <i>stat. actuelle</i>	2.14%	2.22%	2.35%
Actuel <i>stat. T2K</i>	0.97%	1.35%	1.27%
Amélioré <i>stat. T2K</i>	0.85%	1.25%	0.90%
Actuel <i>stat. actuelle avec dét. syst</i>	3.98%	3.47%	4.35%
Amélioré <i>stat. actuelle avec dét. syst</i>	3.10%	3.03%	2.99%
Actuel <i>stat. T2K avec dét. syst</i>	2.22%	2.27%	2.08%
Amélioré <i>stat. T2K avec dét. syst</i>	1.77%	1.94%	1.35%

Tableau 6.2 – Part des incertitudes sur le nombre d'évènements attendus à *Super-Kamiokande* due aux section-efficaces et au flux que l'on peut contraindre à l'aide du détecteur proche dans les différents échantillons FHC pour différentes hypothèses de statistique et de systématiques de détecteur pour la configuration actuelle et améliorée. Les incertitudes produites à l'aide de l'analyse "officielle" de T2K sont présentées pour comparaison, bien que les sélections utilisées aient un espace des phases moins bien couvert que dans la sélection à 4π sur laquelle la configuration actuelle de cette étude est basée.

b Études avec des simulations alternatives

Comprendre comment la mise à niveau du détecteur proche modifie les contraintes sur les paramètres des modèles utilisés dans T2K ne représente pas forcément le réel impact d'une telle amélioration. L'analyse d'oscillation de T2K a dès aujourd'hui affaire à la problématique des modèles de section-efficaces et plus précisément à la dépendance de l'analyse aux modèles (voir section 5.4).

Il est donc intéressant non pas de simplement regarder comment à l'intérieur d'un modèle la mise à niveau permet une plus grande sensibilité, mais quel est le gain en sensibilité que l'amélioration du détecteur proche offre pour distinguer les différents modèles entre eux. Cette distinction plus efficace permettrait ainsi de réduire le biais provenant de la mauvaise

modélisation des section-efficace que l'on observe dans l'analyse d'oscillation lorsque l'on extrait les paramètres d'oscillation.

Cependant quantifier un tel effet est une tâche complexe, et l'on ne présente ici que quelques pistes indiquant qu'effectivement l'amélioration du détecteur proche peut permettre, à terme, de réduire les biais observés. L'ensemble de la procédure de test est fortement inspiré de celle ayant pour objectif la vérification de la robustesse de l'analyse d'oscillation (voir section 5.4) en utilisant des lots de simulations produits avec des modèles alternatifs. Cependant le choix du modèle alternatif que l'on veut utiliser ici est délicat : on veut insister sur les forces de la mise à niveau, et en particulier sa plus grande couverture des zones à grand Q^2 , et on a besoin pour certaines des études effectuées que ce modèle soit implémenté directement dans l'analyse afin d'effectuer des ajustements du modèle nominal dans l'hypothèse du modèle alternatif.

Plusieurs ensembles de simulations alternatives ont été testés, mais l'on ne présente ici que les résultats obtenus avec des simulations alternatives basées sur la paramétrisation BeRPA du modèle nucléaire. On produit ce lot de données en fixant les paramètres BeRPA à $+1\sigma$, ce qui correspond à la limite supérieure de la bande sur la figure 3.10. La paramétrisation BeRPA étant complètement implémentée dans le BANFF effectuant l'ajustement, les biais observés seront faibles, mais le modèle entier est accessible et il est possible effectivement d'ajuster un lot de fausses données produites avec BeRPA à sa valeur nominale en prenant pour hypothèse BeRPA $+1\sigma$. De plus il s'agit là d'une paramétrisation dépendant directement de Q^2 , où la mise à niveau devrait pouvoir dévoiler ses capacités. On va donc utiliser la même procédure que dans la section 5.4 en se concentrant uniquement sur le détecteur proche.

On cherche à produire un ensemble d'informations quantitatives et de figures démontrant l'intérêt de la mise à niveau. Plusieurs propositions sont avancées :

1. Lorsque l'on ajuste la simulation alternative produite pour BeRPA $+1\sigma$ avec le modèle nominal, si la sensibilité au modèle est plus grande avec la mise à niveau, le $\Delta\chi^2$ final devrait être plus grand que pour la configuration actuelle. En effet la tension entre les deux modèles devrait être plus grande si la sensibilité est accrue. C'est effectivement ce que l'on observe, avec un $\Delta\chi^2$ de 2.8 dans le cas de la configuration actuelle et 3.9 dans le cas de la configuration améliorée.
2. Pour poursuivre dans la même direction, on peut comparer les valeurs ajustées des différents paramètres. Si l'ajustement est mieux contraint par la plus grande couverture de la mise à niveau alors les valeurs post-ajustements devraient mieux correspondre aux valeurs d'entrée (à $+1\sigma$) et réduire d'éventuels biais. Une telle comparaison entre la configuration actuelle et améliorée est présentée sur la Fig.6.10. On remarque que les deux configurations obtiennent des biais faibles, le modèle entier étant implémenté et la contrainte avant l'ajustement sur ces paramètres étant du même ordre (1σ) que le mouvement nécessaire aux paramètres pour effectivement récupérer les vraies valeurs. Cependant on observe tout de même de faibles biais sur l'ensemble des paramètres 2p2h et CCQE et pour le paramètre à haut Q^2 , BeRPA D, pour la configuration actuelle que l'amélioration du détecteur proche permet de réduire, voire faire disparaître. Un ensemble de simulations alternatives plus extrême pourrait ici donner de plus amples informations.

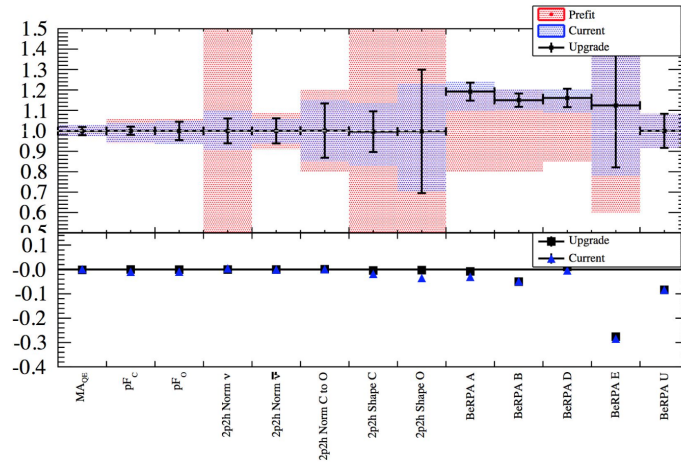


Figure 6.10 – Paramètres de section-efficaces avant et après l’ajustement d’une simulation alternative produite avec BeRPA à $+1\sigma$ pour les deux configurations actuelle ("current") et améliorée ("upgrade").

- Il est aussi possible de vérifier l’impact de l’amélioration des systématiques et de la statistique dans certaines régions d’intérêts de l’espace des phases sur la séparation entre les modèles. La Fig.6.12 présente ainsi le ratio des distributions en impulsion du candidat muon lorsque BeRPA est à sa valeur nominale et lorsque les paramètres sont fixés à $+1\sigma$ pour différents intervalles en $\cos\theta$ du muon. À cela est superposé la somme en quadrature des incertitudes statistique et systématique, calculée à l’aide de variations des paramètres du modèle pour créer un ensemble de *toys*. On remarque ainsi que la mise à niveau du détecteur permet d’avoir une plus grande sensibilité aux différences entre les deux modèles pour les zones à haut angle et à l’arrière tout particulièrement, s’expliquant en grande partie par des systématiques liées au détecteur bien plus faible dans ces régions. Pour revenir sur l’argument donné précédemment, il s’agit là de régions de l’espace des phases particulièrement sensibles puisqu’elles sont actuellement peu ou pas contraintes à ND280 mais couvertes à *Super-Kamiokande* et nécessitent donc d’extrapoler les différents modèles pour ces régions. Il s’agit aussi de zones où certains modèles peuvent avoir des prédictions différentes (les modèles de Martini et Nieves pour les 2p2h par exemple) et où une mesure peut donc aider à contraindre au mieux les modèles de section-efficaces.
- Enfin il est possible d’effectuer un test de $\Delta\chi^2$ pour extraire la sensibilité à la séparation entre deux modèles. Cette méthode est basée sur une étude effectuée pour évaluer la sensibilité à la hiérarchie de masse [197] qui fonctionne pour tout test d’hypothèses non imbriquées. L’idée est de déterminer si les hypothèses sont compatibles avec les données et en particulier laquelle des deux l’est le plus. La procédure classique consiste à produire un ensemble de *toys* en faisant varier l’ensemble des paramètres à l’exception de ceux que l’on cherche à déterminer (par exemple la hiérarchie de masse, ou ici BeRPA), ajuster ces *toys*, et construire la distribution de l’ensemble de ces $\Delta\chi^2$. Dans notre cas on effectue un seul ajustement⁸ et l’on suppose que la distribution est gaussienne, centrée en $\Delta\chi^2$ du seul ajustement, avec une déviation standard de $2\sqrt{\Delta\chi^2}$.

⁸Une sorte d’Asimov, supposant un cas unique représentatif de l’ensemble des autres.

On effectue ainsi 4 ajustements par configuration : ajuster BeRPA nominal avec BeRPA nominal comme hypothèse, en extraire χ_{nom}^2 , puis avec BeRPA $+1\sigma$ comme hypothèse, en extraire $\chi_{1\sigma}^2$ et l'inverse. Le $\Delta\chi^2$ est défini comme la différence entre les χ_{nom}^2 et $\chi_{1\sigma}^2$. On obtient ainsi 2 gaussiennes par configuration, l'une négative (on ajuste BeRPA nominal donc $\chi_{\text{nom}}^2 < \chi_{1\sigma}^2$) et l'autre positive (l'inverse). La séparation entre ces deux densités de probabilité est représentative de la sensibilité à la différenciation entre les deux modèles. La Fig.6.11 représente ces deux gaussiennes pour chacune des configurations et l'on observe effectivement que la mise à niveau du détecteur proche permet de mieux séparer ici encore les deux modèles, BeRPA nominal et BeRPA $+1\sigma$, et que cette figure représente une façon claire de représenter l'amélioration de la séparation.

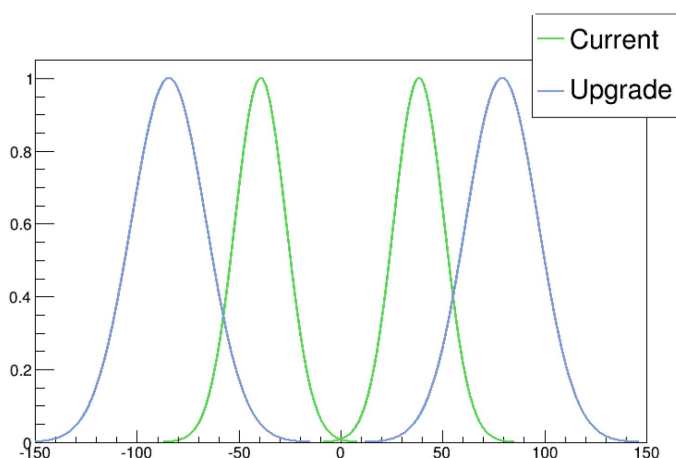


Figure 6.11 – Densité de probabilité obtenue par la méthode décrite dans [197] pour étudier la séparation des modèles BeRPA nominal et BeRPA $+1\sigma$ pour les configurations actuelle et améliorée.

6.4 Perspectives

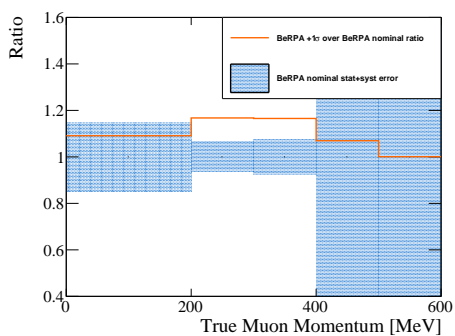
La mise à niveau du détecteur est prévue pour 2021 et sa configuration est déjà décidée dans les grandes lignes. Différents tests en faisceau sont prévus durant l'été 2018 et devraient confirmer la viabilité des TPC, bien qu'elles soient très similaires à celle du détecteur actuel, et surtout du Super-FGD.

Les différentes études de sensibilités montrent bien qu'une mise à niveau du détecteur permet de réduire les incertitudes à l'intérieur des modèles, en partie grâce à des systématiques de détecteur réduites, mais surtout grâce à la couverture supplémentaire de l'espace des phases que permet cette amélioration. De même, ces études préliminaires montrent bien que la mise à niveau du détecteur proche augmente la puissance de distinction des différents modèles de section-efficaces ce qui devient de plus en plus nécessaire au fur et à mesure de l'avancement de la prise de données. Ces outils développés dans le cadre de l'analyse d'oscillation actuelle

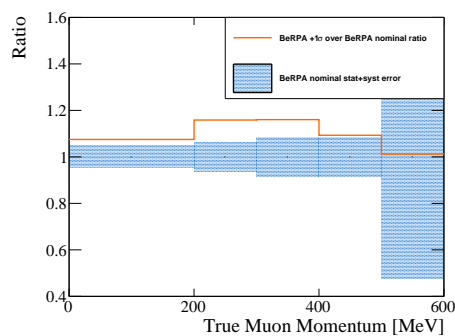
permettent ainsi d'essayer de quantifier ce gain en sensibilité même s'il ne s'agit pas là d'une chose aisée. Cependant il apparaît que le modèle alternatif utilisé ici, BeRPA à $+1\sigma$, n'est probablement pas optimal pour comprendre dans son entièreté le problème, mais que la nécessité d'un modèle implémenté dans l'analyse rend la tâche ardue⁹. Le développement de ces outils permet toutefois de continuer à analyser ces effets et une plus juste exploitation de leur potentiel est à l'étude.

Ce détecteur amélioré est une passerelle toute trouvée pour faire la jonction entre T2K et *Hyper-Kamiokande*. L'expérience de prochaine génération devrait profiter des différentes améliorations de la ligne de faisceau et du détecteur proche pour son analyse des oscillations : la grande statistique accessible grâce à la puissance augmentée du faisceau allant de pair d'une réduction des systématiques grâce à ce détecteur proche amélioré.

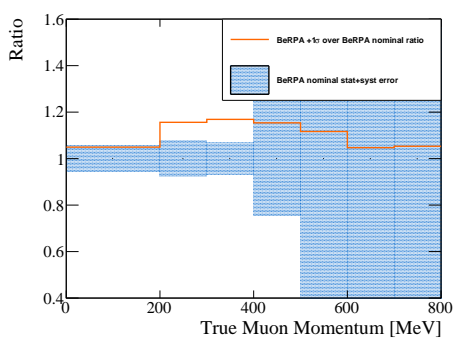
⁹Peut être qu'un futur ensemble de simulations alternatives basées sur le futur paramètre d'énergie de liaison en cours de développement dans T2K pourrait amener des informations complémentaires.



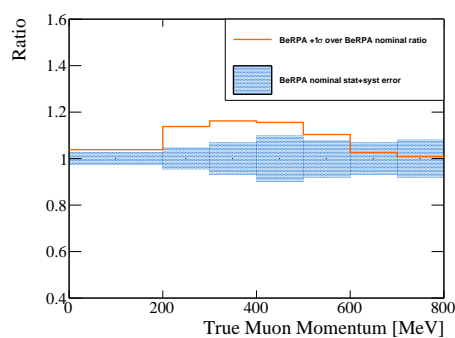
(a) Configuration actuelle, $-1 < \cos \theta < -0.6$.



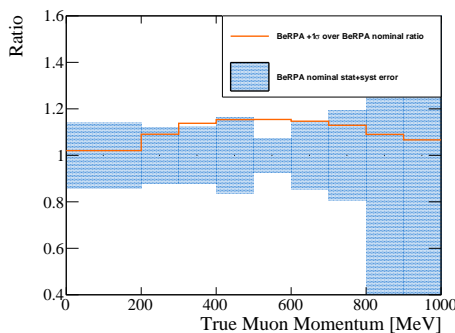
(b) Configuration améliorée, $-1 < \cos \theta < -0.6$.



(c) Configuration actuelle, $-0.6 < \cos \theta < 0$.



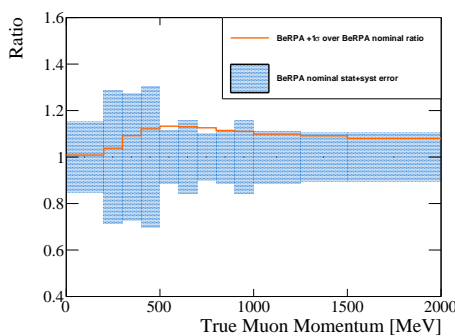
(d) Configuration améliorée, $-0.6 < \cos \theta < 0$.



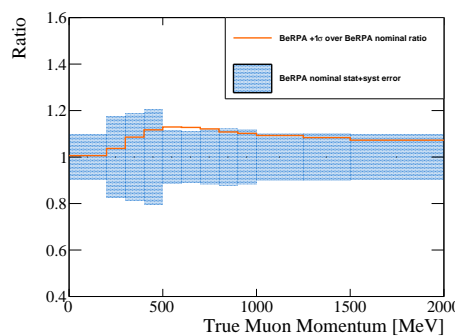
(e) Configuration actuelle, $0 < \cos \theta < 0.6$.



(f) Configuration améliorée, $0 < \cos \theta < 0.6$.



(g) Configuration actuelle, $0.6 < \cos \theta < 1$.



(h) Configuration améliorée, $0.6 < \cos \theta < 1$.

Figure 6.12 – Comparaison des contraintes sur les différents paramètres après un ajustement du BANFF sur la configuration actuelle et améliorée.

CONCLUSION

On a présenté au cours des derniers chapitres le travail effectué sur l'analyse d'oscillation de T2K afin d'obtenir les contraintes parmi les plus précises sur les différents paramètres d'oscillations et notamment δ_{CP} . La physique des oscillations de neutrinos est de plus en plus explorée et nous voici maintenant dans une ère de physique de précision dans ce domaine : les paramètres du secteur solaire, θ_{12} et Δm_{12}^2 , sont déterminés avec une grande précision, le secteur atmosphérique, θ_{23} et Δm_{32}^2 , commence à se dévoiler, en partie grâce aux données de T2K comme on a pu le présenter dans cette thèse, et la mesure non nulle de θ_{13} et sa détermination avec une grande précision, notamment par les expériences auprès de réacteurs, donne un accès privilégié à la phase de violation CP, δ_{CP} , pour les expériences auprès d'accélérateurs.

Les résultats de l'expérience T2K sur δ_{CP} , excluant à plus de 2σ la conservation de la symétrie CP ($\delta_{CP} = 0, \pi$), font d'ores et déjà parti des résultats les plus marquants en physique des neutrinos des dernières années. Cette exclusion est le résultat d'une analyse robuste, s'appuyant sur des modèles de flux et de section-efficaces de neutrinos contraints par les données du détecteur proche dans une procédure éprouvée. Cet ajustement des modèles aux données de ND280 est rendu nécessaire par la méconnaissance intrinsèque des différentes propriétés des neutrinos, quant à sa production ou sa façon d'interagir. Certains processus complexes, comme l'interaction d'un neutrino non plus avec un nucléon libre mais avec un noyau, sont particulièrement mal connus, et doivent voir leurs proportions et modes de fonctionnement contraints à l'aide des données. C'est de cette façon que l'incertitude systématique finale peut être réduite de façon à assumer d'entrer pleinement dans cette ère de la physique de précision dans le domaine des neutrinos. Ce résultat final conséquent, exclusion de la conservation de la symétrie CP à 2σ , la meilleure contrainte sur les paramètres θ_{23} et Δm_{32}^2 , et un fort indice favorisant la hiérarchie normale, doit cependant être traité avec prudence et il est nécessaire de vérifier, comme cela a été fait dans l'analyse, que la dépendance aux modèles n'introduit pas de biais ou de sur-contraintes. Il faut aussi retenir que la contrainte obtenue est plus forte que celle attendue dans les études de sensibilité : une somme de fluctuations statistiques et de valeurs des paramètres ajustées optimales pour la sensibilité permettent d'augmenter sensiblement la contrainte.

Au vu de ces résultats très encourageants, l'expérience T2K propose de remplir le vide laissé entre la fin prévue initialement de l'expérience en 2021 et la mise en route des expériences de prochaine génération aux alentours de 2026 par une prolongation de la prise de données. Cette deuxième phase de l'expérience permettrait d'obtenir une sensibilité supérieure à 3σ pour certaines valeurs de δ_{CP} , dont celle de $-\pi/2$ qui est favorisée pour le moment. Cependant avec une si grande statistique, le traitement des systématiques va devenir particulièrement important, et si la robustesse de l'analyse à la dépendance aux modèles de section-efficaces tient pour le moment, de premières indications montrent que l'on commence à atteindre la limite de ce que l'on peut faire avec la méthode de paramétrisation efficace des différents modèles contraints à l'aide des données du détecteur proche. L'avenir doit donc être fait d'amélioration des modèles de section-efficaces et d'une meilleure contraintes de ceux-ci : un certain nombre d'interactions de neutrinos sont encore mal connues, comme les 2p2h, et des données sont nécessaires pour mieux les caractériser. Si de nouveaux outils sont en

développement, comme de nouvelles sélections au détecteur proche avec une plus grande acceptance, le détecteur proche actuel reste limité : il n'a accès qu'à un espace des phases plus limité que celui de *Super-Kamiokande* renforçant la dépendance aux modèles qui pose déjà problème. C'est dans cette optique qu'une mise à niveau du détecteur proche devrait compléter l'espace des phases accessible d'ici 2021, ouvrant la voie à une deuxième phase de prise de données pour T2K avec une plus grande statistique et de plus faibles systématiques, avant l'avènement d'*Hyper-Kamiokande* à la fin de la prochaine décennie.

BIBLIOGRAPHIE

Chapitre 1

- [1] W. PAULI. “Pauli letter collection, letter to Lise Meitner”. In : *Wissenschaftlicher Briefwechsel mit Bohr, Einstein, Heisenberg, u.a., Bd.2, Letter 259* (1930).
- [2] J. CHADWICK. “Intensitätsverteilung im magnetischen Spectrum der β -Strahlen von radium B + C”. In : *Verhandl. Dtsc. Phys. Ges.* 16 (1914), p. 383.
- [3] C. D. ELLIS et al. “The Continuous Spectrum of β -Rays”. In : *Nature* 119.2998 (1927), p. 563–564.
- [4] F. A. SCOTT. “Energy Spectrum of the Beta-Rays of Radium E”. In : *Physical Review* 48.5 (1935), p. 391–395.
- [5] J. CHADWICK. “Possible Existence of a Neutron”. In : *Nature* 129.3252 (1932), p. 312–312.
- [6] E. FERMI. “Tentativo di una Teoria Dei Raggi β ”. In : *Il Nuovo Cimento* 11.1 (1934), p. 1–19.
- [7] C. L. COWAN et al. “The Neutrino”. In : *Nature* 178.4531 (1956), p. 446–449.
- [8] M. GOLDBERGER et al. “Helicity of Neutrinos”. In : *Physical Review* 109.3 (1958), p. 1015–1017.
- [9] G. DANBY et al. “Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos”. In : *Physical Review Letters* 9.1 (1962), p. 36–44.
- [10] M. L. PERL et al. “Evidence for Anomalous Lepton Production in $e^+ e^-$ Annihilation”. In : *Physical Review Letters* 35.22 (1975), p. 1489–1492.
- [11] K. KODAMA et al. “Observation of tau neutrino interactions”. In : *Physics Letters B* 504.3 (2001), p. 218–224.
- [12] J.-B. ZUBER et al. *Quantum Field Theory*. Dover Publications Inc., 2006. 752 p.
- [13] M. E. PESKIN et al. *An Introduction To Quantum Field Theory*. Ingram Publisher Services US, 1995. 864 p.
- [14] S. WEINBERG. *The Quantum Theory of Fields*. Cambridge University Press, 1995.
- [15] F. ENGLERT et al. “Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons”. In : *Physical Review Letters* 13.9 (1964), p. 321–323.
- [16] P. W. HIGGS. “Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons”. In : *Physical Review Letters* 13.16 (1964), p. 508–509.
- [17] C. GIUNTI et al. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. 2007.
- [18] C. PATRIGNANI et al. “Review of Particle Physics”. In : *Chin. Phys.* C40.10 (2016), p. 100001.
- [19] E. MAJORANA. “Teoria simmetrica dell’elettrone e del positrone”. In : *Il Nuovo Cimento* 14.4 (1937), p. 171–184.

- [20] THE ALEPH COLLABORATION et al. “Precision electroweak measurements on the Z resonance”. In : *Physics Reports* 427.5-6 (2006), p. 257–454.
- [21] R. DAVIS et al. “Search for Neutrinos from the Sun”. In : *Physical Review Letters* 20.21 (1968), p. 1205–1209.
- [22] P. ANSELMANN et al. “Solar neutrinos observed by GALLEX at Gran Sasso”. In : *Physics Letters B* 285.4 (1992), p. 376–389.
- [23] V. GAVRIN et al. “Solar neutrino results from SAGE”. In : *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 77.1-3 (1999), p. 20–25.
- [24] M. ALTMANN et al. “GNO solar neutrino observations: results for GNO I”. In : *Physics Letters B* 490.1-2 (2000), p. 16–26.
- [25] Y. SUZUKI. “Kamiokande solar neutrino results”. In : *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 38.1-3 (1995), p. 54–59.
- [26] J. HOSAKA et al. “Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-I”. In : *Physical Review D* 73.11 (2006).
- [27] Z. MAKI et al. “Remarks on the Unified Model of Elementary Particles”. In : *Progress of Theoretical Physics* 28.5 (1962), p. 870–880.
- [28] B. PONTECORVO. “Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge”. In : *Zh.Eksp.Teor.Fiz.* 34 (1957), p. 247.
- [29] Q. R. AHMAD et al. “Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory”. In : *Physical Review Letters* 89.1 (2002).
- [30] P. CHERENKOV. “Visible emission of clean liquids by action of gamma radiation”. In : *Doklady Akademii Nauk SSSR* 2 (1934), p. 451.
- [31] M. AGLIETTA et al. “Experimental Study of Atmospheric Neutrino Flux in the NUSEX Experiment”. In : *Europhysics Letters (EPL)* 8.7 (1989), p. 611–614.
- [32] C. BERGER et al. “Study of atmospheric neutrino interactions with the Fréjus detector”. In : *Physics Letters B* 227.3-4 (1989), p. 489–494.
- [33] R. BECKER-SZENDY et al. “Search for muon neutrino oscillations with the Irvine-Michigan-Brookhaven detector”. In : *Physical Review Letters* 69.7 (1992), p. 1010–1013.
- [34] Y. FUKUDA et al. “Atmospheric ratio in the multi-GeV energy range”. In : *Physics Letters B* 335.2 (1994), p. 237–245.
- [35] Y. FUKUDA et al. “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos”. In : *Physical Review Letters* 81.8 (1998), p. 1562–1567.
- [36] K. EGUCHI et al. “First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance”. In : *Physical Review Letters* 90.2 (2003).
- [37] T. KATORI et al. “Neutrino-nucleus cross sections for oscillation experiments”. In : *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* (2017).
- [38] E. SCHRÖDINGER. “An Undulatory Theory of the Mechanics of Atoms and Molecules”. In : *Physical Review* 28.6 (1926), p. 1049–1070.

-
- [39] H. J. LIPKIN. “Quantum theory of neutrino oscillations for pedestrians: simple answers to confusing questions”. In : *Physics Letters B* 642.4 (2006), p. 366–371.
- [40] L. WOLFENSTEIN. “Neutrino oscillations in matter”. In : *Physical Review D* 17.9 (1978), p. 2369–2374.
- [41] S. MIKHEEV et al. “Neutrino Oscillations in an Inhomogeneous Medium: Adiabatic Regime”. In : *Sov.Phys.JETP* 65 (1987), p. 230–236.
- [42] V. BARGER et al. “Matter effects on three-neutrino oscillations”. In : *Physical Review D* 22.11 (1980), p. 2718–2726.
- [43] K. ABE et al. “Atmospheric neutrino oscillation analysis with external constraints in Super-Kamiokande I-IV”. In : (2017). arXiv : 1710.09126 [hep-ex].
- [44] Y.-F. LI et al. “Unambiguous determination of the neutrino mass hierarchy using reactor neutrinos”. In : *Physical Review D* 88.1 (2013).
- [45] H. LU. “Status of the JUNO reactor anti-neutrino experiment”. In : *Nuclear and Particle Physics Proceedings* 287-288 (2017), p. 143–146.
- [46] M. G. AARTSEN et al. “PINGU: a vision for neutrino and particle physics at the South Pole”. In : *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* 44.5 (2017), p. 054006.
- [47] S. ADRIAN-MARTINEZ et al. “Letter of intent for KM3NeT 2.0”. In : *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* 43.8 (2016), p. 084001.
- [48] K. HAGIWARA et al. “The earth matter effects in neutrino oscillation experiments from Tokai to Kamioka and Korea”. In : *Journal of High Energy Physics* 2011.9 (2011).
- [49] and P. A. R. ADE et al. “Planck2015 results”. In : *Astronomy & Astrophysics* 594 (2016), A13.
- [50] N. PALANQUE-DELABROUILLE et al. “Neutrino masses and cosmology with Lyman-alpha forest power spectrum”. In : *JCAP* 1511.11 (2015), p. 011. arXiv : 1506.05976 [astro-ph.CO].
- [51] A. OSIPOWICZ et al. “KATRIN: A Next generation tritium beta decay experiment with sub-eV sensitivity for the electron neutrino mass. Letter of intent”. In : (2001). arXiv : hep-ex/0109033 [hep-ex].
- [52] S. FUKUDA et al. “The Super-Kamiokande detector”. In : *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors, and Associated Equipment* 501.2-3 (2003), p. 418–462.
- [53] G. BELLINI et al. “Precision Measurement of the Be^7 Solar Neutrino Interaction Rate in Borexino”. In : *Physical Review Letters* 107.14 (2011).
- [54] M. G. AARTSEN et al. “Determining neutrino oscillation parameters from atmospheric muon neutrino disappearance with three years of IceCube DeepCore data”. In : *Physical Review D* 91.7 (2015).
- [55] S. ADRIAN-MARTINEZ et al. “Measurement of atmospheric neutrino oscillations with the ANTARES neutrino telescope”. In : *Physics Letters B* 714.2-5 (2012), p. 224–230.

- [56] M. H. AHN et al. “Measurement of neutrino oscillation by the K2K experiment”. In : *Physical Review D* 74.7 (2006).
- [57] P. ADAMSON et al. “Measurement of Neutrino Oscillations with the MINOS Detectors in the NuMI Beam”. In : *Physical Review Letters* 101.13 (2008).
- [58] THE MINOS+ COLLABORATION. “A Proposal to FNAL to run MINOS with the medium energy NuMI beam”. In : *FERMILAB-PROPOSAL-1016* (2011).
- [59] P. ADAMSON et al. “First Measurement of Electron Neutrino Appearance in NO ν A”. In : *Physical Review Letters* 116.15 (2016).
- [60] K. ABE et al. “First muon-neutrino disappearance study with an off-axis beam”. In : *Physical Review D* 85.3 (2012).
- [61] M. WASCKO. “T2K Status, Results, and Plans”. Presented at the XXVIII International Conference on Neutrino physics and Astrophysics, Heidelberg. 2018.
- [62] I. ESTEBAN et al. “Updated fit to three neutrino mixing: exploring the accelerator-reactor complementarity”. In : *Journal of High Energy Physics* 2017.1 (2017).
- [63] M. GONZALEZ-GARCIA et al. “Global analyses of neutrino oscillation experiments”. In : *Nuclear Physics B* 908 (2016), p. 199–217.
- [64] M. SANCHEZ. “NO ν A Results and Prospects”. Presented at the XXVIII International Conference on Neutrino physics and Astrophysics, Heidelberg. 2018.
- [65] A. AURISANO. “Recent Results from MINOS and MINOS+”. Presented at the XXVIII International Conference on Neutrino physics and Astrophysics, Heidelberg. 2018.
- [66] Y. HAYATO. “Atmospheric Neutrino Results from Super-Kamiokande Atmospheric Neutrino Results from Super-Kamiokande”. Presented at the XXVIII International Conference on Neutrino physics and Astrophysics, Heidelberg. 2018.
- [67] T. DEYOUNG. “Latest results from IceCube and ANTARES”. Presented at the XXVIII International Conference on Neutrino physics and Astrophysics, Heidelberg. 2018.
- [68] K. ABE et al. “Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-Produced Off-Axis Muon Neutrino Beam”. In : *Physical Review Letters* 107.4 (2011).
- [69] K. ABE et al. “Evidence of electron neutrino appearance in a muon neutrino beam”. In : *Physical Review D* 88.3 (2013).
- [70] F. P. AN et al. “New Measurement of Antineutrino Oscillation with the Full Detector Configuration at Daya Bay”. In : *Physical Review Letters* 115.11 (2015).
- [71] J. K. AHN et al. “Observation of Reactor Electron Antineutrinos Disappearance in the RENO Experiment”. In : *Physical Review Letters* 108.19 (2012).
- [72] Y. ABE et al. “Reactor disappearance in the Double Chooz experiment”. In : *Physical Review D* 86.5 (2012).
- [73] K. ABE et al. “Combined Analysis of Neutrino and Antineutrino Oscillations at T2K”. In : *Physical Review Letters* 118.15 (2017).
- [74] A. AGUILAR et al. “Evidence for neutrino oscillations from the observation of ν_e appearance in a ν_μ beam”. In : *Physical Review D* 64.11 (2001).

-
- [75] A. A. AGUILAR-AREVALO et al. “Improved Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oscillations in the MiniBooNE Experiment”. In : *Physical Review Letters* 110.16 (2013).
- [76] P. ADAMSON et al. “Search for sterile neutrino mixing in the MINOS long-baseline experiment”. In : *Physical Review D* 81.5 (2010).
- [77] K. ABE et al. “Search for short baseline ν_e disappearance with the T2K near detector”. In : *Physical Review D* 91.5 (2015).
- [78] M. ARCHIDIACONO et al. “Testing 3+1 and 3+2 neutrino mass models with cosmology and short baseline experiments”. In : *Physical Review D* 86.6 (2012).
- [79] V. LOZZA. “The SNO+ Experiment for Neutrinoless Double-Beta Decay”. In : *Nuclear and Particle Physics Proceedings* 273-275 (2016), p. 1836–1841.
- [80] R. ARNOLD et al. “Probing new physics models of neutrinoless double beta decay with SuperNEMO”. In : *The European Physical Journal C* 70.4 (2010), p. 927–943.
- [81] K. ALFONSO et al. “Search for Neutrinoless Double-Beta Decay of Te130 with CUORE-0”. In : *Physical Review Letters* 115.10 (2015).
- [82] J. B. ALBERT et al. “Search for Majorana neutrinos with the first two years of EXO-200 data”. In : *Nature* 510.7504 (2014), p. 229–234.
- [83] N. ABGRALL et al. “The MAJORANA demonstrator Neutrinoless Double-Beta Decay Experiment”. In : *Advances in High Energy Physics* 2014 (2014), p. 1–18.
- [84] K. ABE et al. “A Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment Using J-PARC Neutrino Beam and Hyper-Kamiokande”. In : (2014). arXiv : 1412.4673 [physics.ins-det].
- [85] R. ACCIARRI et al. “Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE)”. In : (2016). arXiv : 1601.05471 [physics.ins-det].

Chapitre 2

- [30] P. CHERENKOV. “Visible emission of clean liquids by action of gamma radiation”. In : *Doklady Akademii Nauk SSSR* 2 (1934), p. 451.
- [43] K. ABE et al. “Atmospheric neutrino oscillation analysis with external constraints in Super-Kamiokande I-IV”. In : (2017). arXiv : 1710.09126 [hep-ex].
- [52] S. FUKUDA et al. “The Super-Kamiokande detector”. In : *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors, and Associated Equipment* 501.2-3 (2003), p. 418–462.
- [60] K. ABE et al. “First muon-neutrino disappearance study with an off-axis beam”. In : *Physical Review D* 85.3 (2012).
- [61] M. WASCKO. “T2K Status, Results, and Plans”. Presented at the XXVIII International Conference on Neutrino physics and Astrophysics, Heidelberg. 2018.
- [68] K. ABE et al. “Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-Produced Off-Axis Muon Neutrino Beam”. In : *Physical Review Letters* 107.4 (2011).
- [69] K. ABE et al. “Evidence of electron neutrino appearance in a muon neutrino beam”. In : *Physical Review D* 88.3 (2013).

- [86] K. ABE et al. “Updated T2K measurements of muon neutrino and antineutrino disappearance using 1.5×10^{21} protons on target”. In : *Physical Review D* 96.1 (2017).
- [87] Y. YAMAZAKI et al. “Accelerator technical design report for J-PARC”. In : *KEK Report* (2003).
- [88] F. NAITO. “J-PARC Accelerator Status”. In : *Nuclear and Particle Physics Proceedings* 273-275 (2016), p. 181–187.
- [89] K. ABE et al. “T2K neutrino flux prediction”. In : *Physical Review D* 87.1 (2013).
- [90] K. ABE et al. “The T2K experiment”. In : *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors, and Associated Equipment* 659.1 (2011), p. 106–135.
- [91] S. BHADRA et al. “Optical transition radiation monitor for the T2K experiment”. In : *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors, and Associated Equipment* 703 (2013), p. 45–58.
- [92] T. NAKADAIRA et al. “T2K Target”. In : *AIP Conference Proceedings* (2008).
- [93] A. ICHIKAWA. “Design concept of the magnetic horn system for the T2K neutrino beam”. In : *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors, and Associated Equipment* 690 (2012), p. 27–33.
- [94] K. MATSUOKA et al. “Design and performance of the muon monitor for the T2K neutrino oscillation experiment”. In : *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors, and Associated Equipment* 624.3 (2010), p. 591–600.
- [95] M. BESNIER. “Reconstruction et analyse d’interactions de neutrinos dans les blocs cibles émulsions d’OPERA et discrimination du fond charmé dans le canal $\tau \rightarrow 3h$.”. Thèse de doct. LAPP, 2008.
- [96] K. ABE et al. “Measurement of neutrino and antineutrino oscillations by the T2K experiment including a new additional sample of ν_e interactions at the far detector”. In : *ArXiv :1707.01048* (2017). arXiv : [1707.01048v2](https://arxiv.org/abs/1707.01048v2) [hep-ex].
- [97] N. ABGRALL et al. “NA61/SHINE facility at the CERN SPS: beams and detector system”. In : *Journal of Instrumentation* 9.06 (2014), P06005–P06005.
- [98] N. ABGRALL et al. “Measurements of cross sections and charged pion spectra in proton-carbon interactions at 31 GeV/c”. In : *Physical Review C* 84.3 (2011).
- [99] N. ABGRALL et al. “Measurement of production properties of positively charged kaons in proton-carbon interactions at 31 GeV/c”. In : *Physical Review C* 85.3 (2012).
- [100] N. ABGRALL et al. “Measurements of π^\pm , K^\pm , K_S^0 , Λ and proton production in proton-carbon interactions at 31 GeV/c with the NA61/SHINE spectrometer at the CERN SPS”. In : *The European Physical Journal C* 76.2 (2016), p. 84.
- [101] M. PAVIN. “Hadron yield measurement with the NA61/SHINE experiment for T2K flux prediction”. Thèse de doct. LPNHE, 2017.
- [102] K. T. McDONALD. “An Off-Axis Neutrino Beam”. In : (2001). arXiv : [hep-ex/0111033v1](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0111033v1) [hep-ex].

-
- [103] J.-M. LEVY. “Kinematics of an off axis neutrino beam”. In : (2010). arXiv : [1005.0574v2 \[hep-ex\]](#).
- [104] K. ABE et al. “Measurement of Coherent π^+ Production in Low Energy Neutrino-Carbon Scattering”. In : *Physical Review Letters* 117.19 (2016).
- [105] K. ABE et al. “First measurement of the muon neutrino charged current single pion production cross section on water with the T2K near detector”. In : *Physical Review D* 95.1 (2017).
- [106] K. ABE et al. “Measurement of $\bar{\nu}_\mu$ and ν_μ charged current inclusive cross sections and their ratio with the T2K off-axis near detector”. In : *Physical Review D* 96.5 (2017).
- [107] F. VANNUCCI. “The NOMAD Experiment at CERN”. In : *Advances in High Energy Physics* 2014 (2014), p. 1–20.
- [108] S. AOKI et al. “The T2K Side Muon Range Detector (SMRD)”. In : *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors, and Associated Equipment* 698 (2013), p. 135–146.
- [109] S. ASSYLBEKOV et al. “The T2K ND280 off-axis pi-zero detector”. In : *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors, and Associated Equipment* 686 (2012), p. 48–63.
- [110] D. ALLAN et al. “The electromagnetic calorimeter for the T2K near detector ND280”. In : *Journal of Instrumentation* 8.10 (2013), P10019–P10019.
- [111] P.-A. AMAUDRUZ et al. “The T2K fine-grained detectors”. In : *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors, and Associated Equipment* 696 (2012), p. 1–31.
- [112] N. ABGRALL et al. “Time projection chambers for the T2K near detectors”. In : *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors, and Associated Equipment* 637.1 (2011), p. 25–46.
- [113] P. BARTET-FRIBURG. “Mesure de la section efficace d’interaction des ν_μ par courant chargé sur du ^{12}C , sans production de pions dans l’état final et en fonction de la multiplicité et de la cinématique des particules produites, en utilisant le détecteur proche de T2K”. Thèse de doct. LPNHE, 2016.
- [114] Y. ASHIE et al. “Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I”. In : *Physical Review D* 71.11 (2005).

Chapitre 3

- [18] C. PATRIGNANI et al. “Review of Particle Physics”. In : *Chin. Phys.* C40.10 (2016), p. 100001.
- [37] T. KATORI et al. “Neutrino-nucleus cross sections for oscillation experiments”. In : *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* (2017).
- [89] K. ABE et al. “T2K neutrino flux prediction”. In : *Physical Review D* 87.1 (2013).
- [99] N. ABGRALL et al. “Measurement of production properties of positively charged kaons in proton-carbon interactions at 31 GeV/c”. In : *Physical Review C* 85.3 (2012).

- [100] N. ABGRALL et al. “Measurements of π^\pm , K^\pm , K_S^0 , Λ and proton production in proton-carbon interactions at 31 GeV/c with the NA61/SHINE spectrometer at the CERN SPS”. In : *The European Physical Journal C* 76.2 (2016), p. 84.
- [101] M. PAVIN. “Hadron yield measurement with the NA61/SHINE experiment for T2K flux prediction”. Thèse de doct. LPNHE, 2017.
- [115] A. FERRARI et al. *Fluka: a multi-particle transport code*. CERN. 2011.
- [116] R. BRUN et al. *Simulation program for particle physics experiments, GEANT: user guide and reference manual*. Geneva : CERN, 1978.
- [117] A. FIORENTINI et al. “Flux Prediction and Uncertainty Updates with NA61 2009 Thin Target Data and Negative Focussing Mode Predictions”. T2K Technical Report 217. 2017.
- [118] M. APOLLONIO et al. “Forward production of charged pions with incident protons on nuclear targets at the CERN Proton Synchrotron”. In : *Physical Review C* 80.3 (2009).
- [119] Y. HAYATO. “A neutrino interaction simulation program library NEUT”. In : *Acta Phys. Polon.* B40 (2009), p. 2477–2489.
- [120] L. ALIAGA et al. “Design, calibration, and performance of the MINER ν A detector”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 743 (2014), p. 130–159.
- [121] A. AGUILAR-AREVALO et al. “The MiniBooNE detector”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 599.1 (2009), p. 28–46.
- [122] C. WILKINSON et al. “Reanalysis of bubble chamber measurements of muon-neutrino induced single pion production”. In : *Physical Review D* 90.11 (2014).
- [123] F. J. ERNST et al. “Electromagnetic Form Factors of the Nucleon”. In : *Physical Review* 119.3 (1960), p. 1105–1114.
- [124] S. PACETTI et al. “Proton electromagnetic form factors: Basic notions, present achievements and future perspectives”. In : *Physics Reports* 550-551 (2015), p. 1–103.
- [125] C. L. SMITH. “Neutrino reactions at accelerator energies”. In : *Physics Reports* 3.5 (1972), p. 261–379.
- [126] V. BERNARD et al. “Axial structure of the nucleon”. In : *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* 28.1 (2001), R1–R35.
- [127] J. REICH et al. “A measurement of the beta asymmetry in neutron decay with PERKEO II”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 440.3 (2000), p. 535–538.
- [128] A. BODEK et al. “Extraction of the axial nucleon form factor from neutrino experiments on deuterium”. In : *Journal of Physics : Conference Series* 110.8 (2008), p. 082004.
- [129] B. BHATTACHARYA et al. “Model-independent determination of the axial mass parameter in quasielastic neutrino-nucleon scattering”. In : *Physical Review D* 84.7 (2011).

-
- [130] J. A. FORMAGGIO et al. “From eV to EeV: Neutrino cross sections across energy scales”. In : *Reviews of Modern Physics* 84.3 (2012), p. 1307–1341.
- [131] R. SMITH et al. “Neutrino reactions on nuclear targets”. In : *Nuclear Physics B* 43 (1972), p. 605–622.
- [132] E. J. MONIZ et al. “Nuclear Fermi Momenta from Quasielastic Electron Scattering”. In : *Physical Review Letters* 26.8 (1971), p. 445–448.
- [133] D. BOHM et al. “A Collective Description of Electron Interactions. I. Magnetic Interactions”. In : *Physical Review* 82.5 (1951), p. 625–634.
- [134] M. MARTINI et al. “Unified approach for nucleon knock-out and coherent and incoherent pion production in neutrino interactions with nuclei”. In : *Physical Review C* 80.6 (2009).
- [135] S. DULAT et al. “New parton distribution functions from a global analysis of quantum chromodynamics”. In : *Physical Review D* 93.3 (2016).
- [136] L. PICKERING. “Examining Nuclear Effects in Neutrino Interactions with Transverse Kinematic Imbalance”. In : *Proceedings of the 10th International Workshop on Neutrino-Nucleus Interactions in Few-GeV Region (NuInt15)*. Journal of the Physical Society of Japan, 2016.
- [137] H. CHIANG et al. “Muon capture revisited”. In : *Nuclear Physics A* 510.4 (1990), p. 591–608.
- [138] O. BENHAR et al. “Two-nucleon spectral function in infinite nuclear matter”. In : *Physical Review C* 62.3 (2000).
- [139] A. A. AGUILAR-AREVALO et al. “First measurement of the muon neutrino charged current quasielastic double differential cross section”. In : *Physical Review D* 81.9 (2010).
- [140] M. MARTINI et al. “Neutrino and antineutrino quasielastic interactions with nuclei”. In : *Physical Review C* 81.4 (2010).
- [141] J. NIEVES et al. “Inclusive charged-current neutrino-nucleus reactions”. In : *Physical Review C* 83.4 (2011).
- [142] J. T. SOBczyk. “Multinucleon-ejection model for two-body-current neutrino interactions”. In : *Physical Review C* 86.1 (2012).
- [143] T. KATORI. “Meson exchange current (MEC) models in neutrino interaction generators”. In : AIP, 2015.
- [144] C. WILKINSON et al. “Testing charged current quasi-elastic and multinucleon interaction models in the NEUT neutrino interaction generator with published datasets from the MiniBooNE and MINERA experiments”. In : *Physical Review D* 93.7 (2016).
- [145] M. MARTINI et al. “Inclusive and pion production neutrino-nucleus cross sections”. In : *Physical Review C* 90.2 (2014).
- [146] M. ERICSON et al. “Neutrino versus antineutrino cross sections and CP violation”. In : *Physical Review C* 91.3 (2015).
- [147] M. MARTINI et al. “Electron-neutrino scattering off nuclei from two different theoretical perspectives”. In : *Physical Review C* 94.1 (2016).

- [148] J. NIEVES et al. “Neutrino energy reconstruction and the shape of the charged current quasielastic-like total cross section”. In : *Physical Review D* 85.11 (2012).
- [149] J. NIEVES et al. “Two particle-hole excitations in charged current quasielastic antineutrino-nucleus scattering”. In : *Physics Letters B* 721.1-3 (2013), p. 90–93.
- [150] J. E. AMARO et al. “Relativistic analyses of quasielastic neutrino cross sections at MiniBooNE kinematics”. In : *Physical Review D* 84.3 (2011).
- [151] I. R. SIMO et al. “Relativistic effects in two-particle emission for electron and neutrino reactions”. In : *Physical Review D* 90.3 (2014).
- [152] P. MARTINS. “Measurement of the Neutrino Charged Current Coherent Pion Production Cross Section on Carbon and Oxygen with the T2K Near Detector”. Thèse de doct. Queen Mary University, 2017.
- [153] S. L. ADLER. “Photo-, electro-, and weak single-pion production in the (3,3) resonance region”. In : *Annals of Physics* 50.2 (1968), p. 189–311.
- [154] P. MARTINS. “Charged Current Coherent Pion Production in Neutrino Scattering”. In : *Proceedings, Prospects in Neutrino Physics (NuPhys2015) : London, UK, December 16-18, 2015*. 2016. arXiv : [1605.00095 \[hep-ex\]](#).
- [155] D. REIN et al. “Neutrino-excitation of baryon resonances and single pion production”. In : *Annals of Physics* 133.1 (1981), p. 79–153.
- [156] M. KABIRNEZHAD. “Single Pion Production in Neutrino-Nucleon Interactions”. In : *11th International Workshop on Neutrino-Nucleus Scattering in the Few GeV Region (NuInt17) Toronto, Ontario, Canada, June 25-30, 2017*. 2017. arXiv : [1711.02403 \[hep-ph\]](#).
- [157] T. SJÖSTRAND. “High-energy-physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4”. In : *Computer Physics Communications* 82.1 (1994), p. 74–89.
- [158] P. ADAMSON et al. “Neutrino and antineutrino inclusive charged-current cross section measurements with the MINOS near detector”. In : *Physical Review D* 81.7 (2010).
- [159] P. LASORAK. “A Search for Neutral Current Single Gamma with ND280 at T2K”. In : *JPS Conf. Proc.* 12 (2016), p. 010050. arXiv : [1602.00084 \[hep-ex\]](#).
- [160] S. GOLLAPINNI. “Neutrino Cross section Future”. In : *Proceedings, Prospects in Neutrino Physics (NuPhys2015) : London, UK, December 16-18, 2015*. 2016. arXiv : [1602.05299 \[hep-ex\]](#).
- [161] S. BOYD et al. “Comparison of Models of Neutrino-Nucleus Interactions”. In : AIP, 2009.
- [162] P. de PERIO et al. “NEUT Pion FSI”. In : AIP, 2011.
- [163] P. de PERIO et al. “NEUT Systematic Studies for 2010a Analysis”. T2K Technical Report 32. 2011.
- [164] K. ABE et al. “Measurement of the intrinsic electron neutrino component in the T2K neutrino beam with the ND280 detector”. In : *Physical Review D* 89.9 (2014).
- [165] M. DAY et al. “Differences in quasielastic cross sections of muon and electron neutrinos”. In : *Physical Review D* 86.5 (2012).

- [166] A. D. RÚJULA et al. “Radiative corrections to high-energy neutrino scattering”. In : *Nuclear Physics B* 154.3 (1979), p. 394–426.
- [167] K. IWAMOTO et al. “Radiative Charged Current Quasi-Elastic Scattering in T2K-SK”. T2K Technical Report 205. 2014.
- [168] S. BOLOGNESI et al. “NIWG model and uncertainties for 2017 oscillation analysis”. T2K Technical Report 315. 2017.

Chapitre 4

- [61] M. WASCKO. “T2K Status, Results, and Plans”. Presented at the XXVIII International Conference on Neutrino physics and Astrophysics, Heidelberg. 2018.
- [96] K. ABE et al. “Measurement of neutrino and antineutrino oscillations by the T2K experiment including a new additional sample of ν_e interactions at the far detector”. In : *ArXiv :1707.01048* (2017). arXiv : 1707.01048v2 [hep-ex].
- [99] N. ABGRALL et al. “Measurement of production properties of positively charged kaons in proton-carbon interactions at 31 GeV/c”. In : *Physical Review C* 85.3 (2012).
- [100] N. ABGRALL et al. “Measurements of π^\pm , K^\pm , K_S^0 , Λ and proton production in proton-carbon interactions at 31 GeV/c with the NA61/SHINE spectrometer at the CERN SPS”. In : *The European Physical Journal C* 76.2 (2016), p. 84.
- [116] R. BRUN et al. *Simulation program for particle physics experiments, GEANT: user guide and reference manual*. Geneva : CERN, 1978.
- [119] Y. HAYATO. “A neutrino interaction simulation program library NEUT”. In : *Acta Phys. Polon.* B40 (2009), p. 2477–2489.
- [168] S. BOLOGNESI et al. “NIWG model and uncertainties for 2017 oscillation analysis”. T2K Technical Report 315. 2017.
- [169] K. ABE et al. “Search for CP violation in Neutrino and Antineutrino Oscillations by the T2K experiment with 2.2×10^{21} protons on target”. In : (2018). arXiv : 1807.07891 [hep-ex].
- [170] S. BIENSTOCK et al. “Constraining the Flux and Cross Section Models with Data from the ND280 Detector using FGD1 and FGD2 for the 2017 Joint Oscillation Analysis”. T2K Technical Report 324. 2017.
- [171] S. AGOSTINELLI et al. “Geant4—a simulation toolkit”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), p. 250–303.
- [172] K. ABE et al. “Measurements of neutrino oscillation in appearance and disappearance channels by the T2K experiment with 6.6×10^{20} protons on target”. In : *Physical Review D* 91.7 (2015).
- [173] P. BARTET et al. “ ν_μ CC event selections in the ND280 tracker using Run 2+3+4 data”. T2K Technical Report 212. 2015.
- [174] V. BERARDI et al. “CC $\bar{\nu}_\mu$ selection in the ND280 tracker using Run 5c and Run 6 anti-neutrino beam data”. T2K Technical Report 246. 2015.

- [175] V. BERARDI et al. “CC $\nu\mu$ background event selection in the ND280 tracker using Run 5c + Run 6 anti-neutrino beam data”. T2K Technical Report 248. 2015.
- [176] A. HEIKKINEN et al. “Bertini intra-nuclear cascade implementation in Geant4”. In : (2003).
- [177] D. ASHERY et al. “True absorption and scattering of pions on nuclei”. In : *Physical Review C* 23.5 (1981), p. 2173–2185.
- [178] F. JAMES et al. “Minit - a system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations”. In : *Computer Physics Communications* 10.6 (1975), p. 343–367.
- [179] R. BRUN et al. “ROOT — An object oriented data analysis framework”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 389.1-2 (1997), p. 81–86.
- [180] G. COWAN et al. “Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics”. In : *The European Physical Journal C* 71.2 (2011), p. 1–19.
- [181] L. DEMORTIER et al. “Everything you always wanted to know about pulls”. In : *CDF/ANAL/PUBLIC/5776* (2008).
- [182] M. HARTZ et al. “Constraining the flux and cross section models with data from the ND280 detector using FGD1 and FGD2 for the 2016 joint oscillation analysis”. T2K Technical Report 230. 2016.

Chapitre 5

- [18] C. PATRIGNANI et al. “Review of Particle Physics”. In : *Chin. Phys.* C40.10 (2016), p. 100001.
- [61] M. WASCKO. “T2K Status, Results, and Plans”. Presented at the XXVIII International Conference on Neutrino physics and Astrophysics, Heidelberg. 2018.
- [64] M. SANCHEZ. “NOvA Results and Prospects”. Presented at the XXVIII International Conference on Neutrino physics and Astrophysics, Heidelberg. 2018.
- [65] A. AURISANO. “Recent Results from MINOS and MINOS+”. Presented at the XXVIII International Conference on Neutrino physics and Astrophysics, Heidelberg. 2018.
- [66] Y. HAYATO. “Atmospheric Neutrino Results from Super-Kamiokande Atmospheric Neutrino Results from Super-Kamiokande”. Presented at the XXVIII International Conference on Neutrino physics and Astrophysics, Heidelberg. 2018.
- [67] T. DEYOUNG. “Latest results from IceCube and ANTARES”. Presented at the XXVIII International Conference on Neutrino physics and Astrophysics, Heidelberg. 2018.
- [128] A. BODEK et al. “Extraction of the axial nucleon form factor from neutrino experiments on deuterium”. In : *Journal of Physics : Conference Series* 110.8 (2008), p. 082004.
- [134] M. MARTINI et al. “Unified approach for nucleon knock-out and coherent and incoherent pion production in neutrino interactions with nuclei”. In : *Physical Review C* 80.6 (2009).

- [138] O. BENHAR et al. “Two-nucleon spectral function in infinite nuclear matter”. In : *Physical Review C* 62.3 (2000).
- [140] M. MARTINI et al. “Neutrino and antineutrino quasielastic interactions with nuclei”. In : *Physical Review C* 81.4 (2010).
- [145] M. MARTINI et al. “Inclusive and pion production neutrino-nucleus cross sections”. In : *Physical Review C* 90.2 (2014).
- [146] M. ERICSON et al. “Neutrino versus antineutrino cross sections and CP violation”. In : *Physical Review C* 91.3 (2015).
- [147] M. MARTINI et al. “Electron-neutrino scattering off nuclei from two different theoretical perspectives”. In : *Physical Review C* 94.1 (2016).
- [169] K. ABE et al. “Search for CP violation in Neutrino and Antineutrino Oscillations by the T2K experiment with 2.2×10^{21} protons on target”. In : (2018). arXiv : 1807.07891 [hep-ex].
- [172] K. ABE et al. “Measurements of neutrino oscillation in appearance and disappearance channels by the T2K experiment with 6.6×10^{20} protons on target”. In : *Physical Review D* 91.7 (2015).
- [183] S. BIENSTOCK et al. “Five Sample Joint Oscillation Analysis with T2K Run1-9 Data”. T2K Technical Report 321. 2018.
- [184] L. HAEGEL. “Measurement Of Neutrino Oscillation Parameters Using Neutrino And Antineutrino Data Of The T2K Experiment”. Thèse de doct. Université de Genève, 2017.
- [185] A. D. MISSERT. “Improving the T2K Oscillation Analysis With fitQun: A New Maximum-Likelihood Event Reconstruction for Super-Kamiokande”. In : *Journal of Physics : Conference Series* 888 (2017), p. 012066.
- [186] S. BERKMAN et al. “fitQun : A New Reconstruction Algorithm for Super-K”. T2K Technical Report 146. 2013.
- [187] E. T. JAYNES. *Probability Theory: The Logic of Science*. Cambridge University Press, 2003.
- [188] M. HAZEWINKEL. *Encyclopaedia of Mathematics (set)*. Springer, 1994.
- [189] G. J. FELDMAN et al. “Unified approach to the classical statistical analysis of small signals”. In : *Physical Review D* 57.7 (1998), p. 3873–3889.

Chapitre 6

- [112] N. ABGRALL et al. “Time projection chambers for the T2K near detectors”. In : *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors, and Associated Equipment* 637.1 (2011), p. 25–46.
- [113] P. BARTET-FRIBURG. “Mesure de la section efficace d’interaction des ν_μ par courant chargé sur du ^{12}C , sans production de pions dans l’état final et en fonction de la multiplicité et de la cinématique des particules produites, en utilisant le détecteur proche de T2K”. Thèse de doct. LPNHE, 2016.

- [190] K. ABE et al. “[Proposal for an Extended Run of T2K to \$20 \times 10^{21}\$ POT](#)”. In : (2016). arXiv : [1609.04111 \[hep-ex\]](#).
- [191] P. BARTET et al. “Flux-integrated differential cross-section measurement of charged current events with no pions in the final state as a function of the outgoing particles multiplicity and kinematics using the T2K near detector”. T2K Technical Report 301. 2016.
- [192] A. GARCIA et al. “Measurement of the flux integrated ν_μ inclusive charge current cross section in FGD1”. T2K Technical Report 310. 2017.
- [193] S. BIENSTOCK et al. “ND280 Upgrade Task Force report”. T2K Technical Report 303. 2017.
- [194] A. BLONDEL et al. *The T2K-ND280 upgrade proposal*. Rapp. tech. CERN-SPSC-2018-001. SPSC-P-357. This proposal is the follow-up of the Expression of Interest EOI-15 submitted to SPSC in January 2017. Geneva : CERN, 2018.
- [195] M. LAMOUREUX. “Recherche de neutrinos lourds avec l’expérience T2K”. Thèse de doct. CEA/Saclay, 2018.
- [196] A. BLONDEL et al. “[A fully-active fine-grained detector with three readout views](#)”. In : *Journal of Instrumentation* 13.02 (2018), P02006–P02006.
- [197] E. CIUFFOLI et al. “[Confidence in a neutrino mass hierarchy determination](#)”. In : *Journal of High Energy Physics* 2014.1 (2014).

Resumé : La physique des neutrinos est un des domaines les plus actifs de la physique des hautes énergies, et les oscillations de neutrinos ouvrent une voie privilégiée à une physique au delà du modèle standard. La mesure de l'ensemble des angles de mélange comme étant non-nuls offrent la possibilité d'étudier une possible violation de la symétrie CP dans le secteur leptonique. L'expérience T2K, située au Japon, a pour objet l'étude de ces oscillations de neutrinos dans le faisceau de neutrinos et d'anti-neutrinos muoniques à J-PARC. Deux canaux sont ainsi à l'étude : la disparition des (anti-)neutrinos muoniques du faisceau et l'apparition d'(anti-)neutrinos électroniques 295 km plus loin dans le détecteur *Super-Kamiokande*. La mesure des paramètres d'oscillations passe par une mesure du nombre d'évènements dans le détecteur, et nécessite une bonne modélisation du flux et du taux d'interaction des neutrinos. Ces modèles sont contraints avant oscillation dans un détecteur proche, ND280, permettant de fortement réduire les incertitudes systématiques associées. T2K est ainsi la première expérience à présenter des indices d'une violation de CP dans le secteur leptonique avec une exclusion à 2σ de la conservation de CP. Afin d'améliorer cette contrainte une deuxième phase de l'expérience est proposée avec notamment une mise à niveau du détecteur proche afin de réduire l'impact des incertitudes systématiques sur les modèles de section efficace.

Mots clefs : T2K, Neutrino, Oscillations, Violation CP, mise à niveau de ND280

Abstract : Neutrino physics is currently one of the most rich areas of high-energy physics, and neutrino oscillations in particular are opening the door to a new physics, beyond the standard model. In this context, the measurement of all mixing angles as non-zero offers the possibility of studying a possible violation of CP symmetry in the leptonic sector. The purpose of the T2K experiment, located in Japan, is to study these neutrino oscillations in the muon neutrino and anti-neutrino beam at J-PARC. The purpose of the T2K experiment, located in Japan, is to study these neutrino oscillations in the muon neutrino and anti-neutrino beam at J-PARC. Two channels thus studied : the disappearance of the muon (anti-) neutrinos of the beam and the appearance of (anti-) electronic neutrinos 295 km further in the detector *Super-Kamiokande*. The measurement of the oscillation parameters involves a measurement of the number of events in the far detector, and requires a good modeling of the neutrino flux and interaction rate. These models are constrained before oscillation in a near detector, ND280, helping to greatly reduce the associated systematic uncertainties. T2K is the first experiment to show evidence of CP violation in the leptonic sector with a 2σ CL exclusion of CP conservation. In order to improve this constraint, a second phase of the experiment is proposed with an upgrade of the near detector in order to reduce the impact of systematic uncertainties on the cross section models.

Key words : T2K, Neutrino, Oscillations, CP violation, ND280 upgrade
