

Table des matières

Introduction	1
1 La physique des neutrinos	3
1.1 La découverte des neutrinos	3
1.2 Les neutrinos dans le modèle standard	4
1.3 Les oscillations des neutrinos	7
1.3.1 Le déficit en neutrinos solaires	7
1.3.2 Le mélange des neutrinos	8
1.4 État des connaissances et perspectives	10
1.4.1 Paramètres accessibles avec les oscillations des neutrinos	12
1.4.2 Paramètres sans effet sur les oscillations des neutrinos	13
1.4.3 Défis expérimentaux	14
2 Les interactions des neutrinos	15
2.1 Interactions des neutrinos dans la matière	15
2.1.1 Interactions des neutrinos sur les noyaux	16
2.1.2 Interactions des neutrinos sur les nucléons	18
2.1.3 Interactions des neutrinos sur les quarks : le régime inélastique profond .	26
2.2 Différences de section efficace entre les neutrino et les antineutrinos	28
2.3 Interactions des (anti)neutrinos dans T2K	30
2.4 Évolutions des modèles de diffusion quasi-élastique par courant chargé	31
2.4.1 Au delà du gaz de Fermi	32
2.4.2 Au delà de l'interaction avec un nucléon unique	35
2.4.3 Comparaisons des modèles MEC et RPA aux résultats expérimentaux .	37
3 L'expérience T2K	41
3.1 Motivations	41
3.2 Structure de T2K	42
3.2.1 Le faisceau de neutrinos	43
3.2.2 Le détecteur lointain : Super Kamiokande	54
3.3 Structure des analyses d'oscillation	56
3.4 Résultats sur les oscillations des neutrinos	57
4 Le détecteur proche de T2K : ND280	61
4.1 Structure du détecteur	62
4.1.1 Le détecteur de π^0	62
4.1.2 La partie <i>tracker</i>	63
4.1.3 Le SMRD	66

4.2	Les TPC	67
4.2.1	Motivations	67
4.2.2	Fonctionnement	68
4.3	Qualité des données produites par les TPC	74
4.4	Prédictions des événements attendus à SK	82
4.4.1	Sélection des neutrinos avec ND280	83
4.4.2	Ajustement aux données de ND280 : le BANFF	90
5	Amélioration de l'acceptance angulaire de la sélection des ν_μ avec ND280	95
5.1	Sélection des muons à l'arrière	97
5.1.1	Sélection des muons à l'arrière sans le temps de vol	97
5.1.2	Temps de vol entre les détecteurs	98
5.1.3	Sélection des muons à l'arrière à l'aide des temps de vol	102
5.2	Sélection des traces <i>high angle</i>	107
5.3	Sélection 4π	110
5.4	Sélection utilisée pour la mesure de section efficace d'interaction $CC0\pi$	111
5.4.1	Sélection des événements $CC0\pi$	112
5.4.2	Sélection des événements des régions de contrôle	121
5.5	Propagation des incertitudes systématiques de détecteur	122
5.6	Systématiques déjà étudiées	123
5.7	Nouvelles sources d'incertitude systématique	129
5.7.1	Association TPC-P0D	129
5.7.2	ECal PID	132
5.7.3	Pertes d'impulsion dans le FGD1	136
5.7.4	Temps de vol	137
5.8	Effet de l'ensemble des systématiques	138
6	Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final	149
6.1	Motivations	150
6.2	Stratégie de la mesure	151
6.2.1	Ajustement	154
6.2.2	Échantillon nominal	163
6.2.3	Mesure de la section efficace	164
6.3	Incertitudes	165
6.3.1	Incertitudes statistiques	166
6.3.2	Incertitudes systématiques de détecteur	172
6.3.3	Incertitudes systématiques théoriques	176
6.3.4	Incertitudes systématiques sur le flux	192
6.3.5	Incertitude sur le nombre de nucléons cibles	196
6.3.6	Résumé des incertitudes	198
6.4	Validation de l'ajustement	205
6.4.1	Tests de clôture sans systématiques	205
6.4.2	Tests de clôture avec les systématiques	209
6.4.3	Fausses données	212
6.5	Résultat de l'ajustement aux données	222
6.5.1	Résultat de l'ajustement au niveau reconstruit	222
6.5.2	Résultat de l'ajustement sur les sections efficaces	227

7 Comparaisons des résultats avec différents modèles de sections efficaces	231
Conclusion	237
Bibliographie	239
Appendices	247
7.1 Mesure de la section efficace	247
7.1.1 Échantillons nominaux alternatifs	247
7.1.2 Figures supplémentaires pour les résultats	254

Table des matières

Introduction

"Purchase article full text and PDF : 32\$"

Résultat obtenu par le contribuable cherchant
à accéder aux recherches qu'il a financé

Depuis la confirmation de l'existence du boson de Higgs et avec l'absence de signes de nouvelle physique au LHC, les oscillations des neutrinos sont les seules ¹ à offrir des perspectives d'observation et de mesure de phénomènes de nouvelle physique au delà du modèle standard.

Le premier chapitre de cette thèse introduit le concept d'oscillation de saveur des neutrinos puis décrit l'état de l'art des connaissances ainsi que les perspectives expérimentales pour mesurer ou observer les pièces manquantes.

Pour obtenir des résultats significatifs, ces futures expériences auront besoin de pouvoir profiter d'une meilleure compréhension des processus d'interaction des neutrinos. Le second chapitre décrit les interactions des neutrinos d'un point de vu théorique, puis comment le modèle historique d'interaction quasi élastique par courant chargé devient insuffisant pour décrire cette interaction sur des noyaux complexes, avant de décrire certaines pistes d'amélioration développées ces dernières années.

Le troisième chapitre présente l'expérience T2K ainsi que ses résultats sur les oscillations des neutrinos. Le quatrième décrit plus précisément le détecteur proche de T2K (ND280) et l'usage qu'on en fait dans les analyses d'oscillations. Les chambres à projection temporelle (TPC) constituent une sous partie importante de celui-ci car elles permettent d'identifier et de mesurer la cinématique des particules produites lors des interactions de neutrinos. Un contrôle continu du fonctionnement du détecteur proche est assuré par la collaboration T2K, et j'ai été pendant un an responsable de la qualité des données enregistrées par les TPC.

La couverture angulaire de la sélection des interactions dans le détecteur proche de T2K est limitée par rapport à celle, complète, du détecteur lointain, car elle rejette toutes les interactions produisant un lepton n'allant pas dans le même sens que le faisceau incident de neutrinos. Une partie de mon travail de thèse a donc consisté à développer une sélection pour les muons émis dans l'autre sens et à reprendre le développement d'une sélection de ceux émis avec un angle élevé par rapport au faisceau et ne traversant donc pas les TPC vu la configuration du détecteur. Le chapitre 5 décrit ces deux sélections, ainsi que celle utilisée pour réaliser, dans le cadre de cette thèse, la mesure de la section efficace d'interaction des ν_μ par courant chargé sur le carbone sans production de pions dans l'état final.

Le chapitre 6 décrit cette mesure, conçue pour ne pas dépendre de modèles théoriques d'interaction, et réalisée pour la première fois en fonction du nombre de protons éjectés et de leur cinématique. Les résultats obtenus sont montrés dans le chapitre 7.

¹En dehors de quelques autres petits nuages dans le ciel bleu de la physique, tels la matière et l'énergie noire, le développement d'une théorie quantique de la gravité, le moment magnétique anomal (et anormal) du muon, ou le rayon du proton de taille variable

Introduction

Chapitre 1

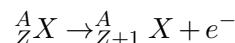
La physique des neutrinos

Sommaire

1.1	La découverte des neutrinos	3
1.2	Les neutrinos dans le modèle standard	4
1.3	Les oscillations des neutrinos	7
1.3.1	Le déficit en neutrinos solaires	7
1.3.2	Le mélange des neutrinos	8
1.4	État des connaissances et perspectives	10
1.4.1	Paramètres accessibles avec les oscillations des neutrinos	12
1.4.1.1	Hiérarchie de masse	12
1.4.1.2	Violation de la symétrie CP	12
1.4.1.3	Neutrinos stériles	12
1.4.2	Paramètres sans effet sur les oscillations des neutrinos	13
1.4.2.1	Dirac ou Majorana ?	13
1.4.2.2	Masses absolues des neutrinos	13
1.4.3	Défis expérimentaux	14

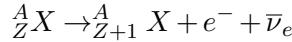
1.1 La découverte des neutrinos

Lors de la désintégration β d'un noyau atomique radioactif ${}^A_Z X$ en un noyau ${}^A_{Z+1} X$, on observe expérimentalement l'émission d'un électron unique. Par conséquent, au début du 20^{ème} siècle, on pensait à juste titre que la réaction correspondante était :



Pour une désintégration de ce type à deux corps, les conservations de l'énergie et de l'impulsion entraînent une impulsion fixée pour chaque produit de la désintégration. On s'attend donc, comme pour les désintégrations α et γ , à observer pour l'électron un spectre discret avec un pic unique à une énergie fixée.

Expérimentalement, on observe pourtant un spectre continu [1], comme c'est le cas pour les désintégrations à 3 corps ou plus. Wolfgang Pauli a donc postulé en 1930 [2] qu'une particule supplémentaire était émise lors de la désintégration β , et non détectée car électriquement neutre, qu'on appellera par la suite le neutrino. La réaction devient :



Une telle réaction à trois corps peut effectivement produire les spectres observés expérimentalement. Par la suite, pour expliquer cette réaction, Enrico Fermi développe sa théorie dans laquelle ni le neutrino ni l'électron ne préexistent dans le noyau atomique avant désintégration mais sont créés lors de celle-ci par la désintégration d'un neutron en un proton, un électron, et un neutrino, comme montré en figure 1.1.

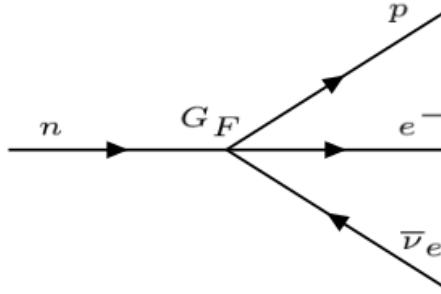
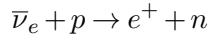


FIGURE 1.1: Désintégration β d'un neutron dans la théorie de Fermi. La constante de Fermi G_F est le couplage de cette interaction à 4 particules.

La confirmation de l'existence des neutrinos vient ensuite en 1953 [3], avec la première observation des antineutrinos électroniques, produits par désintégration β dans un réacteur nucléaire et détectés par la réaction inverse, appelée désintégration β inverse :



1.2 Les neutrinos dans le modèle standard

Le modèle standard de la physique des particules est régi par les trois symétries :

$$SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$$

Avec :

- $SU_C(3)$, le groupe de symétrie de l'interaction forte. Celle ci ne concerne que les particules possédant une couleur, d'où le C , c'est à dire les quarks et les gluons.
- $SU_L(2)$ et $U_Y(1)$, les groupes de symétrie de l'interaction électrofaible.
 - L'invariance de jauge locale $SU_L(2)$ entraîne l'existence de 3 champs bosoniques $W_{1,2,3}$ (un pour chaque générateur de la symétrie). L'interaction avec ces derniers se fait avec un couplage g et concerne uniquement les particules ayant une chiralité gauche (équivalent à un isospin faible I_3 non nul), d'où le L pour *left*.
 - L'invariance de jauge locale $U_Y(1)$ entraîne l'existence d'un champ bosonique B , de couplage g' , et avec l'hypercharge Y pour grandeur conservée.

Pour pouvoir respecter ces symétries, tous les bosons doivent être sans masse, ce qui est expérimentalement faux, le W et le Z étant massifs. L'acquisition d'une masse passe par l'existence d'un champ supplémentaire dit de Higgs dont l'état fondamental brise 3 des 4 générateurs de la symétrie $SU(2) \times U(1)$ et possède une valeur de champ moyenne non nulle v . Le champ de Higgs est décrit par 2 nombres complexes soit 4 degrés de liberté. Après la brisure de symétrie, 3 d'entre eux sont absorbés par 3 des générateurs de $SU(2) \times U(1)$ (autant que de brisés), leur conférant ainsi une masse. Le degré de liberté restant donne un champ scalaire massif appelé boson de Higgs. Le générateur non brisé reste sans masse. Le boson massif Z^0 et le boson sans masse A sont des combinaisons linéaires des champs W_3 et B :

$$\begin{pmatrix} A \\ Z^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_W) & \sin(\theta_W) \\ -\sin(\theta_W) & \cos(\theta_W) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_3 \\ B \end{pmatrix}$$

Ce qui correspond à une rotation avec un angle θ_W dit de Weinberg. Les bosons massifs W^\pm sont des combinaisons linéaires des champs $W_{1,2}$:

$$W^\pm = \frac{W^1 \mp iW^2}{\sqrt{2}}$$

Le champ A est en fait le champ électromagnétique. Son couplage avec un fermion de charge Q est $Q \cdot e$. L'interaction électromagnétique se fait sans distinction avec les composantes gauche et droite.

Les bosons W^\pm , uniquement composés des générateurs de $SU_L(2)$, n'interagissent qu'avec les particules de chiralité gauche, avec un couplage :

$$\frac{g}{\sqrt{2}} \frac{1 - \gamma^5}{2}$$

Avec $P_{L(R)}$, l'opérateur de projection des champs qui ne garde que leur composante gauche (droite) :

$$P_{L(R)} = \frac{1^{(\pm)} \gamma^5}{2}$$

Le boson Z^0 interagit à la fois avec les composantes droite et gauche mais avec des couplages différents :

$$\frac{g}{\cos(\theta_W)} (g_L \frac{1 - \gamma^5}{2} + g_R \frac{1 + \gamma^5}{2})$$

Avec :

- $g_L = I_3 - Q \sin^2(\theta_W)$, le couplage gauche.
- $g_R = -Q \sin^2(\theta_W)$, le couplage droit, nul dans le cas d'une particule de chiralité droite et non chargée.

On peut aussi écrire ce couplage sous la forme axiale-vectorielle :

$$\frac{g}{\cos(\theta_W)} \frac{g_V - g_A \gamma^5}{2}$$

Avec :

- $g_V = I_3 - 2Q \sin^2(\theta_W)$, le couplage dit vectoriel.
- $g_A = I_3$, le couplage dit axial.

Le courant correspondant à la partie vectorielle se transforme comme un vecteur, celui correspondant à la partie axiale-vectorielle comme un pseudo vecteur.

Dans le modèle standard, les neutrinos sont des fermions qui ne possèdent ni charge électrique ni couleur, et interagissent donc uniquement avec la gravité et par interaction faible. Cette charge électrique nulle implique $g'_R = 0$: seuls les neutrinos de chiralité gauche interagissent avec le boson Z^0 . De même, les bosons W^\pm ne se couplent qu'avec les composantes gauches des champs fermioniques, et ce quelle que soit la particule. Par conséquent, un éventuel neutrino de chiralité droite n'aurait, dans le modèle standard, absolument aucune interaction, et donc aucun moyen de production ni de détection (autre que la gravité, absolument négligeable pour des particules élémentaires).

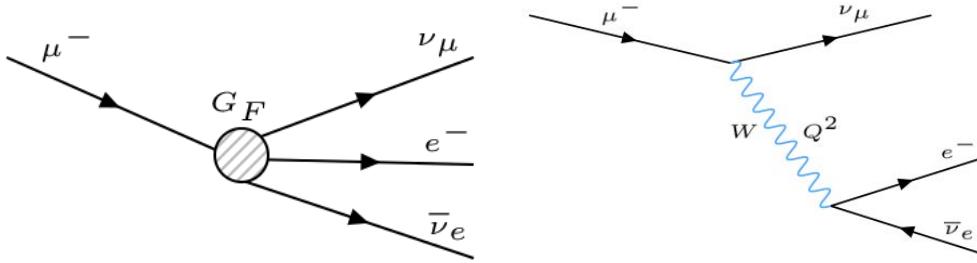


FIGURE 1.2: Diagramme de Feynman de la désintégration du muon. À gauche : interaction effective de Fermi. À droite : désintégration via un boson W virtuel.

Dans le modèle standard, la théorie de Fermi citée précédemment devient une théorie effective à basse énergie. La figure 1.2 montre la désintégration du muon du point de vue de la théorie effective de Fermi et du point de vue de l'interaction faible. Pour une impulsion transférée Q^2 faible devant la masse M_W du W et en comparant les amplitudes de désintégration obtenues dans les deux cas, on obtient :

$$G_F = \frac{g^2}{4\sqrt{2}M_W^2}$$

Avec $M_W \simeq 78$ GeV. On voit ici que l'interaction dite faible ne l'est pas en raison d'un faible couplage, celui-ci étant du même ordre de grandeur que le couplage électromagnétique avec $g \simeq 2 \cdot e$, mais à cause de la masse élevée des bosons vecteurs W et Z .

Dans le modèle standard, le champ de Higgs ϕ interagit avec chaque fermion avec un couplage différent g_f dit de Yukawa. Le lagrangien correspondant s'écrit :

$$g_f(\bar{\psi}_L \phi \psi_R + h.c.)$$

Avec $\psi_{L(R)}$ la composante gauche (droite) du champ fermionique. Après la brisure de symétrie, la valeur moyenne non nulle v de l'état fondamental du champ de Higgs¹ entraîne un terme de masse :

$$\frac{g_f v}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_L \psi_R + h.c.)$$

Avec $m_f = \frac{g_f v}{\sqrt{2}}$ la masse du fermion.

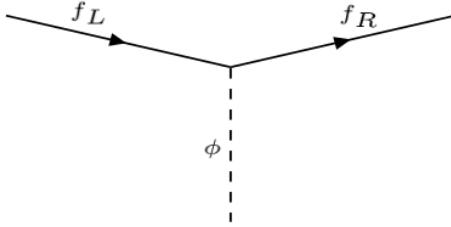


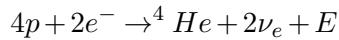
FIGURE 1.3: Diagramme de Feynman de l'interaction d'un fermion f avec le champ de Higgs ϕ . $f_{L(R)}$ est la composante gauche (droite) du champ fermionique.

Comme montré en figure 1.3, le champ de Higgs couple entre elles les composantes droite et gauche des fermions. Dans le modèle standard, le neutrino droit n'existe pas. Le neutrino ne possède donc aucun couplage avec le champ de Higgs, et donc aucune masse, car si on ajoute un terme de masse non couplé au champ Higgs, les symétries du modèle standard ne sont plus respectées.

1.3 Les oscillations des neutrinos

1.3.1 Le déficit en neutrinos solaires

Dans le soleil, la fusion thermonucléaire produit un flux continu de neutrinos électroniques. Le bilan des différentes réactions nucléaires participant à ce flux est :



Avec E l'énergie libérée, de moyenne :

$$\mathbb{E}[E] = 4M_p + 2M_e - M_{^4He} - 2\mathbb{E}[\nu_e] = 27 \text{ MeV}$$

Avec $\mathbb{E}[\nu_e] = 250 \text{ keV}$, l'énergie moyenne des neutrinos émis.

Connaissant la luminosité du soleil et l'énergie libérée en même temps que chaque neutrino, on peut trouver le flux $\phi_{\nu_e}^{\text{prédict}}$ de neutrinos électroniques attendu sur terre. Le modèle standard du soleil donne une prédition d'environ 70 milliards de ν_e par seconde par centimètre carré.

Depuis les années 60, plusieurs expériences, Homestake [4], SAGE [5], et GALLEX [6] ont mesuré le flux de ν_e à l'aide de la réaction β inverse et ont trouvé $\phi_{\nu_e}^{\text{observé}} \in [\phi_{\nu_e}^{\text{prédict}}/3, \phi_{\nu_e}^{\text{prédict}}/2]$. Pour expliquer ce résultat, l'existence d'un phénomène d'oscillation des neutrinos a été avancée (voir section suivante) : les neutrinos de saveur électronique ν_e pourraient alors, lors du trajet

¹Ce n'est donc pas l'interaction avec le **boson** de Higgs qui donne une masse aux particules, mais l'interaction avec le **champ** de Higgs et plus particulièrement sa valeur moyenne non nulle dans l'état fondamental.

entre leur point de production dans le Soleil et leur détection sur Terre, se transformer en neutrinos d'autres saveurs (ν_μ et ν_τ) non détectables par ces expériences.

L'existence de ce déficit en ν_e solaire est restée controversée jusqu'aux résultats de Super-Kamiokande [7] et SNO [8] en 1998 et 2002. Le résultat de SNO est particulièrement important car l'expérience était capable de mesurer à la fois le flux de neutrinos électroniques ϕ_{ν_e} en comptant les électrons produits lors des interactions par courant chargé ², et le flux total $\phi_{total} = \phi_{\nu_e} + \phi_{\nu_\mu} + \phi_{\nu_\tau}$ grâce à la capture des neutrons éjectés lors des interactions par courant neutre. SNO obtient ainsi $\frac{\phi_{\nu_e}}{\phi_{total}} = 0.306 \pm 0.026(stat) \pm 0.024(syst)$: ce résultat vient définitivement confirmer l'existence des oscillations des neutrinos.

1.3.2 Le mélange des neutrinos

En 1957, avant la découverte d'une seconde saveur de neutrino (ν_μ), Bruno Pontecorvo avança l'hypothèse d'oscillations $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$ [9]. En 1962, après la découverte des ν_μ , Ziro Maki, Masami Nakagawa et Shoichi Sakata avancèrent l'hypothèse d'oscillations entre les différentes saveurs de neutrinos en introduisant le concept de mélange [10]. Selon cette théorie, les neutrinos possèdent des masses non nulles, et les états propres de masse $|\nu_i\rangle$ sont différents des états propres de saveurs $|\nu_\alpha\rangle$. On peut écrire les états propres de saveurs comme superpositions des états propres de masse :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad , \alpha = e, \mu, \tau$$

Avec U , la matrice appelée matrice PMNS en référence aux quatre physiciens que l'on vient de citer, et permettant de passer de la base des états propres de masse à celle des états propres de saveur :

$$U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix}$$

Dans le cas d'une production de neutrino par courant chargé, l'état produit est un état propre de saveur (ce qui n'est pas le cas par courant neutre) :

$$|\nu(t=0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle$$

Après un temps t passé à se propager dans le vide, et en utilisant la convention $\hbar = c = 1$, l'état du neutrino est :

$$|\nu(t)\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle$$

Avec E_i l'énergie de ν_i dans le référentiel de l'expérience. Si on détecte le neutrino par courant chargé, la saveur du lepton émis correspond à celle du neutrino incident, et on détecte donc un état propre de saveur. La probabilité de détecter un état propre ν_β est :

²L'énergie des neutrino solaire n'étant pas suffisante pour produire des muons ou des taus lors des interactions par courant chargé, seuls les ν_e interagissent de cette manière.

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | \nu(t) \rangle|^2 = \left| \sum_{i=1}^3 U_{\beta i} U_{\alpha i}^* e^{-i E_i t} \right|^2$$

Les neutrinos étant très légers, on peut utiliser l'approximation ultra relativiste :

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \simeq E + \frac{m_i^2}{2E}$$

Avec m_i la masse de ν_i et E l'énergie moyenne de $\nu(t)$ ³. On obtient ainsi :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_{i,j=1}^3 U_{\beta i} U_{\beta j}^* U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} e^{-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L}$$

Avec $\Delta m_{ij}^2 = m_j^2 - m_i^2$, et $L = ct = t$ la distance entre la source et le point de détection. En posant $A_{\alpha\beta}^{ij} = U_{\beta i} U_{\beta j}^* U_{\alpha i}^* U_{\alpha j}$, on peut écrire :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re(A_{\alpha\beta}^{ij}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) \pm 2 \sum_{i>j} \Im(A_{\alpha\beta}^{ij}) \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \quad (1.1)$$

Avec $\delta_{\alpha\beta}$ égal à 1 si $\alpha = \beta$ et à 0 sinon. Le signe \pm faisant la différence entre les neutrinos et les antineutrinos, on se rend compte que si $\Im(U) \neq 0$ alors $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \neq P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$.

Dans le cas simplifié d'oscillations à deux saveurs, on peut écrire tout changement de base comme une simple rotation dans le plan d'angle θ :

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

La probabilité d'oscillation, appelée probabilité de survie quand $\alpha = \beta$ et probabilité d'apparition sinon, devient :

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

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m^2 L}{E}\right)$$

Avec Δm^2 en eV², E en GeV et L en km. L'appellation "oscillation" provient de la forme sinusoïdale de ces probabilités. L'amplitude des oscillations $\sin^2(2\theta)$ dépend de l'angle de mélange. La période spatiale des oscillations est $L_{osc} = \frac{\pi E}{1.27 \Delta m^2}$.

Plusieurs conditions de cohérence sont nécessaires pour que ces formules d'oscillations soient valides. Elles sont largement remplies dans les expériences d'accélérateur qui nous intéressent ici, mais peuvent ne pas l'être dans d'autres situations, comme pour les neutrinos de supernovæ. Ces derniers sont produits avec des paquets d'onde très piqués en position et se propagent sur des distances suffisamment importantes (de la supernova à la Terre) pour que les paquets d'onde des différentes composantes en états propre de masse soit séparés lors de la détection, ce qui entraîne :

³On remarquera qu'on a supposé ici que tout les ν_i étaient produits avec la même impulsion p . Faire la même hypothèse sur l'énergie ou faire proprement les calculs avec des paquets d'ondes ou de la théorie quantique des champs et en prenant en compte les processus de production et de détection aboutit aux mêmes résultats [11].

$$L \gg L_{coh} = \frac{E}{\sqrt{2\pi}\sigma_E} L_{osc}$$

Avec L_{coh} la longueur de cohérence et σ_E la largeur du paquet d'onde en énergie au point de production. Le résultat est un amortissement des oscillations : pour $L \gg L_{coh}$, la probabilité de survie $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) \rightarrow 1 - \frac{1}{2} \sin^2(2\theta)$ atteint sa valeur moyenne et n'oscille plus.

Dans le cas de trois familles de neutrinos, on peut décomposer la matrice U en trois matrices de rotation :

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{cp}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{cp}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_1} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\alpha_2} \end{pmatrix}$$

Avec $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$ et $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$, θ_{ij} étant les trois angles de mélanges. δ_{cp} est la phase de violation de la symétrie CP (conjugaison de charge plus parité). La quatrième matrice contient les deux phases dites de Majorana, présentes uniquement si les neutrinos sont leurs propres antiparticules, et sans effet sur les oscillations de neutrinos, cette matrice étant diagonale. Les deux conséquences majeures de l'existence des oscillations des neutrinos sont :

- Que les neutrinos possèdent une masse.
- Que la saveur n'est pas conservée (contrairement au modèle standard dans lequel la conservation de la saveur est une symétrie accidentelle).

1.4 État des connaissances et perspectives

Les expériences d'oscillation des neutrinos peuvent utiliser plusieurs sources, artificielles ou non :

- **Les neutrinos solaires** Comme expliqué en section 1.3.1, les expériences utilisant cette source de ν_e (allant de la centaine de keV à quelques MeV) ont permis la découverte du phénomène d'oscillation des neutrinos. Elles sont principalement sensibles à θ_{12} et Δm_{21}^2 . Les effets de matière [12] dans le soleil ont permis de connaître le signe de Δm_{21}^2 , qui n'a aucune influence dans la formule 1.1 d'oscillation dans le vide, et on sait maintenant que $m_2 > m_1$.
- **Les neutrinos atmosphériques** Les rayons cosmiques interagissent sur les noyaux atomiques composant la haute atmosphère, créant des cascades de particules dont des $\nu_\mu^{(-)}$ et des $\nu_e^{(-)}$ avec des énergies allant du MeV au TeV, qui sont ensuite détectés par des expériences comme SuperKamiokande ou MINOS [13]. Ces expériences sont principalement sensibles à θ_{23} et $|\Delta m_{32}^2|$.

- **Les neutrinos de réacteurs** Les réacteurs nucléaires produisent des $\bar{\nu}_e$ autour du MeV. Les expériences situées à proximité des réacteurs comme Daya Bay [14], RENO [15], ou Double-Chooz [16] sont principalement sensibles à θ_{13} . KamLAND, dont le réacteur le plus proche est situé à environ 90 km, est principalement sensible à θ_{12} .
- **Les neutrinos d'accélérateurs** On utilise des accélérateurs pour produire des mésons (principalement des pions) se désintégrant en $\bar{\nu}_\mu$ d'énergie autour du GeV. Ces expériences, comme T2K, MINOS ou NO ν A [17], sont principalement sensibles à θ_{13} , θ_{23} , et $|\Delta m_{32}^2|$. Comme ce sera expliqué en section 3.4, des premières contraintes sur δ_{cp} ont aussi été obtenues par T2K. De futures expériences comme HyperKamiokande [18] et DUNE [19] y auront une meilleure sensibilité, ainsi qu'à la hiérarchie de masse.

L'état de l'art des connaissances concernant les neutrinos est le suivant :

- Leurs interactions sont prédites par la théorie électrofaible du modèle standard.
- Il existe 3 familles de neutrinos plus légers que la moitié de la masse du boson Z^0 .
- Il existe un phénomène d'oscillation de saveur des neutrinos, dont les paramètres sont résumés dans le tableau 1.1.
- Ces derniers sont donc massifs.
- $m_2 > m_1$.
- $m_{\bar{\nu}_e} < 2$ eV, résultat obtenu en observant la désintégration β du tritium [20] (voir section 1.4.2.2).

Paramètre	Valeur
$\sin^2(\theta_{12})$	$0.304^{+0.014}_{-0.013}$
Δm_{21}^2	$(7.53 \pm 0.18) \cdot 10^{-5}$ eV 2
$\sin^2(\theta_{23})$	$0.514^{+0.055}_{-0.056}$ (NH) 0.511 ± 0.055 (IH)
$ \Delta m_{32}^2 $	$(2.42 \pm 0.06) \cdot 10^{-3}$ eV 2 (NH) $(2.49 \pm 0.06) \cdot 10^{-3}$ eV 2 (IH)
$\sin^2(\theta_{13})$	$(2.19 \pm 0.012) \cdot 10^{-2}$
δ_{cp}	$[-\pi, \pi]$

TABLE 1.1: Valeurs expérimentales des paramètres d'oscillations des neutrinos, PDG 2015 [20].

De nombreuses questions restes ouvertes, certaines étant accessibles par des expériences d'oscillations et d'autres non.

1.4.1 Paramètres accessibles avec les oscillations des neutrinos

1.4.1.1 Hiérarchie de masse

Une des questions principales est de savoir si $m_3 > m_2 > m_1$ (NH, *normal hierarchy*) ou si $m_2 > m_1 > m_3$, comme le montre la figure 1.4.

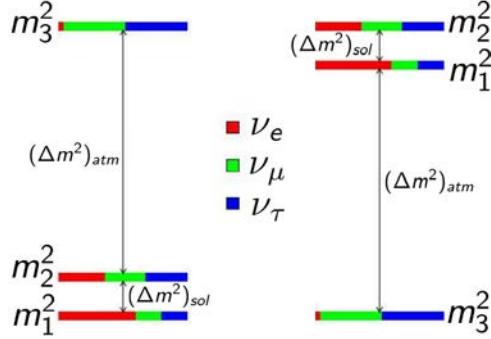


FIGURE 1.4: Problème de la hiérarchie de masse. À gauche : hiérarchie normale. À droite : hiérarchie inverse. Les couleurs montrent les contenus en états propres de saveurs des états propres de masses.

Le signe de Δm_{ij}^2 n'intervient pas dans les formules d'oscillations dans le vide mais dans celles d'oscillations dans la matière. La hiérarchie de masse sera accessible dans de futures expériences de neutrinos d'accélérateurs ou de réacteurs dans lesquels les neutrinos traverseront suffisamment de matière.

1.4.1.2 Violation de la symétrie CP

Une phase de violation CP δ_{cp} différente de 0 ou π engendrerait une violation de CP dans le secteur leptonique, une des conditions (dites de Sakharov [21]) nécessaires à un possible mécanisme de leptogénèse expliquant l'asymétrie matière/antimatière dans l'univers. Une telle violation entraînerait une partie imaginaire non nulle de U , et donc des différences d'oscillations dans le vide entre neutrinos et antineutrinos :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \neq P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$$

1.4.1.3 Neutrinos stériles

Plusieurs expériences à courte distance [22], [23], [24] ont observé des tensions avec le modèle à trois saveurs, pointant vers l'hypothèse de l'existence d'un ou plusieurs neutrinos, dits "stériles", car n'interagissant pas par interaction faible, et oscillant avec les neutrinos habituels, dits "actifs". La différence de masse entre neutrinos actifs et stériles serait assez élevée (l'intervalle possible pour Δm_{new}^2 allant jusqu'à 10 eV² pour les résultats de LSND) pour entraîner des oscillations à très courte distance.

Ces anomalies n'ont jusqu'à présent pas été observées par les expériences à longues distances [25], [26]. De plus, même si la contrainte de 3 familles de neutrinos provenant de la désintégration du Z^0 ne concerne que les neutrinos "actifs", la cosmologie donne elle aussi des contraintes en tension avec l'existence de neutrinos stériles [27].

1.4.2 Paramètres sans effet sur les oscillations des neutrinos

1.4.2.1 Dirac ou Majorana ?

Dans le modèle standard, les neutrinos ne possèdent pas de masse. Pour expliquer l'origine des masses des neutrinos, un mécanisme supplémentaire est nécessaire. Plusieurs hypothèses ont été avancées, et dépendent de la nature des neutrinos : ceux-ci peuvent en effet être leurs propres antiparticules (neutrinos de Majorana) ou non (neutrinos de Dirac).

Le mécanisme le plus simple implique que les neutrinos soient de Dirac et consiste à ajouter un neutrino droit (par famille) au modèle standard, permettant ainsi un couplage de Yukawa au champ de Higgs et donc l'acquisition d'une masse comme pour les autres fermions. Le fait que les masses des trois familles de neutrinos soient très faibles comparées à celles des autres fermions est par contre totalement inexpliqué avec un tel mécanisme.

Le mécanisme le plus souvent avancé, dit *see-saw* de type 1, ajoute lui aussi un neutrino droit (par famille) au modèle standard. Dans ce cas, les deux neutrinos, droit et gauche, sont de Majorana (mais ne sont pas chacun l'antiparticule de l'autre). Dans ce modèle, la masse du neutrino gauche diminue avec l'augmentation de celle du neutrino droit : on a donc un neutrino droit massif ($\sim 10^{15}$ GeV), qui engendre la faible masse observée pour le neutrino gauche.

Si les neutrinos sont de Majorana, un neutrino produit dans une désintégration β pourrait interagir comme un antineutrino dans une désintégration β inverse, résultant ainsi en une double désintégration β sans émission de neutrino, comme montré en figure 1.5.

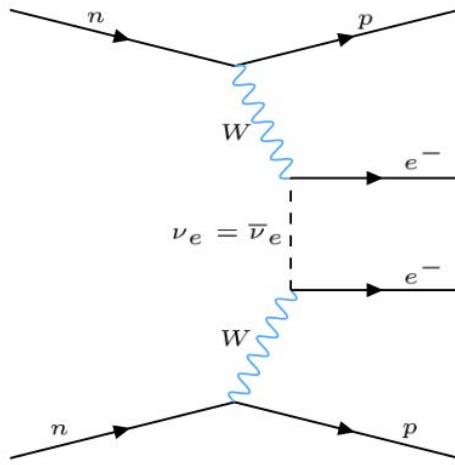


FIGURE 1.5: Diagramme de Feynman d'une double désintégration β sans émission de neutrino.

Les expériences SuperNEMO [28], SNO+ [29], CUORE [30], EXO [31], et MAJORANA [32] chercheront ce type de désintégration pour statuer définitivement sur la nature des neutrinos.

1.4.2.2 Masses absolues des neutrinos

Les oscillations des neutrinos permettent de connaître les différences de masse entre ces derniers mais pas leurs masses absolues. Une contrainte sur le maximum possible pour la somme des masses des neutrinos est donnée par la cosmologie observationnelle mais dépend fortement des modèles : $\sum_{i=1}^3 m_i < 0.3$ eV [33]. Une mesure directe consiste à observer l'extrémité du spectre en énergie de la désintégration β comme montré en figure 1.6. L'expérience KATRIN [34] devrait atteindre une sensibilité $m_{\bar{\nu}_e} \simeq 0.2$ eV.

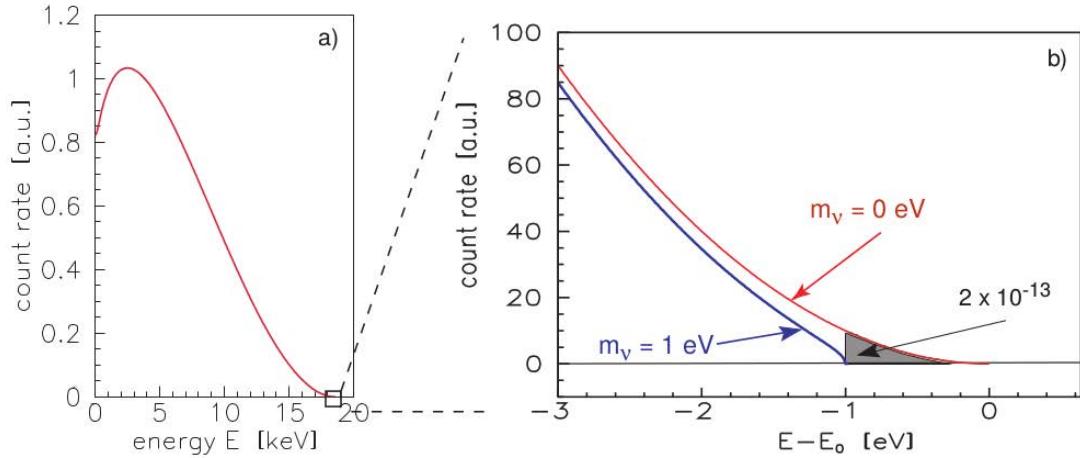


FIGURE 1.6: Spectre en énergie de l'électron émis lors de la désintégration β du tritium. E_0 serait l'énergie maximale atteignable en supposant que les neutrinos ne possèdent pas de masse. La fraction d'événements contenus dans le dernier eV avant E_0 est de $2 \cdot 10^{-13}$.

1.4.3 Défis expérimentaux

Ces différentes mesures sont rendues difficiles non seulement par les faibles sections efficaces, mais aussi par les différentes incertitudes systématiques impliquées. Pour les expériences liées à la masse et à la nature des neutrinos, basées sur des désintégrations β , les incertitudes systématiques dues aux bruits de fonds et aux éléments de matrices nucléaires sont les plus importantes. Pour les expériences d'oscillations, les incertitudes systématiques sur les flux et les sections efficaces sont les plus importantes. Pour pouvoir réaliser les mesures de δ_{cp} et de la hiérarchie de masse, une meilleure compréhension des interactions des neutrinos dans la matière est nécessaire.

Chapitre 2

Les interactions des neutrinos

Sommaire

2.1	Interactions des neutrinos dans la matière	15
2.1.1	Interactions des neutrinos sur les noyaux	16
2.1.1.1	Interaction cohérente par courant neutre	16
2.1.1.2	Capture par un noyau radioactif	17
2.1.1.3	Production cohérente de pions	18
2.1.2	Interactions des neutrinos sur les nucléons	18
2.1.2.1	Désintégration β inverse	18
2.1.2.2	Diffusion quasi-élastique par courant chargé	21
2.1.2.3	Diffusion élastique par courant neutre	24
2.1.2.4	Production résonante de pions uniques	25
2.1.3	Interactions des neutrinos sur les quarks : le régime inélastique profond	26
2.2	Différences de section efficace entre les neutrino et les antineutrinos	28
2.3	Interactions des (anti)neutrinos dans T2K	30
2.4	Évolutions des modèles de diffusion quasi-élastique par courant chargé	31
2.4.1	Au delà du gaz de Fermi	32
2.4.1.1	Approximation de la phase aléatoire	33
2.4.1.2	Fonctions spectrales	34
2.4.2	Au delà de l'interaction avec un nucléon unique	35
2.4.3	Comparaisons des modèles MEC et RPA aux résultats expérimentaux	37

2.1 Interactions des neutrinos dans la matière

La manière dont un neutrino interagit avec la matière (baryonique) qui compose nos détecteurs dépend de son énergie E_ν : plus E_ν augmente, plus fines sont les structures que le neutrino peut sonder. À des énergies faibles ($E_\nu \lesssim 100$ MeV), un neutrino pourra interagir avec l'ensemble du noyau atomique. À des énergies intermédiaires ($E_\nu \sim 0.1 - 20$ GeV), il pourra interagir individuellement avec un des nucléons le composant. Enfin, à des énergies plus élevées ($E_\nu \gtrsim 1$ GeV), il pourra sonder la structure partonique des nucléons et interagir individuellement avec un quark.

Ces trois régimes ne sont pas exclusifs et ne possèdent pas de frontières abruptes et bien définies : pour une énergie de quelques GeV, un neutrino peut par exemple interagir de manière quasi élastique avec un nucléon ou de manière inélastique avec un quark.

2.1.1 Interactions des neutrinos sur les noyaux

À basse énergie, un noyau est "vu" par un neutrino comme une seule structure cohérente. Les interactions se font donc de manière cohérente avec l'intégralité du noyau et non individuellement avec les nucléons.

2.1.1.1 Interaction cohérente par courant neutre

À basse énergie, un neutrino peut interagir de manière cohérente avec tous les nucléons d'un noyau par échange d'un boson Z^0 :

$$\nu + {}_Z^A X \rightarrow \nu + {}_Z^A X^*$$

Pour cela, l'impulsion transférée Q doit être petite devant le rayon R du noyau atomique : $Q \cdot R \ll 1$. L'interaction reste cohérente jusqu'à $E_\nu \sim 50$ MeV.

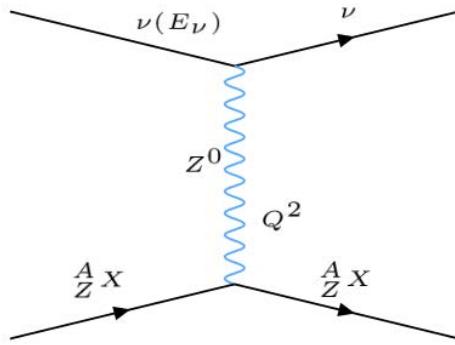


FIGURE 2.1: Diagramme de Feynman de l'interaction cohérente d'un neutrino avec un noyau.

La section efficace différentielle d'interaction cohérente par courant neutre d'un neutrino d'énergie E_ν sur un noyau initialement au repos et acquérant une énergie cinétique de recul T (voir figure 2.1) est :

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{G_F^2}{4\pi} \cdot Q_W^2 \cdot M_X \left(1 - \frac{M_X T}{2E_\nu}\right) \cdot F(Q^2)^2$$

Avec :

- $M_X = A \cdot M_{nucléon}$: la masse du noyau ${}_Z^A X$.
- $Q_W = N - Z(1 - 4\sin^2(\theta_W))$: la charge faible du noyau ${}_Z^A X$ avec $N = A - Z$ le nombre de neutrons.
- $F(Q^2)$: le facteur de forme élastique de l'état fondamental du noyau ${}_Z^A X$, qui dépend des densités de protons $\rho_p(r)$ et de neutrons $\rho_n(r)$:

$$F(Q^2) = \frac{1}{Q_W} \int \frac{\sin(Qr)}{Qr} [\rho_n(r) - (1 - 4 \sin^2(\theta_W)) \rho_p(r)] d^3r$$

Cette section efficace suit le carré du nombre de nucléon A^2 . $F(Q^2)$ contient l'effet de la perte de cohérence avec l'augmentation de l'impulsion transférée et tend rapidement vers 0 quand $Q \cdot R$ augmente.

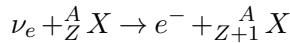
Le recul maximal est limité par la cinématique élastique de la réaction et décroît avec la masse :

$$T_{max} = \frac{E_\nu}{1 + \frac{M_X}{2E_\nu}}$$

Un nombre atomique élevé permet donc d'augmenter la section efficace mais diminue la détectabilité. Cette interaction n'a jamais été observée expérimentalement en raison du faible recul engendré et de la suppression en G_F^2 de la section efficace, mais des expériences d'observation de supernovæ [35] et de recherche de neutrinos stériles [36] basées sur ce type d'interaction ont été proposées.

2.1.1.2 Capture par un noyau radioactif

Une neutrino électronique peut être capturé par un noyau radioactif pouvant subir une désintégration β (on l'appelle donc parfois émission β stimulée) :



aboutissant à un état final observable similaire à celui d'une désintégration β :

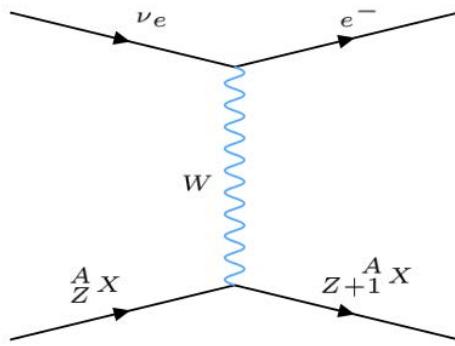
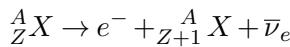


FIGURE 2.2: Diagramme de Feynman de la capture d'un neutrino électronique par un noyau radioactif.

La réaction est exothermique, un faisceau de neutrinos d'impulsion négligeable entraînera un faisceau monoénergétique d'électrons d'impulsion non nulle. Cette réaction n'a jamais été observée expérimentalement mais a été proposée comme moyen de détection des neutrinos cosmologiques [37].

2.1.1.3 Production cohérente de pions

Un neutrino peut aussi interagir de manière cohérente avec un noyau et produire un pion, par courant chargé (*CC Coh*) :

$$\nu_l + {}_Z^A X \rightarrow l + {}_Z^A X + \pi^+ \quad \bar{\nu}_l + {}_Z^A X \rightarrow \bar{l} + {}_Z^A X + \pi^-$$

Ou par courant neutre (*NC Coh*) :

$$\nu_l + {}_Z^A X \rightarrow \nu_l + {}_Z^A X + \pi^0 \quad \bar{\nu}_l + {}_Z^A X \rightarrow \bar{\nu}_l + {}_Z^A X + \pi^0$$

L'approche théorique la plus commune pour calculer la section efficace de cette réaction est de la relier à la section efficace de diffusion élastique des pions sur les noyaux atomiques $\sigma(\pi + {}_Z^A X \rightarrow \pi + {}_Z^A X)$ (elle même mesurée par des expériences dédiées) grâce au théorème d'Adler [38]. D'abord observé pour des énergies supérieures à 7 GeV [39], les données de plusieurs expériences [40] dont T2K et MINERvA ont confirmé l'existence de ce type d'interactions en dessous de 3 GeV.

2.1.2 Interactions des neutrinos sur les nucléons

Avec l'augmentation de l'énergie, on peut sonder des structures de plus en plus petites. Le noyau ne sera plus vu par le neutrino comme une seule structure cohérente mais comme un assemblage de nucléons avec lesquels des interactions individuelles deviennent possibles. La structure partonique des nucléons n'est pas encore accessible.

2.1.2.1 Désintégration β inverse

La diffusion d'un neutrino par un noyau correspond à la réaction :

$$\nu_e + {}_Z^A X \rightarrow e^- + {}_{Z+1}^{A+1} X^{(*)} \quad (2.1)$$

similaire à celle de la capture décrite précédemment, à la différence que le noyau cible n'est pas nécessairement radioactif et qu'il ne s'agit donc pas d'un désintégration β stimulée. Cette réaction n'est pas exothermique et possède un seuil dépendant de la différence de masse entre le noyau de l'état initial ${}_Z^A X$ et celui de l'état final ${}_{Z+1}^{A+1} X^{(*)}$ (avec par exemple un seuil d'environ 16 MeV pour la réaction $\nu_e + {}^{12}C \rightarrow e^- + {}^{12}N$), contrairement à la capture pour laquelle $E_\nu \rightarrow 0 \Rightarrow \sigma \neq 0$ et $p_e \neq 0$.

Le cas de figure le plus simple pour cette réaction est celui de l'interaction avec un proton :

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

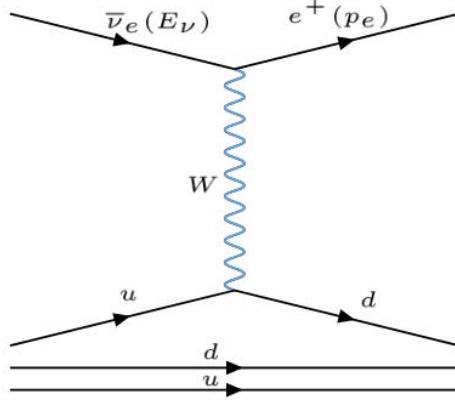


FIGURE 2.3: Diagramme de Feynman de la réaction bêta inverse.

La section efficace différentielle angulaire, donnée dans [41], est, au premier ordre en masse de nucléon :

$$\frac{d\sigma}{d\cos(\theta)} = \frac{G_F^2 |V_{ud}|^2 E_e p_e}{2\pi} \left[(1 + \beta_e \cos(\theta)) + 3g_A^2 \left(1 - \frac{\beta_e}{3} \cos(\theta)\right) \right]$$

Avec :

- θ : l'angle de diffusion.
- E_e : l'énergie de l'électron.
- p_e : l'impulsion de l'électron.
- β_e : la vitesse de l'électron.
- g_A : le couplage axial-vectoriel du nucléon, avec expérimentalement $g_A = 1.2694 \pm 0.0028$ [42], résultat obtenu en mesurant le temps de vie des neutrons.
- $|V_{ud}| = 0.97427 \pm 0.00015$: élément de la matrice CKM, V_{ij} donnant l'amplitude de probabilité de transition d'un quark de saveur i à un quark de saveur j .

Cette section efficace est constituée de deux composantes : une composante vectorielle en $1 + \beta_e \cos(\theta)$ et une composante axiale-vectorielle en $g_A^2 \left(1 - \frac{\beta_e}{3} \cos(\theta)\right)$.

Pour des noyaux plus complexes, la section efficace différentielle de la réaction 2.1 peut s'écrire sous la forme générale :

$$\frac{d\sigma}{d\cos(\theta)} = \frac{E_e p_e}{2\pi} \sum_i \frac{1}{2J_i + 1} \left(\sum_{M_i, M_f} |\langle f | H_W | i \rangle|^2 \right)$$

Somme de toutes les amplitudes de transition sur tous les états finaux, initiaux et de spin possibles. On se limitera aux interactions par courant chargé :

$$H_W^{CC} = \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} \int [J^{\mu,CC} H_{\mu}^{CC}(\vec{x}) + h.c.] d\vec{x}$$

Avec $H_{\mu}^{CC}(\vec{x})$ le courant faible hadronique :

$$H_{\mu}^{CC}(\vec{x}) = V_{\mu}^{\pm}(\vec{x}) + A_{\mu}^{\pm}(\vec{x})$$

$V_{\mu}^{\pm}(\vec{x})$ et $A_{\mu}^{\pm}(\vec{x})$ étant les courants respectivement vectoriel et axial-vectoriel. On peut écrire une forme générale du courant faible hadronique faisant intervenir des facteurs de forme :

$$\langle f | V_{\mu}^{\pm}(q^2) | i \rangle = \bar{u}(p') \frac{\sigma^{\pm}}{2} [F_1(q^2) \gamma_{\mu} + i \frac{F_2(q^2)}{2M_{nucléon}} S_{\mu\nu} q^{\nu}] u(p)$$

$$\langle f | A_{\mu}^{\pm}(q^2) | i \rangle = \bar{u}(p') \frac{\sigma^{\pm}}{2} [F_A(q^2) \gamma_{\mu} \gamma_5 + \frac{F_P(q^2)}{M_{nucléon}} q_{\mu} \gamma_5] u(p)$$

Avec :

- $q^2 = -Q^2$
- $u(p)$ ($\bar{u}(p')$), les spineurs de Dirac du nucléon cible dans l'état final (initial).
- $\sigma^{\pm} = \sigma_1 \pm i\sigma_2$, σ_1 et σ_2 étant les deux premières matrices de Pauli (agissant ici sur l'isospin faible).
- $S^{\mu\nu} = \frac{i}{4} [\gamma^{\mu}, \gamma^{\nu}]$
- $F_1(q^2) = F_1^p(q^2) - F_1^n(q^2)$ et $F_2(q^2) = F_2^p(q^2) - F_2^n(q^2)$, $F_1^{n,p}$ ($F_2^{n,p}$) étant les facteurs de forme électromagnétiques de Dirac (Pauli) du proton et du neutron. Ceux-ci sont mesurés avec des expériences de diffusion d'électrons sur des noyaux atomiques.
- $F_P(q^2) = \frac{2M_{nucléon}}{m_{\pi}^2 - q^2} F_A(q^2)$, le facteur de forme faible pseudoscalaire.
- $F_A(q^2) = g_A G_A(q^2)$, le facteur de forme faible axial-vectoriel, non accessible par des expériences de diffusion d'électrons, et auquel on assigne historiquement un comportement de dipôle en choisissant :

$$G_A(q^2) = \frac{1}{(1 - \frac{q^2}{M_A^2})^2}$$

Avec M_A , la masse axiale, accessible uniquement via des expériences de diffusion de neutrinos.

La figure 2.4 montre la section efficace de la réaction $\nu_l + {}^{12}C \rightarrow l^- + {}^{12}N$ en fonction de l'énergie des neutrinos incidents produits par des accélérateurs.

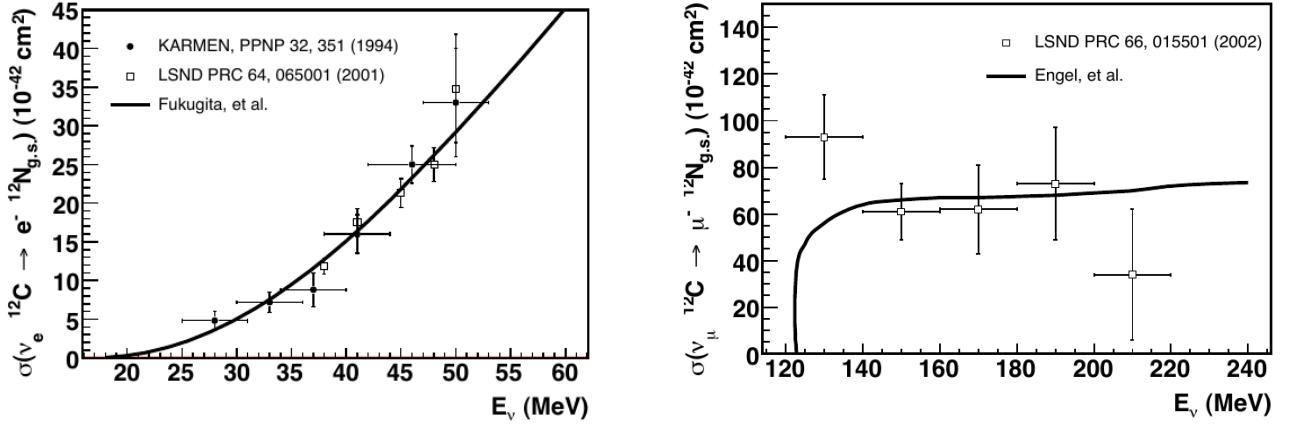


FIGURE 2.4: Section efficace de la réaction $\nu_l + {}^{12}C \rightarrow l^- + {}^{12}N$ en fonction de l'énergie du neutrino incident. Le noyau ${}^{12}N$ résultant est produit dans son état fondamental ${}^{12}N_{g.s.}$. À gauche : $\nu_e + {}^{12}C \rightarrow e^- + {}^{12}N$, les données expérimentales proviennent de KARMEN [43] et LSND [44], la prédition théorique de [45]. À droite : $\nu_\mu + {}^{12}C \rightarrow \mu^- + {}^{12}N$, les données expérimentales proviennent de LSND [46], la prédition théorique de [47].

2.1.2.2 Diffusion quasi-élastique par courant chargé

Pour des énergies entre ~ 100 MeV et ~ 2 GeV, l'interaction dominante des neutrinos dans la matière est l'interaction quasi élastique de courant chargé ($CCQE$), lors de laquelle un neutrino interagit quasi élastiquement par courant chargé avec l'intégralité d'un nucléon plutôt qu'avec les partons le constituant. Pour les neutrinos :

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + p$$

Pour les antineutrinos :

$$\bar{\nu}_l + p \rightarrow l^+ + n$$

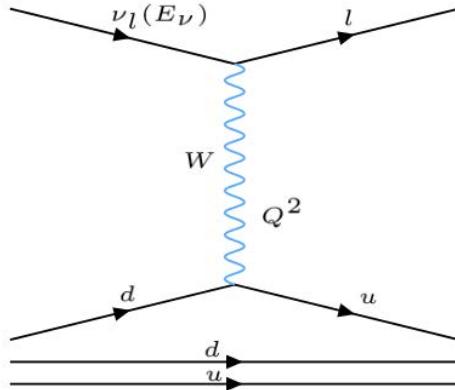


FIGURE 2.5: Diagramme de Feynman de l'interaction quasi élastique par courant chargé.

Le modèle de section efficace pour ce type d'interaction, encore utilisé aujourd'hui (avec tout de même des évolutions décrites en section 2.4), date de 1972 [48] :

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{G_F^2 M_{nucléon}^2 |V_{ud}|^2}{8\pi E_\nu^2} [A \pm \frac{(4M_{nucléon} E_\nu - Q^2 - m_l^2)}{M_{nucléon}^2} B + \frac{(4M_{nucléon} E_\nu - Q^2 - m_l^2)^2}{M_{nucléon}^4} C] \quad (2.2)$$

Avec m_l , la masse du lepton l produit. Le signe \pm est un $+$ ($-$) pour un neutrino (antineutrino), ce qui entraîne une section efficace plus faible pour les antineutrinos. A , B et C dépendent des facteurs de forme F_1 , F_2 , F_P et F_A rencontrés précédemment :

$$\begin{aligned} A &= \frac{m_l^2 + Q^2}{M_{nucléon}^2} [(1 + \eta) F_A^2(Q^2) - (1 - \eta) F_1^2(Q^2) + \eta(1 - \eta) F_2(Q^2)^2 \\ &\quad + 4\eta F_1(Q^2) F_2(Q^2) - \frac{m_l^2}{4M_{nucléon}^2} ((F_1(Q^2) + F_2(Q^2))^2 + (F_A(Q^2) + 2F_P(Q^2))^2 - (\frac{Q^2}{M_{nucléon}^2}) F_P^2(Q^2))] \\ B &= \frac{Q^2}{M_{nucléon}^2} F_A(F_1(Q^2) + F_2(Q^2)) \\ C &= \frac{1}{4} (F_A^2(Q^2) + F_1^2(Q^2) + \eta F_2^2(Q^2)) \end{aligned}$$

Avec $\eta = \frac{Q^2}{4M_{nucléon}^2}$. Comme expliqué précédemment, tous les paramètres impliqués dans cette section efficace sont tirés d'expériences de diffusion d'électrons ou de temps de vie du neutron, sauf la masse axiale, M_A , qui doit être déterminée par des mesures de diffusion de neutrinos. Les premières expériences de diffusion quasi élastique des neutrinos, réalisées avec principalement du deutérium comme noyau cible, mènent à la conclusion que $M_A \sim 1.0$ GeV, avec une moyenne mondiale $M_A = 1.014 \pm 0.014$ GeV/c² [49].

Les noyaux cibles utilisés par les expériences récentes sont plus complexes que du deutérium, pour profiter du fait que la section efficace totale augmente avec le nombre de nucléons cibles. Par conséquent les effets nucléaires deviennent plus importants, et on ne peut plus juste utiliser l'équation 2.2 multipliée par le nombre de nucléon. La première approche théorique adoptée est de traiter le noyau comme un ensemble de nucléons quasi libres (*impulse approximation* [50]) formant un gaz de Fermi relativiste (RFG) [51].

Dans l'*impulse approximation* :

- Le noyau cible est vu par le neutrino comme une collection de nucléons individuels.
- Le hadron produit lors de l'interaction n'est pas affecté par les nucléons spectateurs. Les effets d'interaction dans l'état final (FSI), c'est à dire les ré-interactions du hadron dans le noyau lors de son trajet pour s'en échapper, devront donc être pris en compte *a posteriori* et de manière totalement décorrélée de l'interaction elle-même. De même, les effets dus à l'exclusion de Pauli (si le hadron n'a pas assez d'impulsion pour s'échapper du noyau et qu'aucun état quantique ne lui est accessible à cause du principe d'exclusion, l'amplitude de la réaction correspondante est supprimée) doivent être ajoutés *à la main*.

Dans un gaz de Fermi, les nucléons se déplacent librement avec une impulsion maximale d'environ 250 MeV (pour des noyaux avec $Z = N = A/2$), ce qui entraîne un étalement des distributions par rapport aux interaction sur nucléon libre, comme montré en figure 2.6.

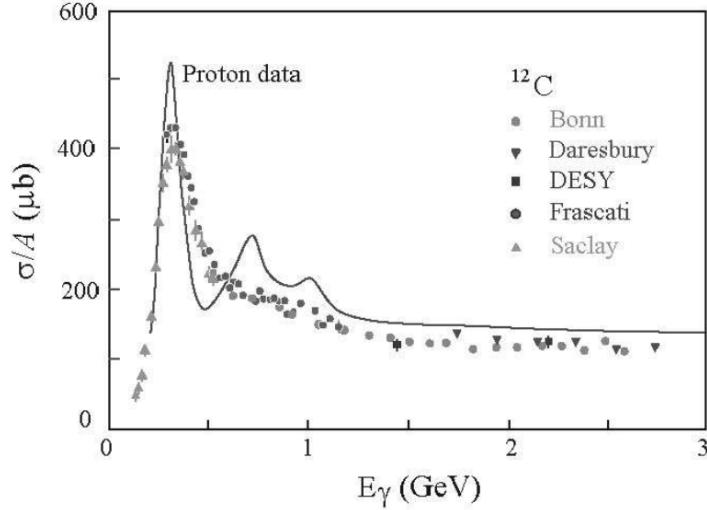


FIGURE 2.6: Résultats de photo absorption sur proton (ligne) et sur noyau (points) en fonction de l'énergie. La distribution en impulsion des nucléons dans les noyaux étale les pics de production résonante.

Les mesures de section efficace sur des noyaux plus lourds que le deutérium et basées sur ces modèles donnent des valeur de M_A supérieure à 1 GeV et allant jusqu'à 1.35 GeV. La figure 2.7 résume les mesures de sections efficaces d'interaction $CCQE$ des ν_μ , avec à la fois des mesures anciennes sur deutérium et des mesures plus récentes, principalement sur du carbone.

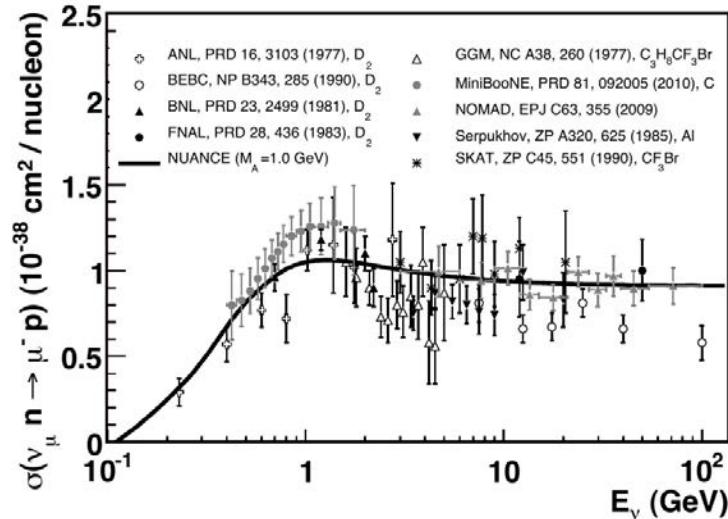


FIGURE 2.7: Section efficace $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ en fonction de l'énergie du neutrino incident E_ν [41]. Les données correspondent à différentes expériences utilisant différents noyaux cibles. La prédiction théorique correspond à l'interaction avec un nucléon libre en supposant une masse axiale $M_A = 1.0$ GeV.

Comme expliqué en section 2.4, cette augmentation de la section efficace (par nucléon) avec la masse du noyau est aujourd’hui interprétée non pas comme une valeur plus importante de M_A (qui est une propriété intrinsèque du nucléon et ne doit donc pas dépendre du noyau atomique), mais comme provenant d’effets nucléaires sous estimés par l’approximation d’interaction avec un nucléon individuel entouré de nucléons spectateurs, ces effets pouvant entraîner des différences de plus de 20% sur la section efficace.

Comme montré en figure 2.7, figure 2.8, et dans [52], la mesure réalisée par l’expérience NOMAD, avec du carbone comme cible principale, donne une valeur de M_A proche de 1 avec $M_A = 1.05 \pm 0.08$ GeV, résultat en tension avec les autres mesures réalisées sur du carbone, comme celle de MiniBooNE [53] avec $M_A = 1.35 \pm 0.17$ GeV. Cette différence n’est pas encore totalement comprise, une des hypothèses avancées étant que la définition du signal $CCQE$ peut être rendue compliquée du fait d’effets nucléaires entraînant l’éjection de plusieurs protons au lieu d’un seul. Pour réaliser sa mesure, NOMAD sélectionne séparément les événements avec uniquement un muon observé et ceux où l’on observe un muon et un proton, avant de supposer que les seules différences entre ces deux échantillons proviennent d’effet de reconstruction et de ré-interactions dans l’état final, ce qui devient incorrect en présence d’éjections multi-nucléons. L’interaction $CCQE$ est l’interaction dominante dans T2K et est l’objet de cette thèse. Comme expliqué par la suite, un soin particulier sera apporté à la définition du signal $CCQE$ pour éviter d’éventuels effets de ce type.

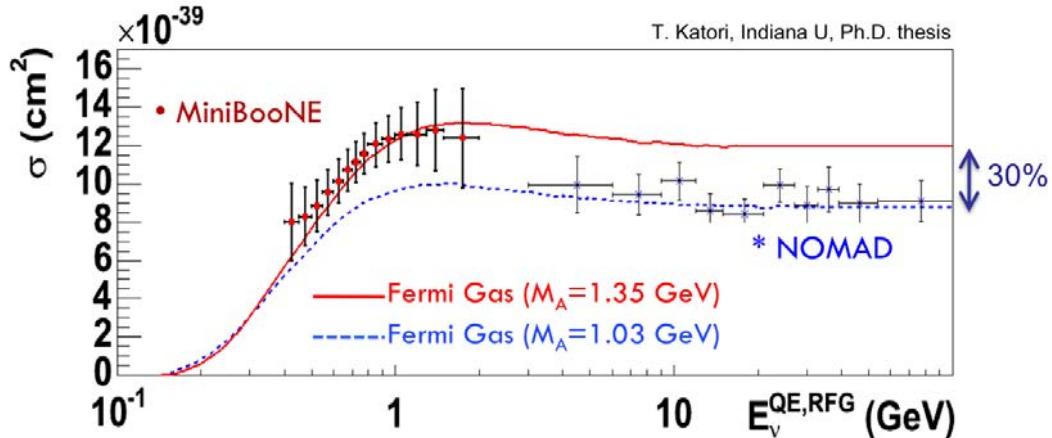


FIGURE 2.8: Section efficace $CCQE$ sur carbone en fonction de E_ν , avec les expériences MiniBooNE et NOMAD.

2.1.2.3 Diffusion élastique par courant neutre

Les neutrinos peuvent interagir par courant neutre de manière élastique (NC) avec un nucléon :

$$\overset{(-)}{\nu_l} + \text{nucléon} \rightarrow \overset{(-)}{\nu_l} + \text{nucléon}$$

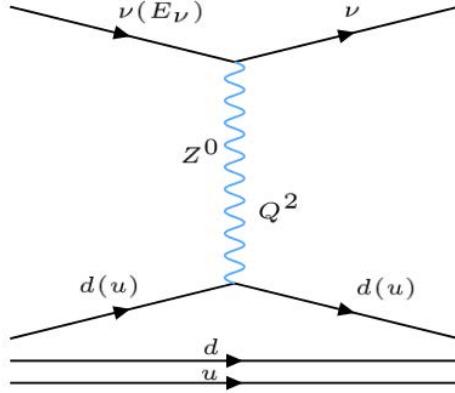


FIGURE 2.9: Diagramme de Feynman de l'interaction élastique par courant neutre.

La section efficace possède la même forme que celle montrée sur l'équation 2.2 pour les interactions $CCQE$, avec des facteurs de formes F_1 , F_2 , et F_A incluant des facteurs de couplages supplémentaires et une contribution des quarks étranges. F_A devient par exemple :

$$F_A^{NC}(Q^2) = \pm \frac{F_A(Q^2)}{2} - \frac{F_A^s(Q^2)}{2}$$

Le \pm valant $+$ ($-$) pour un proton (neutron), et avec F_A^s le facteur de forme axial étrange :

$$F_A^s(Q^2) = \frac{\Delta s}{(1 + \frac{Q^2}{M_A^2})}$$

Avec Δs , la contribution étrange au spin du nucléon. La mesure de $\frac{d\sigma}{dQ^2}$ permet d'accéder à M_A et Δs [54]. Une valeur souvent mesurée est le ratio $\sigma_{NC}/\sigma_{CCQE}$, qui pour un Q^2 allant de la centaine de MeV à quelques GeV vaut autour de 10%, comme montré dans le tableau 2.1. Comme pour l'interaction $CCQE$, les effets nucléaires peuvent entraîner des différences de section efficace supérieures à 20%.

Experiment	Target	Ratio	$Q^2(\text{GeV}^2)$
BNL E734	CH_2	0.153 ± 0.018	$0.5 - 1.0$
BNL CIB	Al	0.11 ± 0.03	$0.3 - 0.9$
Aachen	Al	0.10 ± 0.03	$0.2 - 1.0$
BNL E613	CH_2	0.11 ± 0.02	$0.4 - 0.9$
Gargamelle	CF_3Br	0.12 ± 0.06	$0.3 - 1.0$

 TABLE 2.1: Ratio $\sigma(\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + p)/\sigma(\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + n)$ [41].

2.1.2.4 Production résonante de pions uniques

Avec suffisamment d'énergie, la réaction peut devenir inélastique et le neutrino (ou l'anti-neutrino) va exciter le nucléon impacté vers une résonance baryonique *nucléon*^{*}, qui va ensuite rapidement se désintégrer, la plupart du temps en un nucléon et un pion :

$$\nu_l + \text{nucléon} \rightarrow l + \text{nucléon}^* \\ \text{nucléon}^* \rightarrow \pi^{\pm, 0} + \overline{\text{nucléon}}$$

Avec *nucléon* étant un neutron (proton) et $\overline{\text{nucléon}}$ étant un proton (neutron). Cette production de pions peut provenir de neutrinos ou d'antineutrinos, se faire par courant chargé ou neutre, et aboutir à la production de pions positifs, négatifs, ou neutres. La résonance hadronique *nucléon*^{*} la plus importante est le $\Delta(1232)$.

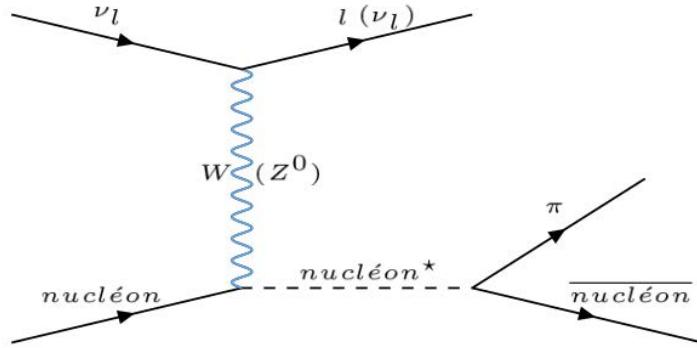


FIGURE 2.10: Diagramme de Feynman de la production résonante de pions uniques. Cette interaction peut se faire par courant chargé ou neutre.

Le modèle le plus utilisé pour décrire cette interaction est celui de Rein et Sehgal [55], dans lequel l'amplitude de la réaction est basée sur la somme des amplitudes des multiples canaux et résonances possibles. On peut remarquer qu'en cas de réabsorption du pion dans le milieu nucléaire, cette interaction est indiscernable d'une interaction *CCQE*, et fait donc parti de ses bruits de fonds irréductibles.

2.1.3 Interactions des neutrinos sur les quarks : le régime inélastique profond

Pour les interactions *CCQE* décrites précédemment, la section efficace augmente linéairement avec l'énergie, jusqu'à ce que le Q^2 soit suffisamment élevé pour casser en morceaux le nucléon impacté, produisant ainsi un pion. De même, la section efficace de production de pions uniques augmentera de manière quadratique puis linéaire avec l'énergie transférée, avant que celle-ci ne permette de produire de nouvelles résonances plus lourdes produisant plusieurs pions. Le processus se répète comme schématisé en figure 2.11, aboutissant à une augmentation linéaire de la section efficace inclusive.

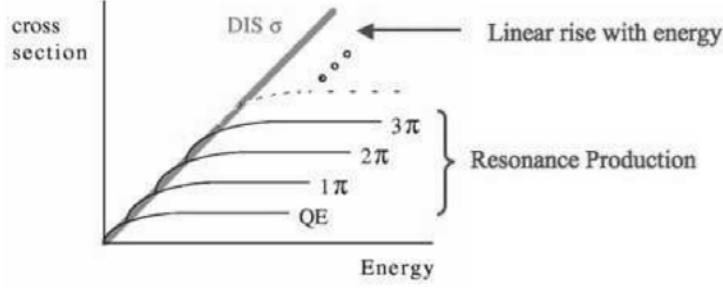


FIGURE 2.11: Schéma de l'augmentation de la section efficace à mesure que les canaux inélastiques s'ouvrent avec l'augmentation de l'énergie [56].

Cette approche est utile pour une meilleure compréhension générale ainsi que pour la description de la production de pions uniques. Au delà, une approche plus pertinente est de considérer qu'à haute énergie le neutrino peut sonder la structure partonique des nucléons et interagir de manière élastique profonde (*DIS*) avec les quarks, comme montré en figure 2.12.

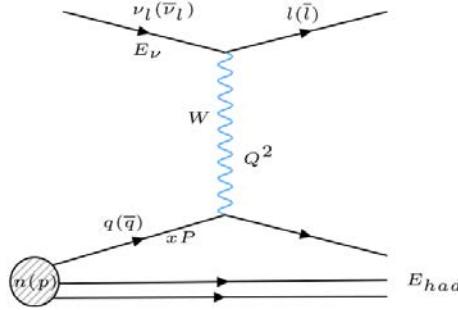


FIGURE 2.12: Diagramme de Feynman de l'interaction inélastique profonde. Cette interaction peut se faire par courant chargé ou neutre.

Ce type d'interactions peut être décrit complètement par 3 variables :

- L'impulsion transférée Q^2 .
- L'inélasticité $y = \frac{E_{had}}{E_\nu}$.
- La fraction de l'impulsion du nucléon portée par le parton cible : $x = \frac{Q^2}{2M_{nucléon}E_{had}}$

La section efficace inclusive d'interaction *DIS* s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{G_F^2 M_{nucléon} E_\nu}{\pi (1 + \frac{Q^2}{M_{W,Z}^2})^2} [y^2 x F_1(x, Q^2) + (1 - y - \frac{M_{nucléon} xy}{2E_\nu}) F_2(x, Q^2) \pm y(1 - \frac{y}{2}) x F_3(x, Q^2)]$$

Le signe \pm est un $+$ ($-$) pour un neutrino (antineutrino), les $F_i(x, Q^2)$ sont des fonctions contenant la structure des nucléons et dépendent des distributions partoniques $q(x, Q^2)$, avec par exemple :

$$F_2(x, Q^2) = 2 \sum_{i=u,d,\dots} [xq_i(x, Q^2) + x\bar{q}_i(x, Q^2)]$$

$$xF_3(x, Q^2) = 2 \sum_{i=u,d,\dots} [xq_i(x, Q^2) - x\bar{q}_i(x, Q^2)]$$

xq_i étant la probabilité de trouver dans le nucléon un quark i portant une fraction x de l'impulsion du nucléon.

2.2 Différences de section efficace entre les neutrino et les anti-neutrinos

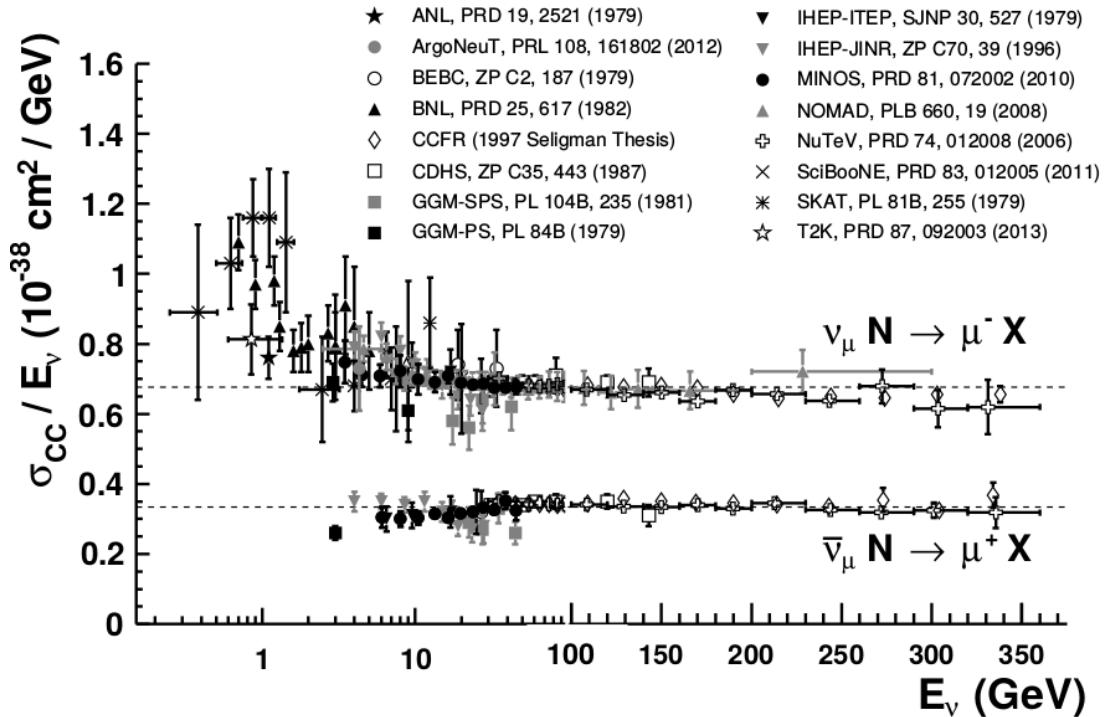


FIGURE 2.13: Section efficace inclusive de l'interaction par courant chargé, divisée par et en fonction de l'énergie du neutrino (ou de l'antineutrino) incident [57].

La figure 2.13 montre les différences de section efficace inclusive d'interaction par courant chargé entre les neutrinos et les antineutrinos. On observe une différence d'un facteur environ égale à 2. Ce facteur peut s'expliquer en comparant les sections efficaces des neutrinos et des antineutrinos sur les quarks :

$$\frac{d\sigma(\nu_\mu + d \rightarrow \mu^- + u)}{d\Omega} = \frac{G_F^2 |V_{ud}|^2}{4\pi^2} s$$

$$\frac{d\sigma(\bar{\nu}_\mu + u \rightarrow \mu^+ + d)}{d\Omega} = \frac{G_F^2 |V_{ud}|^2}{16\pi^2} s(1 + \cos(\theta))^2$$

Avec $\sqrt{s} \ll M_W$ l'énergie dans le centre de masse (supposée négligeable par rapport à la masse du boson W) et θ l'angle du muon produit, ainsi qu'en négligeant les masses des quarks et du muon. On remarque que :

- La section efficace des neutrinos sur les quarks ne dépend pas de l'angle du muon émis.
- Pour $\theta = 0$, les deux sections efficaces sont égales.
- Pour $\theta = \pi$, la section efficace des antineutrinos sur les quarks (de même que celle des neutrinos sur les antiquarks) est nulle. En effet, l'interaction faible ne couple que les particules (antiparticules) de chiralité gauche (droite). Comme le montre la figure 2.14 et en négligeant les masses des fermions de sorte à ce que la chiralité soit équivalente à l'hélicité, les contraintes de spin sont incompatibles avec celles d'hélicité lorsque $\theta = \pi$ pour les antineutrinos. Des masses non négligeables pour les fermions entraînent un écart entre hélicité et chiralité et donc une suppression moins importante.
- Le rapport des sections efficaces totales obtenues après intégration des sections efficaces différentielles est :

$$\frac{\sigma(\nu_\mu + d \rightarrow \mu^- + u)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu + u \rightarrow \mu^+ + d)} = 3$$

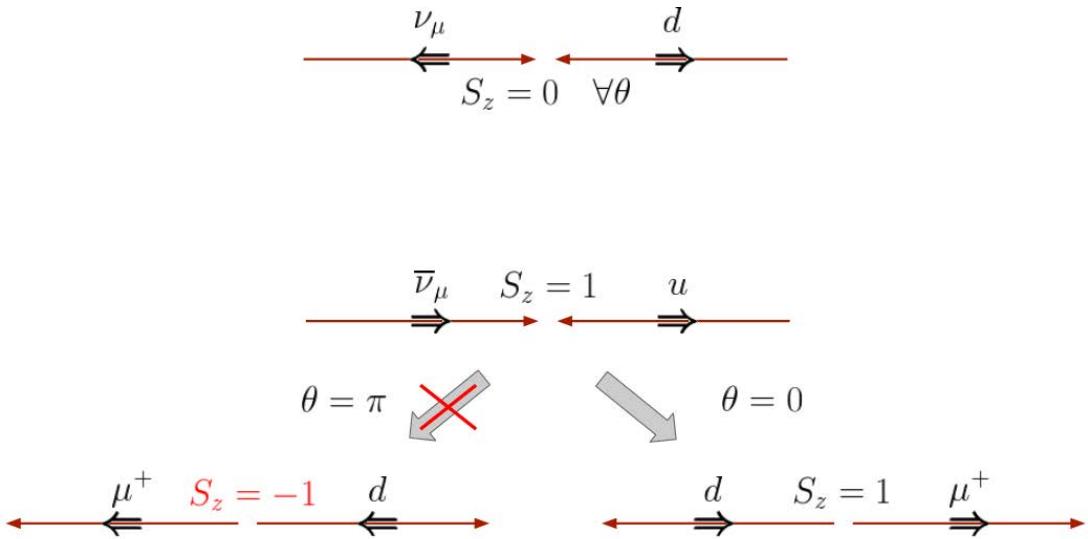


FIGURE 2.14: Suppression de l'amplitude de réaction des antineutrinos sur les quarks à $\theta = \pi$. Pour des antineutrinos, le spin dans la direction de la collision S_z ne peut être conservé si le muon est émis dans la direction opposée à celle de l'antineutrino incident. Pour des neutrinos, $S_z = 0$ avant et après l'interaction quel que soit l'angle du muon.

En prenant en compte les distributions partoniques en quark $q(x)$ et en antiquark $\bar{q}(x)$ des nucléons, on obtient un facteur plus petit que 3, du fait que $\bar{q}(x) \neq 0$, et proche de 2.

La figure 2.15 montre les différences de sections efficaces de l’interaction dominante $CCQE$ entre les neutrinos et les antineutrinos. Plus l’énergie augmente, plus les leptons sont émis avec un angle faible, un angle élevé associé à une haute énergie incidente entraînant un Q^2 trop grand pour que l’interaction reste quasi élastique. Comme montré précédemment, à angle faible la suppression due à l’hélicité n’est plus présente et les sections efficaces des neutrinos et des antineutrinos deviennent égales.

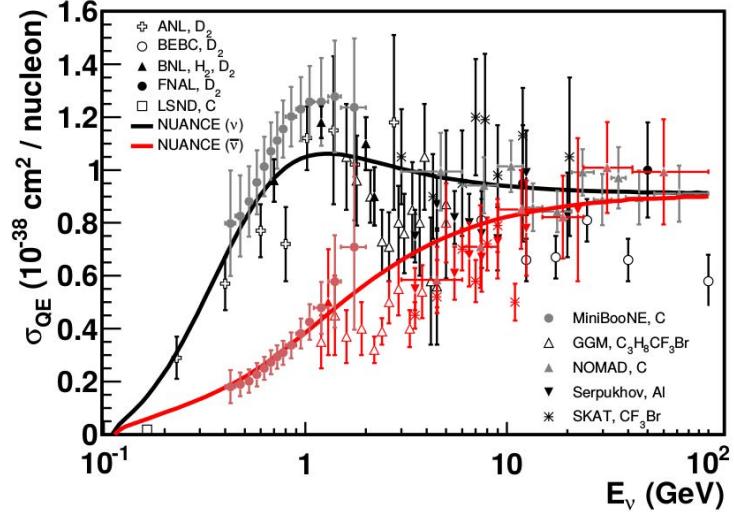


FIGURE 2.15: Section efficace d’interaction $CCQE$ en fonction de l’énergie du neutrino (ou de l’antineutrino) incident [57].

2.3 Interactions des (anti)neutrinos dans T2K

Comme expliqué par la suite, le flux de neutrinos de T2K est piqué autour de 600 MeV. Les sections efficaces des interactions dominantes à ces énergies sont montrées en figure 2.16. Ces interactions dominantes se font par courant chargé, la principale étant l’interaction $CCQE$, avec des contributions résonantes et inélastiques profondes provenant des neutrinos les plus énergétiques du flux.

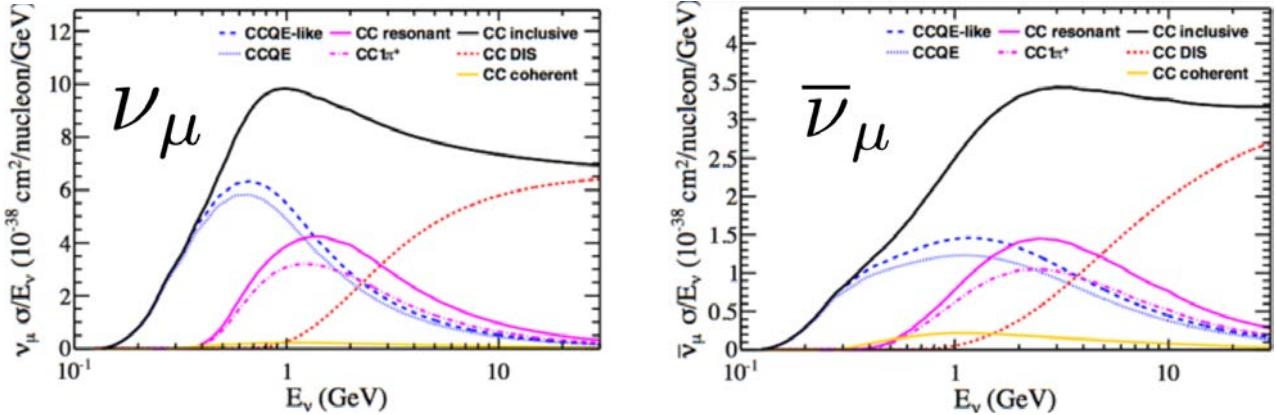


FIGURE 2.16: Sections efficaces des interactions par courant chargé dominantes autour du GeV, divisées par et en fonction de l'énergie du neutrino (antineutrino) incident. *CCQE-like* désigne toutes les interactions dont l'état final est similaire à celui d'une interaction *CCQE*, avec, par exemple, une interaction résonante où le pion serait réabsorbé dans le noyau.

2.4 Évolutions des modèles de diffusion quasi-élastique par courant chargé

Comme expliqué en section 2.1.2.2, les modèles d'interaction *CCQE* sur des nucléons quasi libres dans un gaz de Fermi relativiste sont en bon accord avec les données sur cibles légères (hydrogène et deutérium), mais la masse axiale ainsi obtenue n'est pas assez élevée pour rendre compte des sections efficaces observées sur des cibles plus lourdes comme le carbone. On interprète aujourd'hui ces différences comme provenant d'une sous estimation des effets nucléaires due aux approximations utilisées :

- Pas de corrélation entre les variables cinématiques des nucléons.
- Interaction sur un nucléon unique.

Par conséquent, un effort théorique important a été réalisé ces dernières années :

- Pour compléter ou remplacer le modèle du gaz de Fermi relativiste.
- Pour prendre en compte les interactions faisant intervenir plusieurs nucléons et aboutissant à un état final similaire à celui d'une interaction *CCQE*.

Par ailleurs, des approches n'utilisant pas l'hypothèse peu justifiée du comportement dipolaire pour F_A ont aussi été développées [58]. Un comportement dipolaire a aussi été supposé pour le facteur de forme magnétique du nucléon G_m , mais cette hypothèse atteint actuellement ses limites [59], comme le montre figure 2.17. Par conséquent, il apparaît possible que l'hypothèse dipolaire pour F_A s'avère tout aussi éloignée de la réalité.

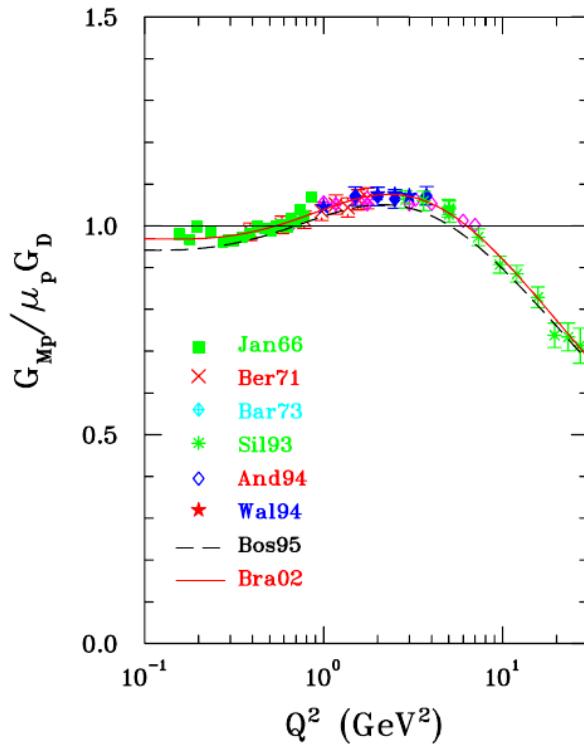


FIGURE 2.17: Facteur de forme magnétique du proton, divisé par la valeur attendue pour un comportement dipolaire.

2.4.1 Au delà du gaz de Fermi

Plusieurs modèles visent à palier les limites du gaz de Fermi relativiste. On décrit ici brièvement deux des modèles les plus cités. Le premier vient compléter le modèle du gaz de Fermi alors que le deuxième le remplace. La figure 2.18 schématisé les principes de ces différents modèles.

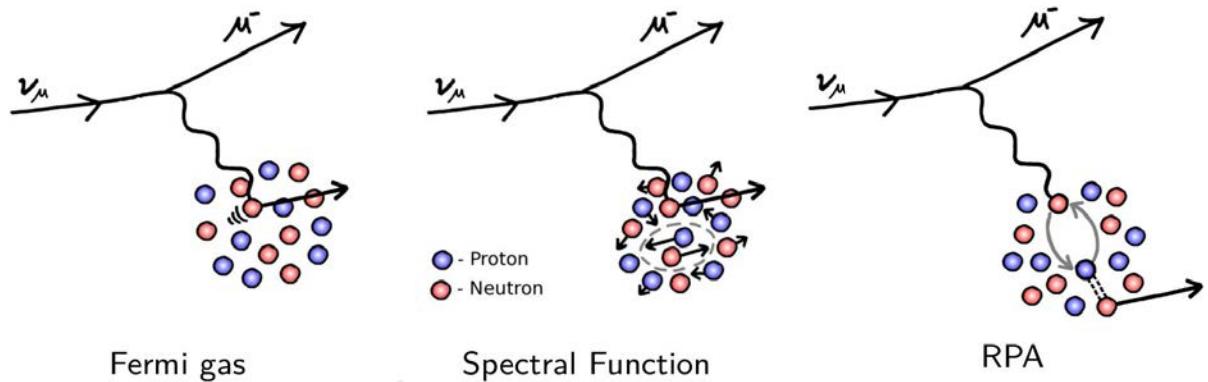


FIGURE 2.18: Schéma montrant l'interaction d'un neutrino avec un noyau atomique, selon plusieurs modèles. À gauche : gaz de Fermi. Au milieu : fonction spectrale du nucléon dans le milieu nucléaire, des corrélations à courtes distances entraînent un appariement d'une partie des nucléons, ce qui modifie leurs distributions cinématiques. À droite : RPA, des corrélations à longue distance entraînent un écrantage de l'interaction faible dans le milieu nucléaire. Dans les trois cas l'interaction se fait avec un seul nucléon.

2.4.1.1 Approximation de la phase aléatoire

Lorsque l'interaction a lieu dans le milieu nucléaire, les valeurs des couplages électrofaibles peuvent être différentes de celles intervenant dans les interactions avec un nucléon libre. Cet effet est pris en compte en calculant l'effet de l'état fondamental du noyau sur la propagation du W . Tout comme la constante diélectrique du vide est modifiée par les fluctuations de son état fondamental qui entraînent des créations de paires particules-antiparticules virtuelles, les couplages électrofaibles vont être modifiés par l'interaction des bosons vecteurs avec des paires particule-trou virtuelles dans le milieu nucléaire, comme montré en figure 2.19. L'interaction entre les paires particule-trou est modélisée par un couplage effectif V [60].

L'approximation de la phase aléatoire, *Random Phase Approximation* (RPA), en elle-même est une méthode générale [61] qui néglige les interactions entre les degrés de liberté collectifs et individuels. Elle correspond donc uniquement à une étape (importante) de calcul mais sert historiquement à désigner l'ensemble du phénomène décrit ici.

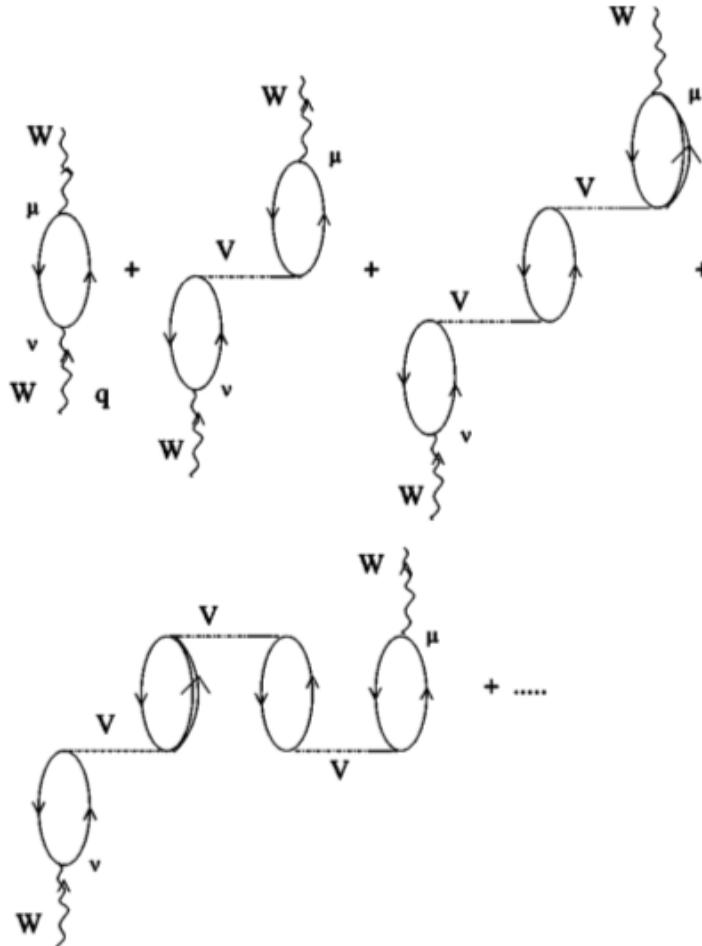


FIGURE 2.19: Diagrammes entraînant des effets de polarisations (RPA). Le premier diagramme en haut à gauche montre l'interaction du W avec une paire particule-trou dans le milieu nucléaire. Les diagrammes suivants prennent en compte les modes collectifs grâce à un couplage effectif V entre les paires particule-trou.

L'effet global est un écrantage de l'interaction électrofaible due aux corrélations à longue portée entre les nucléons, le couplage effectif V étant répulsif, qui entraîne une diminution (parfois appelée *quenching*) de la section efficace $CCQE$, comme montré en figure 2.26.

2.4.1.2 Fonctions spectrales

Dans le modèle du gaz de Fermi, chaque nucléon voit un potentiel effectif dont les différents niveaux d'énergie sont remplis par ordre croissant, avec un seul nucléon par niveau en raison du principe d'exclusion de Pauli. L'impulsion associée au plus haut niveau d'énergie rempli est appelée impulsion de Fermi k_F .

Une autre approche initialement décrite dans [62] est d'utiliser la fonction spectrale du nucléon dans le milieu nucléaire. Dans ce modèle, les corrélations à courte distance entre nucléons sont prises en compte, et une partie des nucléons sont impliqués dans la formation de paires corrélées. Comme montré en figure 2.20, la distribution cinématique des nucléons s'en trouve modifiée, les nucléons appartenant aux paires corrélées pouvant posséder une impulsion supérieure à celle de Fermi.

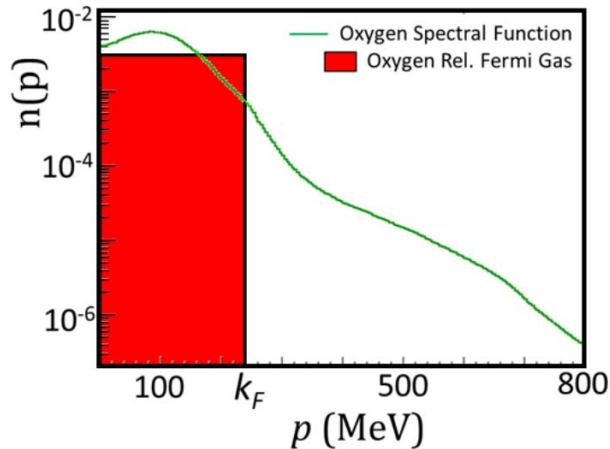


FIGURE 2.20: Distribution en impulsion des nucléons dans le noyau atomique de l'oxygène, en utilisant le gaz de Fermi et la fonction spectrale du nucléon. La distribution dans un gaz de Fermi relativiste est uniforme jusqu'à l'impulsion maximale dite de Fermi k_F .

2.4.2 Au delà de l'interaction avec un nucléon unique

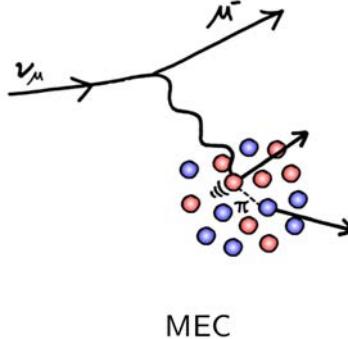


FIGURE 2.21: Schéma montrant l'interaction d'un neutrino avec deux des nucléons d'un noyau atomique.

Pour mieux prendre en compte les effets nucléaires, des modèles ont été développés pour inclure d'éventuelles interactions sur plusieurs nucléons ($np - nh$ pour *n particles - n holes*), d'abord par [63] puis par [64]. La plupart d'entre eux sont basés sur l'échange de mésons entre les nucléons, *Meson Exchange Current* (MEC). Le processus dominant implique deux nucléons (voir figure 2.22), mais des contributions en impliquant trois ou plus sont possibles.

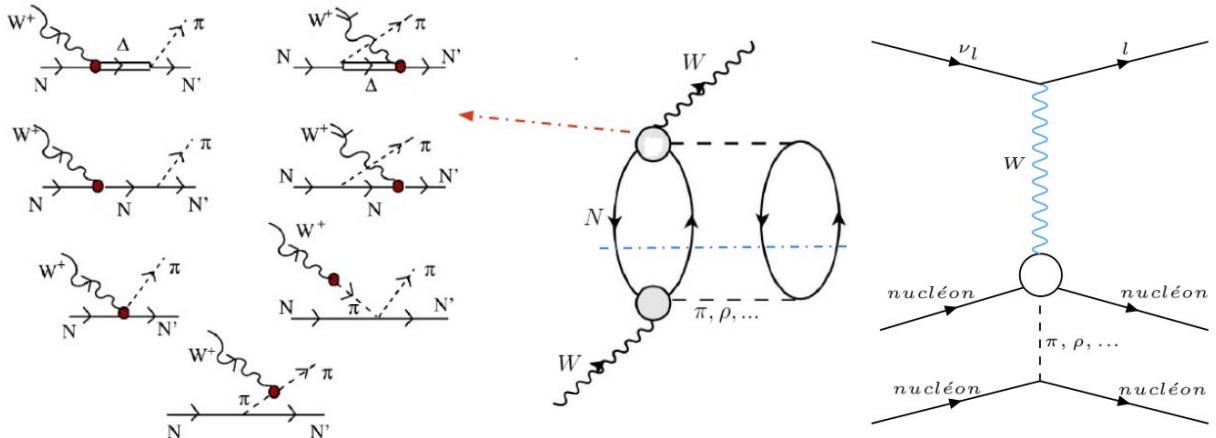


FIGURE 2.22: Interaction d'un neutrino avec deux nucléons. Au milieu : diagramme de *self énergie* du W correspondant, ce diagramme coupé par la ligne en pointillés bleue donne celui de l'interaction MEC montré à droite. Le vertex représenté par un cercle vide peut être n'importe laquelle des interactions montrées à gauche. L'amplitude totale du processus est la somme des amplitudes sur toutes les paires de nucléons possibles et sur tous les vertex vides possibles.

Ce processus, en cas de non détection ou d'absorption dans le noyau d'un des deux protons, peut être indiscernable d'une interaction *CCQE*. Par conséquent, la section efficace *CCQE* mesurée dans les expériences peut sembler plus élevée sur les noyaux complexes car elle est une somme de la section efficace d'interaction *CCQE* standard sur un seul nucléon et de la section efficace d'interaction sur plusieurs nucléons.

Dans les expériences d'oscillations basées sur l'interaction *CCQE* pour la détection des neutrinos, on reconstruit l'énergie du neutrino incident en mesurant la cinématique du lepton produit, en se basant sur le fait que la réaction était quasi élastique :

$$\bar{E}_{\nu_l} = \frac{M_{nucléon} E_l - m_l^2/2}{M_{nucléon} - E_l + |\vec{p}_l| \cos(\theta_l)}$$

On a ici négligé les effets dus à l'énergie de liaison du nucléon dans le noyau atomique et supposé que le nucléon cible était au repos. La distribution en impulsion du gaz de Fermi entraîne en fait une incertitude sur la reconstruction. En présence d'effets multi nucléons mimant des interactions *CCQE*, cette reconstruction n'est plus correcte, comme le montre la figure 2.23, sur laquelle on peut voir la distribution en énergie vraie du neutrino incident E_{ν_l} pour une certaine énergie reconstruite \bar{E}_{ν_l} . Avec un modèle RFG, l'énergie vraie est proche de l'énergie reconstruite, l'inclusion d'effets RPA élargie la distribution. L'effet le plus important provient des interactions multi nucléons qui entraînent une composante haute énergie.

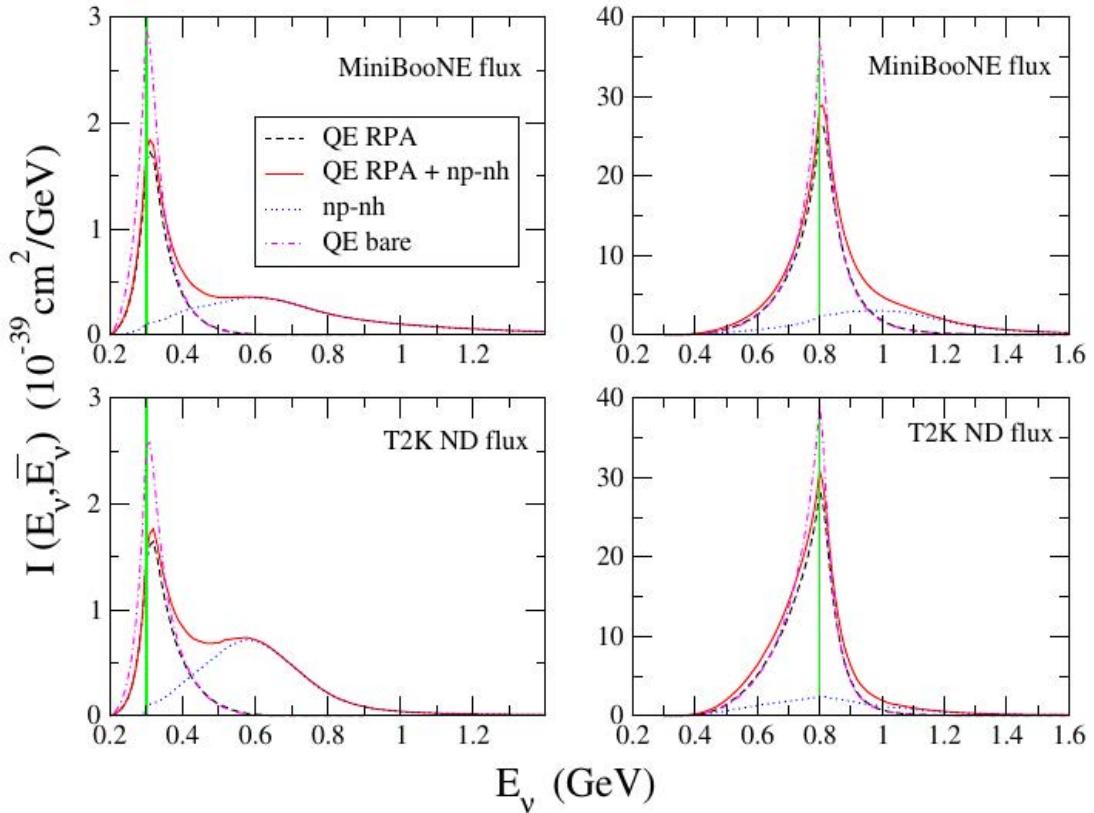


FIGURE 2.23: Probabilités (non normalisée) qu'un neutrino reconstruit comme ayant une énergie \bar{E}_{ν} (en utilisant l'hypothèse quasi élastique) possède en réalité une énergie E_{ν} [65]. À gauche, distributions obtenues pour $\bar{E}_{\nu} = 0.3$ GeV. À droite, distributions obtenues pour $\bar{E}_{\nu} = 0.8$ GeV. En haut : distributions obtenues en utilisant le flux de MiniBooNE. En bas : distributions obtenues en utilisant le flux de T2K.

2.4.3 Comparaisons des modèles MEC et RPA aux résultats expérimentaux

L'utilité d'inclure les effets de polarisation RPA et multinucléons MEC au modèle du gaz de Fermi relativiste peut se voir en comparant ces modèles aux mesures de section efficace différentielles $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ en angle et en énergie du muon sur cible carbone réalisées par MiniBooNE [66]. La figure 2.24 compare les prédictions des modèles RFG + RPA et RFG + RPA + MEC aux données. L'inclusion des effets MEC permet de prédire l'augmentation de section efficace sans devoir augmenter la valeur de la masse axiale, ici fixée à $M_A = 1.03$ GeV.

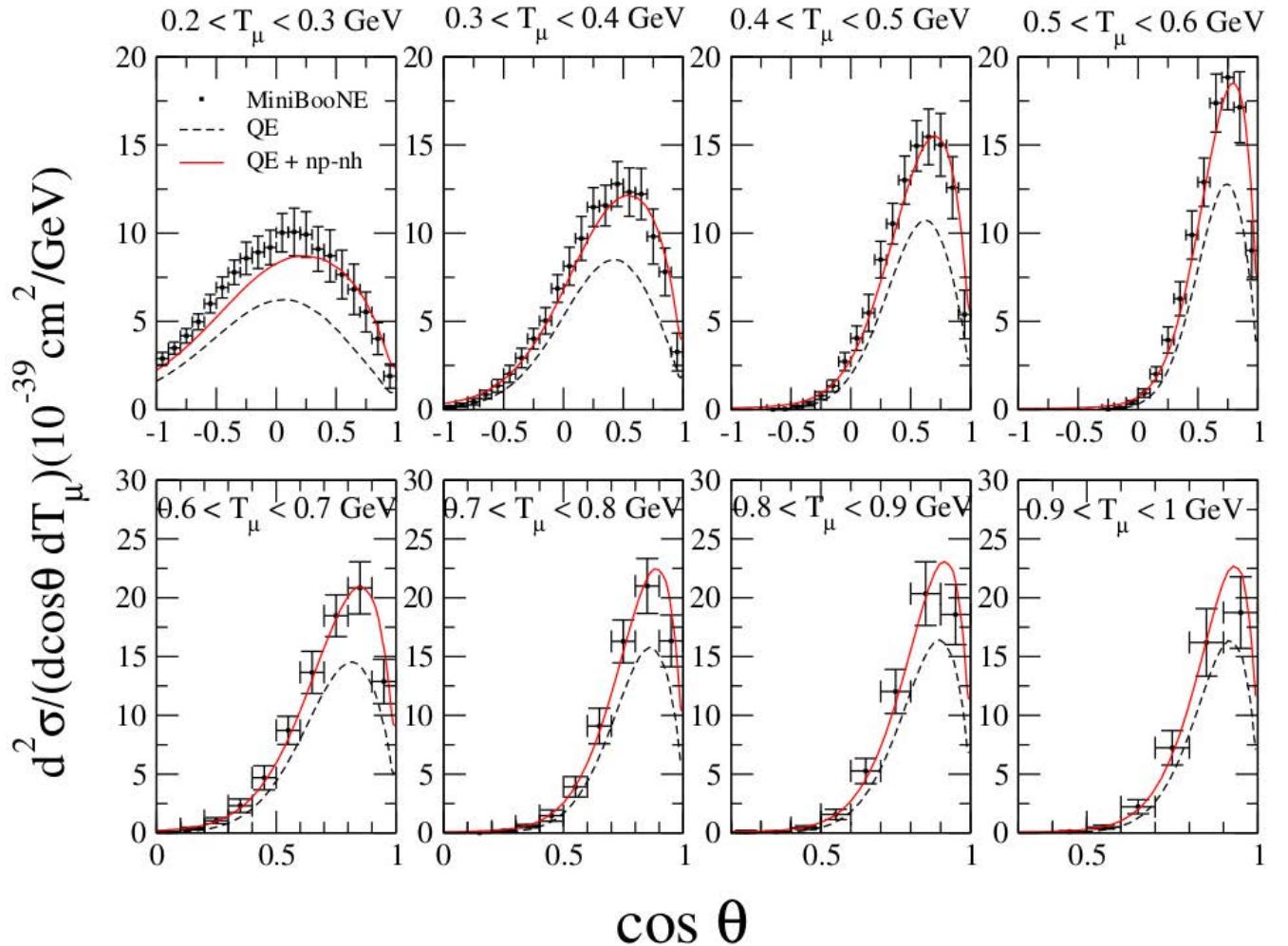


FIGURE 2.24: Section efficace $CCQE$ sur carbone, différentielle en angle de diffusion du muon dans plusieurs intervalles d'énergie cinétique du muon, mesurée par MinibooNE, prédite par un modèle RFG + RPA (noir), et prédite par un modèle RFG + RPA + MEC (rouge).

La figure 2.25 compare les prédictions des modèles RFG, RFG + MEC et RFG + RPA + MEC aux données. Sans le *quenching* dû aux effets RPA, la prédition RFG + MEC est plus élevée que la mesure.

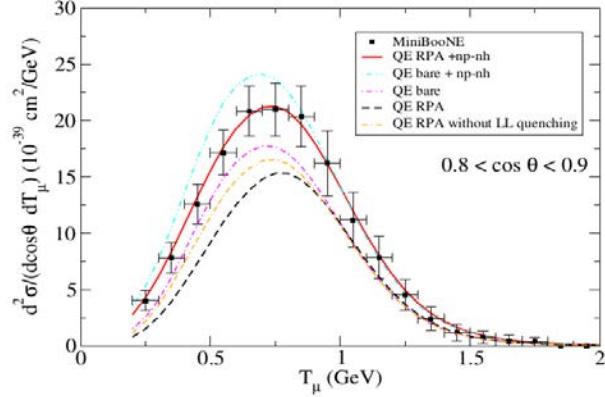


FIGURE 2.25: Section efficace $CCQE$ sur carbone, différentielle en angle de diffusion du muon dans plusieurs intervalles d'énergie cinétique du muon, mesurée par MinibooNE, et prédite par différents modèles.

On pourrait naturellement se demander si l'effet MEC n'est pas surestimé et si il y a vraiment besoin d'une seconde correction pour compenser l'effet trop important d'une première correction. En réalité, le *quenching* RPA est négligeable aux angles élevés et important aux angles faibles (voir figure 2.26), justement où les prédictions MEC semblent surestimer la section efficace.

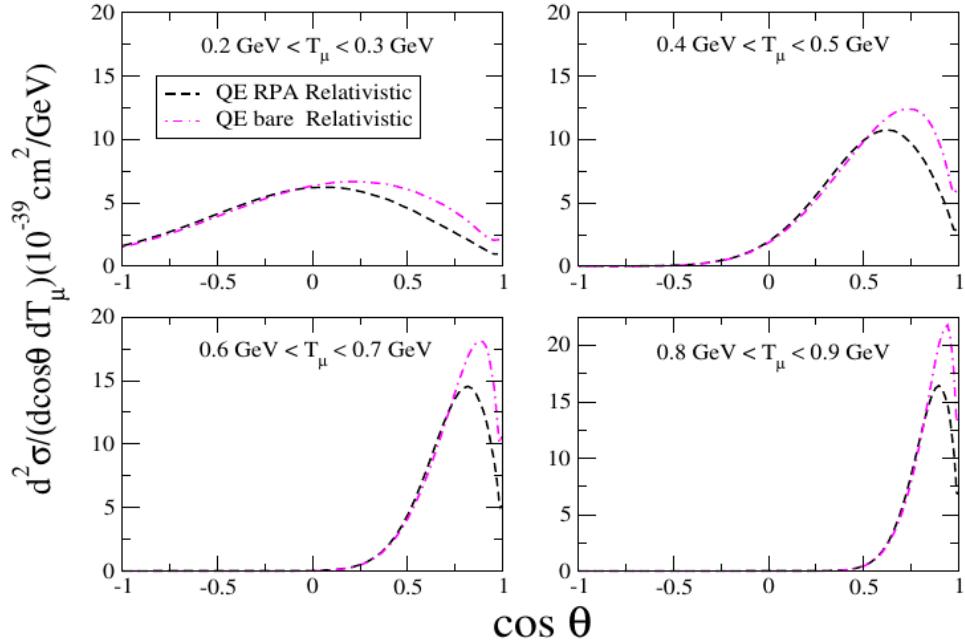


FIGURE 2.26: Section efficace $CCQE$ sur carbone, différentielle en angle de diffusion du muon dans plusieurs intervalles d'énergie cinétique du muon, prédite par un modèle RFG (rose), et prédite par un modèle RFG + RPA (noir).

De plus, d'autres modèles [67] n'incluant pas d'effet RPA semblent souffrir d'une même surestimation à angle faible, comme montré en figure 2.27.

2.4 Évolutions des modèles de diffusion quasi-élastique par courant chargé

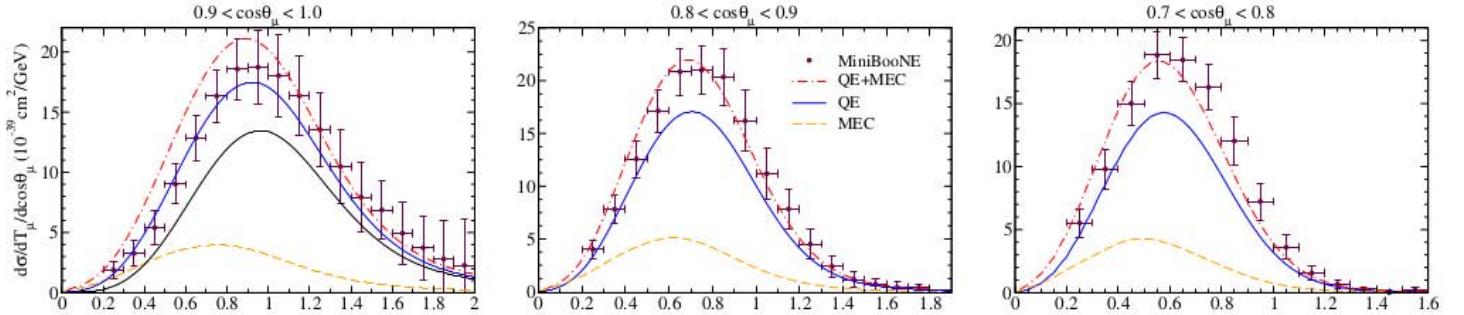


FIGURE 2.27: Section efficace $CCQE$ sur carbone, différentielle en énergie cinétique du muon dans plusieurs intervalles en angle de diffusion du muon, mesurée par MinibooNE, prédite par un modèle superscaling (bleu), et prédite par un modèle superscaling + MEC (rouge).

L'approche standard est donc de compléter le modèle du gaz de Fermi relativiste avec des corrections prenant en compte les corrélations entre nucléons ou de lui substituer un modèle prenant en compte nativement ces effets, avant d'y ajouter des effets multinucléons. Le modèle utilisé par T2K est par exemple RFG + RPA + MEC. Même si l'existence et l'importance des effets nucléaires et particulièrement MEC sont acceptées, de nombreux modèles sont encore compatibles avec les données, en cours de développement, et sujet à d'importants efforts théoriques et expérimentaux. De plus, même si une grande partie des composantes du modèle de section efficace utilisé par exemple dans T2K sont justifiées physiquement, l'ajustement des nombreux paramètres de sections efficaces décrit en section 4.4.2 s'approche plus d'une paramétrisation [68] que d'une modélisation.

Chapitre 3

L'expérience T2K

Sommaire

3.1	Motivations	41
3.2	Structure de T2K	42
3.2.1	Le faisceau de neutrinos	43
3.2.1.1	L'accélérateur de protons	43
3.2.1.2	La ligne de faisceau de neutrinos	44
3.2.2	Le détecteur lointain : Super Kamiokande	54
3.3	Structure des analyses d'oscillation	56
3.4	Résultats sur les oscillations des neutrinos	57

3.1 Motivations

L'objectif initial et principal [69] de l'expérience T2K (*Tokai-to-Kamioka*) était la découverte des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ avec l'apparition de ν_e dans un faisceau de ν_μ et donc la mesure du dernier angle de mélange inconnu à cet époque, θ_{13} . L'expérience a aussi été conçue pour réaliser des mesures de précision de Δm_{23}^2 et $\sin^2(2\theta_{23})$ grâce à la disparition des ν_μ , ainsi que pour rechercher d'éventuels neutrinos stériles.

Par la suite, après l'exclusion par T2K de la possibilité que θ_{13} soit nul, rendant ainsi la mesure de δ_{cp} atteignable, obtenir des contraintes sur cette dernière est aussi devenu un objectif de l'expérience. Pour rendre cette mesure (et d'autres comme celle de la hiérarchie de masse) possibles à l'avenir, une amélioration de la compréhension des sections efficaces d'interaction des neutrinos est nécessaire (voir chapitre 2) et vient s'ajouter à la liste des objectifs de T2K.

3.2 Structure de T2K

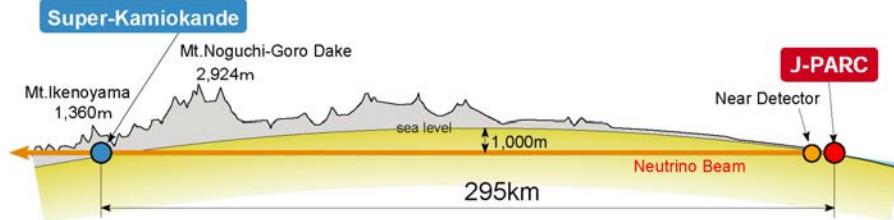


FIGURE 3.1: Schéma de l'expérience T2K. Un faisceau de ν_μ^- est produit à Tokai sur la côte est du Japon où se situe aussi un détecteur proche situé à 280 mètre de la cible. Le détecteur lointain se trouve lui à 295 km de la cible dans la mine de Kamioka sur la côte ouest du Japon, les deux détecteurs étant décalés de 2.5° par rapport à l'axe du faisceau.

L'expérience T2K [70] se situe au Japon sur l'île principale de Honshu. Elle utilise le faisceau de protons produit par l'accélérateur de J-PARC pour générer un faisceau de neutrinos contrôlé par plusieurs détecteurs situé à proximité de la zone de production pour déterminer sa forme, son intensité, sa direction, et son contenu en saveurs de neutrinos. Le faisceau parcourt ensuite 295 km, ce qui correspond au maximum de probabilité de disparition pour des ν_μ ayant l'énergie typique de T2K (600 MeV), avant d'atteindre le détecteur lointain situé dans la mine de Kamioka, Super-Kamiokande (SK), comme présenté en fig.3.1.

Pour réaliser des mesures d'oscillations, T2K compare le contenu du faisceau en saveurs de neutrino observé à SK avec celui observé au détecteur proche, ND280.

3.2.1 Le faisceau de neutrinos

3.2.1.1 L'accélérateur de protons



FIGURE 3.2: L'accélérateur de J-PARC. Des ion H^- sont extraits d'une source plasma puis accélérés jusqu'à 181 MeV par un LINAC, convertis en H^+ par des feuillets situés au point d'injection dans le RCS puis accélérés jusqu'à 3 GeV par ce dernier. 5% des paquets sont injectés dans le MR et accélérés jusqu'à 30 GeV.

L'accélérateur de J-PARC [71], schématisé en fig.3.2, est constitué de 3 accélérateurs : un accélérateur linaire (LINAC), un synchrotron à cycle rapide (RCS), et un synchrotron principal, le *main ring* (MR).

La production du faisceau [72] commence par celle d'ions H^- par une source plasma de type *volume-production* [73]. Ceux ci sont ensuite extraits de la source puis accélérés par le LINAC jusqu'à 181 MeV. Au point d'injection dans le RCS, le faisceau de H^- heurte un feuillet de carbone, éjectant ainsi les électrons pour laisser place à un faisceau de protons H^+ . Le RCS possède un nombre harmonique de deux et contient deux paquets de protons par cycle, qu'il accélère jusqu'à 3 GeV. Une grande partie de ces paquets sont envoyés vers d'autres expériences de matériaux et de biologie, mais toutes les 2.5 secondes (ce qui correspond à $\sim 5\%$ des paquets) le faisceau est extrait vers le MR. Pour ce faire, les 2 paquets du RCS sont injectés dans le même temps dans 2 *buckets* du MR, l'opération étant répétée 4 fois jusqu'à ce que 8 des 9 *buckets* du MR soient remplis comme schématisé sur la figure 3.3. Après l'injection des deux derniers paquets, ceux ci sont accélérés jusqu'à 30 GeV, puis extraits rapidement vers la ligne de faisceau de neutrinos. Le cycle complet injection-accélération-extraction du MR dure 2.5 secondes et est immédiatement suivi d'un nouveau cycle.

Lors de l'extraction du faisceau du MR vers la ligne de faisceau de neutrinos, les huit paquets contenus dans le MR sont extraits en un seul tour (ce qui justifie que l'extraction soit qualifiée de *rapide*), formant ce qu'on appelle un *spill*, chaque *spill* de 8 paquets de protons durant environ 5 μ s et chaque paquet environ 58 ns. En février 2015, l'accélérateur de J-PARC a établi un nouveau record mondial avec environ 170 mille milliards de protons par *spill*, correspondant à

une intensité de faisceau de 320 kW. Cette intensité atteint aujourd'hui les 380 kW et est toujours l'objet d'un effort continu.

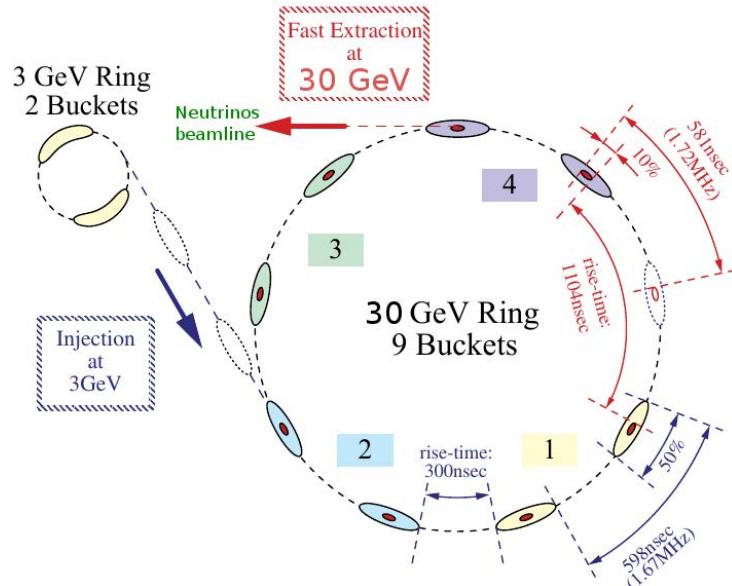


FIGURE 3.3: L'accélérateur principal de J-PARC. 2 paquets de protons de 3 GeV sont extraits du RCS pour être injectés dans le MR et ce 4 fois d'affilé, remplissant ainsi 8 des 9 *buckets* du MR. S'ensuivent l'accélération jusqu'à 30 GeV puis l'extraction rapide des protons vers la ligne de faisceau de neutrinos

3.2.1.2 La ligne de faisceau de neutrinos

La ligne de faisceau de neutrinos est composée de deux sections successives, comme montré en figure 3.4 :

- La ligne de faisceau primaire, dans laquelle le faisceau est transporté pour être dirigé vers SK.
- La ligne de faisceau secondaire, dans laquelle le faisceau de protons heurte une cible, produisant ainsi des hadrons qui vont ensuite se désintégrer pour donner un faisceau de neutrinos.

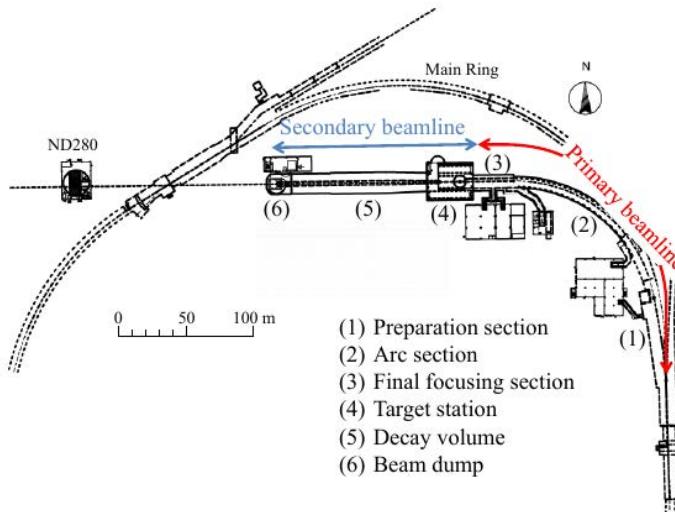


FIGURE 3.4: La ligne de faisceau de neutrinos. Des protons sont extraits du MR puis transportés et focalisés par la ligne de faisceau primaire jusqu'à la ligne de faisceau secondaire.

La ligne de faisceau primaire

En plus de multiples aimants, normaux et supraconducteurs, servant à focaliser et transporter le faisceau, la ligne de faisceau primaire contient 96 détecteurs servant à mesurer ses propriétés :

- L'intensité, grâce à 5 transformateurs de courant (CT), constitués de bobines toroïdales à coeur ferromagnétique entourant le tube du faisceau. Le courant induit par le passage de chaque paquet dans chaque CT est converti en nombre de protons par *spill* et permet de mesurer l'intensité absolue avec une incertitude de 2%, et la relative avec une incertitude de 0.5%.
- L'instant de passage des paquets, grâce aux informations temporelles données par les CT avec une résolution supérieure à 10 ns.
- La position, grâce à 21 contrôleurs électrostatiques. Chaque contrôleur est constitué de 4 électrodes cylindriques entourant le faisceau, les asymétries haut-bas et gauche-droite du courant induit par le faisceau dans les électrodes permettent de mesurer sa position avec une incertitude inférieure à 400 μm .
- Le profil, grâce à 19 contrôleurs d'émission secondaires, constitués de feuillets de titane. L'impact des protons sur les feuillets émet, proportionnellement au nombre de protons incidents, des électrons qui, soumis à un champ électrique généré par une haute tension, dérivent et engendrent des courants dans les feuillets. La mesure de ces courants permet une résolution de 200 μm sur la largeur du faisceau. Contrairement aux autres détecteurs de cette liste, ceux ci réalisent une mesure invasive du faisceau qui entraîne une perte de puissance de 0.005%. Par conséquent, ils sont juste insérés pendant les phases de réglages puis retirés une fois celles ci terminées.

- Les pertes, grâce à 50 compteurs proportionnels situés à proximité du tube du faisceau et sensibles à des pertes de 16 mW. En cas de pertes trop grandes mesurées par ces détecteurs, l'arrêt immédiat du faisceau est déclenché.

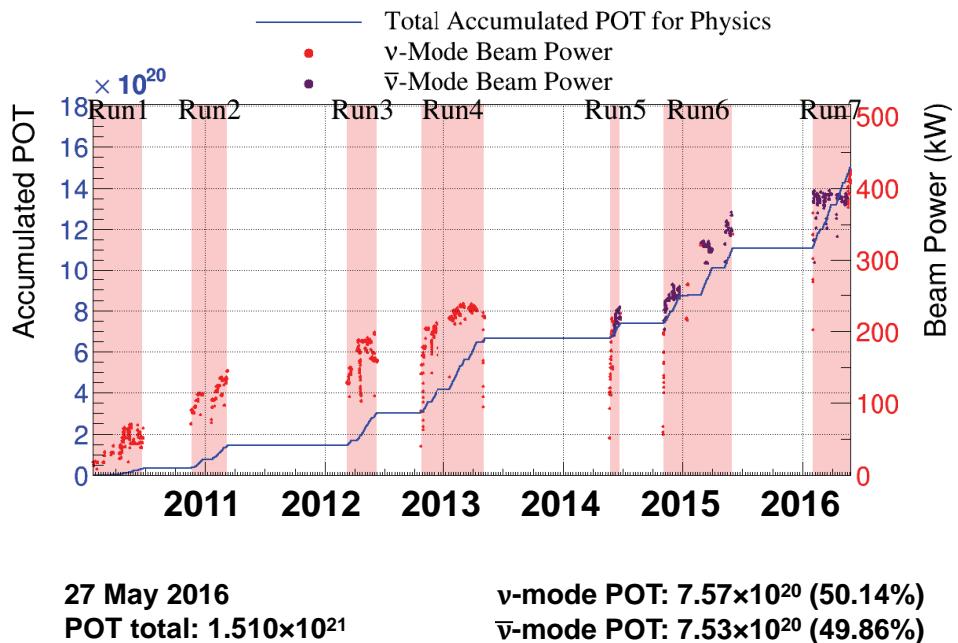


FIGURE 3.5: Nombre de protons sur cibles produit par T2K

Le dernier des 5 CTs, situé le plus proche de la cible et juste avant elle, est utilisé pour mesurer le nombre de protons sur cible (POT). Le nombre de POT cumulés depuis le démarrage de T2K en fonction du temps est présenté en figure 3.5.

La ligne de faisceau secondaire et le faisceau de neutrino

La ligne de faisceau secondaire est schématisée en figure 3.6 et comprend le bloc de la cible, le volume de désintégration et le *beam dump*.

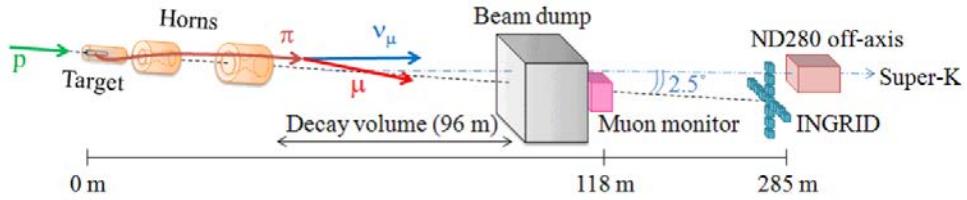


FIGURE 3.6: Le faisceau de neutrinos. Dans la ligne de faisceau secondaire, des protons de 30 GeV sont envoyés sur une cible de graphite pour produire des π^\pm et des K^\pm qui, après focalisation par des cornes magnétiques, vont se désintégrer en vol dans un tunnel rempli d'hélium. Les particules excédentaires non désintégrées sont arrêtées par le *Beam dump*. Le profil des muons de haute énergie est mesuré par le *Muon monitor* placé derrière le *Beam dump* pour déterminer la direction et l'intensité du faisceau. Le détecteur INGRID est placé sur l'axe du faisceau à 280 m de la cible pour mesurer la symétrie, la direction et l'intensité du faisceau de neutrinos.

Le bloc de la cible est séparé du vide de la ligne de proton primaire par une fenêtre en titane et est rempli d'hélium. Avant d'atteindre la cible, le faisceau de protons passe par un dernier détecteur. Celui ci mesure le rayonnement de transition optique à l'interface entre l'hélium du bloc et un feuillet de titane placé à 45° du faisceau, la lumière visible produite étant donc émise à 90° de celui ci puis transportée hors de la zone de radiation par des miroirs pour être mesuré par une caméra. La combinaison des mesures de ce détecteur avec celles des détecteurs de la ligne primaire permet de connaître la position du faisceau avant son entrée dans le collimateur avec un précision supérieure à 0.7 mm. Ce collimateur est constitué d'un bloc de graphite de 1.7 m de long percé d'un passage de 30 mm de diamètre et sert à protéger les cornes magnétiques des radiations du faisceau. Ce dernier heurte ensuite la cible, constituée d'un cœur de graphite de 91.4 cm de long (soit 1.9 fois la longueur d'interaction nucléaire moyenne) et de masse volumique 1.8 g cm^{-3} . L'interaction des protons dans le graphite du collimateur et de la cible produit des pions et des kaons chargés, qui passent ensuite par 3 cornes magnétiques. Selon que l'on veuille obtenir un faisceau constitué principalement de ν_μ (mode neutrino) ou principalement de $\bar{\nu}_\mu$ (mode antineutrino), le sens du courant dans les cornes peut être choisi pour focaliser les hadrons de charge négative (positive) et défléchir ceux de charge positive (négative). Ceux-ci vont ensuite se désintégrer en vol dans un tunnel de désintégration (lui aussi rempli d'hélium), majoritairement en $\bar{\nu}_\mu$:

$$\begin{aligned} \pi^{(\pm)} &\rightarrow \mu^{(\pm)} + \bar{\nu}_\mu^{(-)} \\ K^{(\pm)} &\rightarrow \mu^{(\pm)} + \bar{\nu}_\mu^{(-)} \end{aligned}$$

Le tableau 3.7 montre les rapports d'embranchement de production de neutrinos utilisés pour la simulation du faisceau, ainsi que la provenance des différentes saveurs dans le faisceau (mode neutrino).

Particle Decay Products	Branching Fraction (%)	Flux percentage of each(all) flavor(s)			
Parent	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	ν_e	$\bar{\nu}_e$	
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	99.9877				
$\rightarrow e^+ \nu_e$	1.23×10^{-4}				
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	63.55				
$\rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$	3.353				
$\rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$	5.07				
$K_L^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu$	27.04				
$\rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$	40.55				
$\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e$	100				
Secondary					
π^\pm	60.0(55.6)%	41.8(2.5)%	31.9(0.4)%	2.8(0.0)%	
K^\pm	4.0(3.7)%	4.3(0.3)%	26.9(0.3)%	11.3(0.0)%	
K_L^0	0.1(0.1)%	0.9(0.1)%	7.6(0.1)%	49.0(0.1)%	
Tertiary					
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 utilisés pour la simulation du faisceau

(b) Fraction de neutrinos en fonction du dernier hadron de la chaîne d'interaction en mode neutrino

FIGURE 3.7: Désintégration des hadrons en neutrinos

Pour mieux prédire le flux de hadrons produit par les collisions $p \rightarrow {}^{12}C$ dans la cible, T2K utilise les mesures réalisées par l'expérience NA61/SHINE [74], *SPS Heavy Ion and Neutrino Experiment*, situé au CERN. Un des objectifs principaux de ce spectromètre sur cible fixe de grande acceptance est de réaliser des mesures de production hadronique pour contraindre les prédictions du flux de neutrinos de T2K. Pour ce faire, NA61 utilise un faisceau de protons à 31 GeV ainsi que deux types de cibles :

- Une cible de 2 cm d'épaisseur, dite *mince*, servant à étudier l'interaction du proton primaire avec le carbone.
- Une réplique de la cible de T2K [75], dans laquelle se produisent aussi des ré-interactions. Une proportion non négligeable du flux de neutrinos provient de ces ré-interactions comme le montre le tableau 3.7, avec par exemple 34.4% des ν_μ du faisceau en mode neutrino provenant de pions secondaires ré-interagissant dans la cible.

Comme le montre la figure 3.8, les derniers résultats de NA61 [76] permettent de réduire l'incertitude sur le flux de neutrinos due aux incertitudes sur la production de hadrons de 25%-30% à environ 10%.

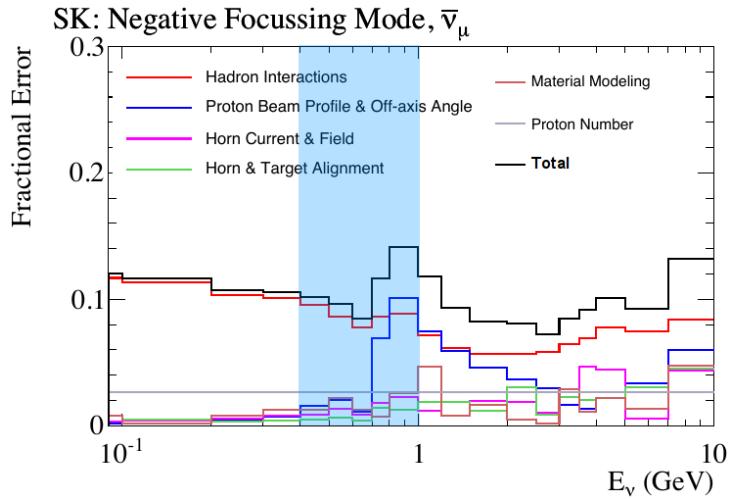


FIGURE 3.8: Incertitudes sur le flux de neutrinos attendu à SK, avec utilisation des données de NA61/SHINE. La bande bleu claire correspond à l'intervalle d'énergie des neutrinos dans T2K.

En mode neutrino, la pureté du faisceau en ν_μ est de 93.3%, avec deux sources principales de bruit de fond :

- 5.6% de $\bar{\nu}_\mu$ principalement produits par désintégration $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ provenant de π^- trop énergétiques ou trop alignés avec le faisceau pour être défléchis par les cornes magnétiques.
- 1.1% de ν_e principalement produits par $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ et par $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$.

La longueur du tunnel est d'ailleurs optimisée pour permettre la désintégration des hadrons en $\bar{\nu}_\mu$ tout en évitant celle des muons en $\bar{\nu}_e$. En effet, à la fin du tunnel, les hadrons non désintégrés et leurs sous produits de désintégration sont arrêtés par le *beam dump*, un bloc de 75 tonnes de graphite. Les muons suffisamment énergétiques (>5 GeV) traversent le *beam dump* pour atteindre le *muon monitor* qui contrôle l'intensité et la direction du faisceau grâce à des grilles de chambres d'ionisation et de photodiodes [77].

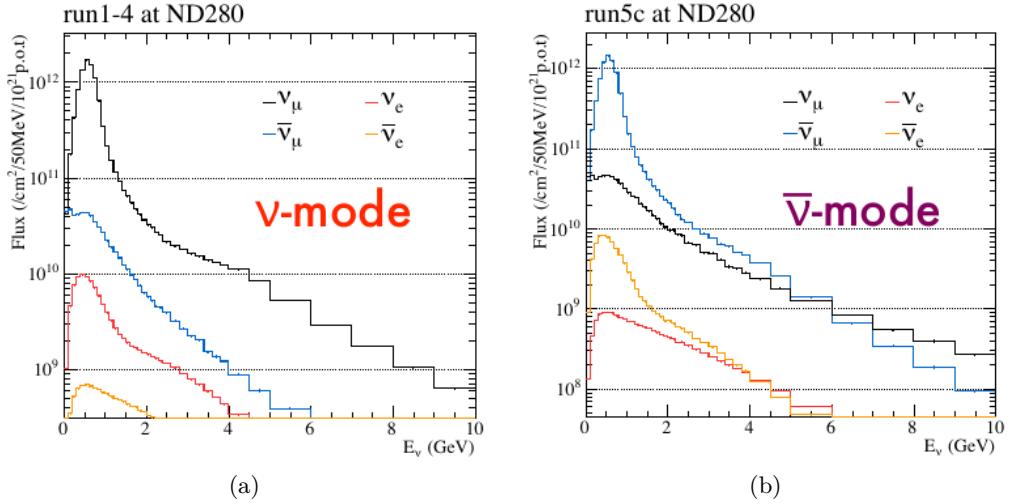


FIGURE 3.9: Composition du faisceau en saveur de neutrinos au détecteur proche. La contamination est plus importante en mode antineutrino et augmente avec l'énergie. Le pic en énergie du faisceau se situe à 600 MeV.

En mode antineutrino, la contamination en neutrino est plus importante comme montré en figure 3.9, et ce en raison du ratio de production $\frac{\pi^+}{\pi^-}$, supérieur à 1 et qui augmente avec l'énergie [78] : ainsi, après 6 GeV, la plupart des neutrinos du faisceau en mode antineutrino sont des ν_μ . Cette valeur plus grande que 1 provient du fait que les collisions $p \rightarrow {}^{12}C$ sont des collisions *matière → matière*.

Le détecteur sur l'axe : INGRID

Dans l'axe du faisceau et à 280 m de la cible se trouve le détecteur INGRID [79], *Interactive Neutrino Grid*, dont l'objectif principal est la mesure de la direction, du profil, et de l'intensité du faisceau de neutrino, avec une statistique suffisante pour obtenir des mesures journalières.

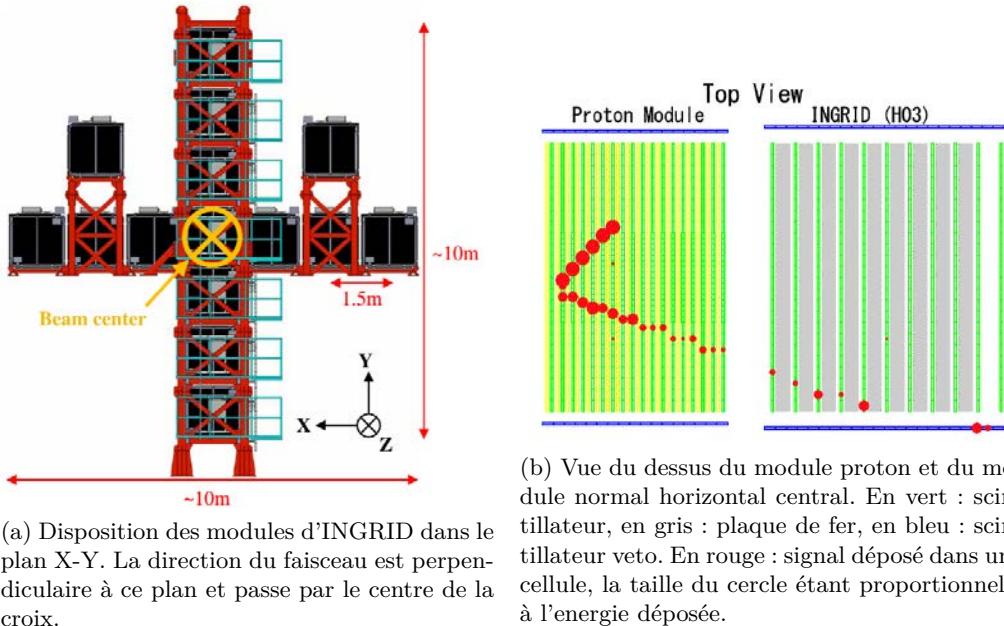


FIGURE 3.10: Le détecteur INGRID. Sur la figure de droite, on observe un événement neutrino typique : un neutrino interagit dans le module proton, une des particules chargées produites sort du module proton et traverse un module normal.

INGRID est composé de 14 modules identiques disposés en croix (voir figure 3.10a), et de deux modules hors axe servant à vérifier la symétrie axiale du faisceau de neutrinos. A 280 m de la cible, la largeur du faisceau (1σ) est de 5 m : les modules sont donc disposés de manière à couvrir ± 5 m, horizontalement et verticalement. Chaque module est fait d'un mille-feuilles alternant 11 plans de scintillateurs et 9 plaques de fer, servant de cibles pour les interactions de neutrinos, comme montré en figure 3.10b. Chaque plan de scintillateur est constitué de 24 barres scintillantes horizontales collées à 24 barres verticales. Dans chaque module, les 9 plaques de fer constituent une cible de 7.1 t au total. Pour rejeter les interactions en dehors des modules, ceux-ci sont entourés de plan de scintillateurs servant de veto.

Lors des interactions CCQE, majoritaires aux énergies du faisceau de T2K, le proton éjecté est absorbé par les plaques de fer, et donc non mesurable. Pour une meilleur efficacité et pouvoir mesurer le proton avant qu'il ne soit absorbé, un module ne contenant pas de plaque de fer a été ajouté au centre de la croix, entre la barre horizontale et la barre verticale.

INGRID mesure chaque jour la position du centre du faisceau avec une précision de 10 cm, correspondant à une précision de 0.4 mrad sur la direction, et l'intensité avec une précision de 4%.

La technique du faisceau hors axe

Les deux détecteurs principaux de T2K, ND280 et SK, ne sont pas alignés dans l'axe du faisceau mais intentionnellement décalés de 2.5° [80]. En effet, comme le montre la figure 3.11, se décaler du faisceau permet d'obtenir une distribution en énergie des neutrinos du faisceau plus piquée. Le maximum en énergie est choisi pour correspondre au maximum de probabilité de disparition des ν_μ à SK.

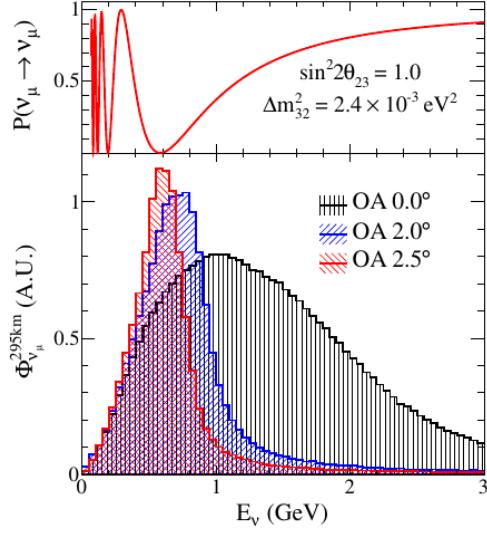


FIGURE 3.11: Flux attendu à SK en fonction de l'angle par rapport au faisceau

On peut écrire la conservation du quadrivecteur énergie-impulsion pour la désintégration à deux corps $\pi^{(\pm)} \rightarrow \mu^{(\pm)} + \nu_\mu^{(\mp)}$ dans le référentiel de l'expérience :

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_\pi &= \mathbf{P}_\mu + \mathbf{P}_\nu \\ \mathbf{P}_\mu^2 &= m_\mu^2 = (\mathbf{P}_\pi - \mathbf{P}_\nu)^2 = \mathbf{P}_\pi^2 + \mathbf{P}_\nu^2 - 2\mathbf{P}_\pi \cdot \mathbf{P}_\nu \\ m_\mu^2 &= m_\pi^2 + m_\nu^2 - 2E_\pi E_\nu + 2\vec{p}_\pi \cdot \vec{p}_\nu \end{aligned}$$

En pratique, le faisceau de hadrons de T2K est divergent, mais on peut ici se restreindre au cas d'un faisceau parfaitement aligné pour illustrer le fonctionnement de la méthode hors axe. On définit θ , l'angle entre le pion incident et le neutrino produit, et on obtient, après avoir négligé la masse des neutrinos, l'énergie du neutrino en fonction de celle du pion et de θ , montrée en figure 3.12 :

$$\begin{aligned} E_\nu &= \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - p_\pi \cos(\theta))} \\ E_\nu(E_\pi, \theta) &= \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - \sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2} \cos(\theta))} \end{aligned}$$

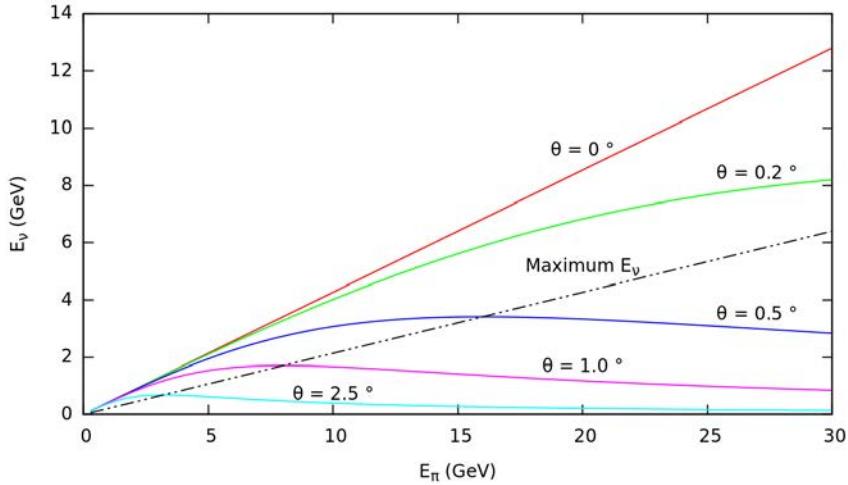


FIGURE 3.12: Énergie du neutrino en fonction de celle du pion, pour un faisceau de pion non divergent. La courbe en pointillés montre la position du maximum à angle constant.

En se plaçant à un angle θ différent de zéro, on voit apparaître une énergie maximale E_ν^{\max} pour les neutrinos produits. À ce maximum, on a :

$$\left. \frac{\partial E_\nu}{\partial E_\pi} \right|_{\theta=\theta_{\text{off axis}}} = 0$$

Ce qui permet de calculer :

$$E_\nu^{\max} = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi \sin(\theta)}$$

Atteint pour :

$$E_\pi = \frac{m_\pi}{\sin(\theta)}$$

Mais surtout de montrer que l'énergie des neutrinos se concentre autour de E_ν^{\max} . En effet, si on considère des pions d'énergie $E_\pi \pm \delta E_\pi$, ils produiront des neutrinos d'énergie $E_\nu \pm \delta E_\nu$ avec :

$$\delta E_\nu = \delta E_\pi * \frac{\partial E_\nu}{\partial E_\pi}$$

Ainsi, proche du maximum, $\frac{\partial E_\nu}{\partial E_\pi} \rightarrow 0$ et $\delta E_\nu \rightarrow 0$: tous les neutrinos sont concentrés autours de l'énergie maximale.

Le détecteur proche, se situant seulement à 280 m de la cible, ne voit pas celle ci comme un point source mais voit tout le tunnel de désintégration comme une ligne source, et n'est donc pas décalé de 2.5° degré par rapport à la cible mais de 2.04°, angle choisi pour obtenir un spectre de neutrinos aussi proche que possible de celui attendu à SK, situé lui suffisamment loin pour voir J-PARC comme un point source, et décalé de 2.5° par rapport à la cible.

En plus de concentrer le flux en énergie, cette technique permet aussi de réduire la contamination en $\nu_e^{(-)}$: ces derniers proviennent majoritairement de désintégrations à 3 corps, l'effet de concentration étant beaucoup moins grand pour celles ci que pour des désintégrations à 2 corps, comme celles produisant les $\nu_\mu^{(-)}$.

3.2.2 Le détecteur lointain : Super Kamiokande

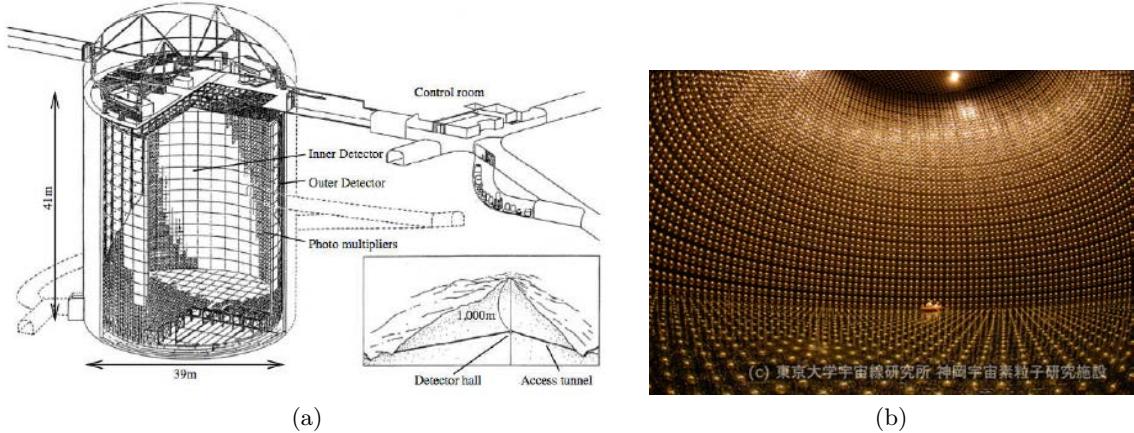


FIGURE 3.13: Le détecteur lointain : Super Kamiokande. Sur la photographie de droite, le détecteur est en cours de remplissage avec de l'eau pure.

Le détecteur lointain de T2K, Super Kamiokande [81], se situe sur la côte ouest du Japon, dans la mine de zinc de Mozumi, proche du quartier de Kamioka dans la ville de Hida. SK est enterré sous environ 1000 m de roche, équivalent à 2700 m d'eau, ce qui réduit le taux de rayons cosmiques de 5 ordres de grandeurs par rapport à celui observé en surface. Comme montré en figure 3.13, SK est un détecteur Cherenkov [82] à eau de 50 kt.

Lorsqu'une particule chargé se déplace dans un milieu diélectrique plus rapidement que la vitesse de propagation de la lumière dans ce milieu, les polarisations engendrées dans le milieu ne se relâchent plus élastiquement mais entraîne l'émission d'une onde de choc cohérente similaire à une onde de choc supersonique. Le front d'onde possède une forme conique d'angle d'ouverture θ , $\cos(\theta) = 1/(\beta n)$, avec n l'indice de réfraction du milieu traversé et $\beta = v/c$, v étant la vitesse de la particule. Pour $v \simeq c$ l'angle d'ouverture est maximal et ne dépend plus que de n , $\theta_{max} \simeq 42^\circ$ pour l'eau. En dessous de la vitesse de propagation de la lumière dans le milieu égale à c/n , aucune lumière Cherenkov n'est émise, l'énergie correspondante est appelée seuil Cherenkov, et est égale à 1.4 GeV pour les protons, 160 MeV pour les muons et 775 keV pour les électrons.

SK est constitué de deux volumes principaux séparés par une structure cylindrique en acier inoxydable :

- Un détecteur interne, cylindrique, de 33.8 m de diamètre et de 32.6 m de haut, entouré de 11129 photomultiplicateurs (PMT) de 50 cm de diamètre pointant vers l'intérieur du volume et pavant toute la surface interne de la structure de séparation (voir figure 3.13b).
- Un détecteur externe, entourant le détecteur interne, cylindrique et de 2 m d'épaisseur. Il contient 1885 PMT de 20 cm de diamètre, pointant vers l'extérieur et pavant la surface externe de la structure de séparation.

La structure de séparation est couverte de feuilles de plastique pour séparer optiquement les deux détecteurs. Les cathodes des PMT couvrent 40% de la surface du détecteur interne afin d'atteindre des précisions et des efficacités suffisantes pour pouvoir mesurer les propriétés des

interactions de neutrinos dans le détecteur. La couverture est bien moindre pour le détecteur externe qui sert principalement de veto actif.

Lors des interactions de neutrinos, majoritairement de courant chargé, dans l'eau de SK (le plus souvent sur l'oxygène) un μ^\pm ou un e^\pm , selon la saveur du neutrino incident, est émis. Aux énergies de T2K, la plupart des particules produites autres que le lepton sont bien en dessous du seuil de détection Cherenkov. Par conséquent, seul le lepton et son éventuelle gerbe participent à la lumière Cherenkov détectée, et on observe un seul anneau de lumière dans le détecteur.

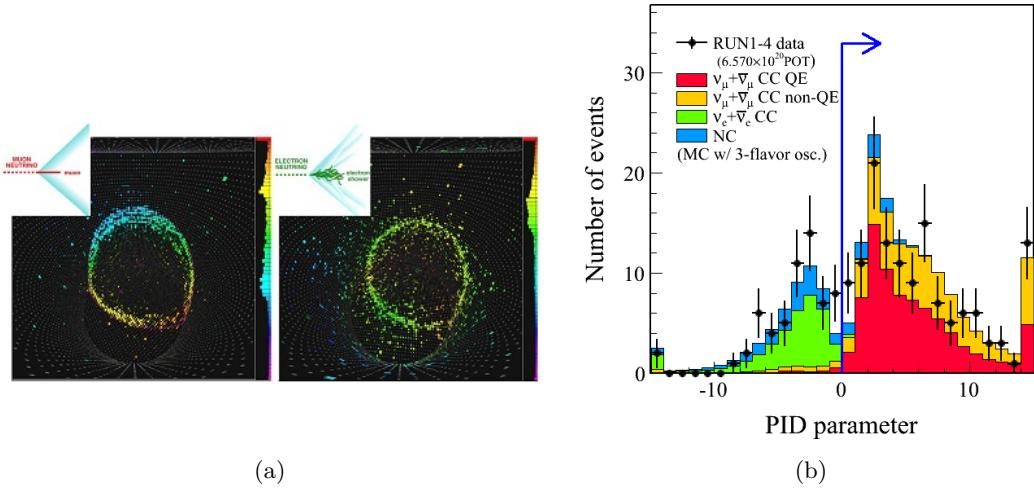


FIGURE 3.14: Identification des particules dans SK. La lumière Cherenkov émise par les μ^\pm forme un anneau bien défini et au bords droits. Celle émise par les e^\pm , qui se dispersent plus facilement et engendrent des gerbes électromagnétiques, forme un anneau plus flou et plus dispersé. Une variable d'identification est ainsi construite pour distinguer les $\nu_\mu^{(-)}$ des $\nu_e^{(-)}$.

Les e^\pm , plus légers, vont être plus facilement déviés et subir de multiples diffusions. De plus, aux énergies de T2K, ils vont la plupart du temps engendrer des gerbes électromagnétiques. Après chaque diffusion, les e^\pm (ou les particules d'une gerbe produite par eux) produisent un anneau Cherenkov dans une direction différente. Le résultat global est un anneau plus dispersé et aux bords moins bien défini que dans le cas d'un μ^\pm . SK utilise cette propriété (et le fait que l'anneau Cherenkov produit par les électrons possède un angle d'ouverture maximal) pour construire une variable d'identification permettant de distinguer les μ^\pm des e^\pm et ainsi connaître la saveur des neutrinos incidents. Cette variable est construite à partir des charges, du timing et de la répartition des activations de PMT dans le détecteur interne. Les PMT de SK lui permettent donc de mesurer :

- La position du vertex et la direction du lepton émit, grâce à la position et à la forme (rayon et ellipticité) de l'anneau Cherenkov mesuré.
- L'énergie, grâce aux nombres de PMT activés.
- La saveur du neutrino incidente (mais pas sa conjugaison de charge, en l'absence d'information sur la charge du lepton), grâce à la dispersion de l'anneau Cherenkov.

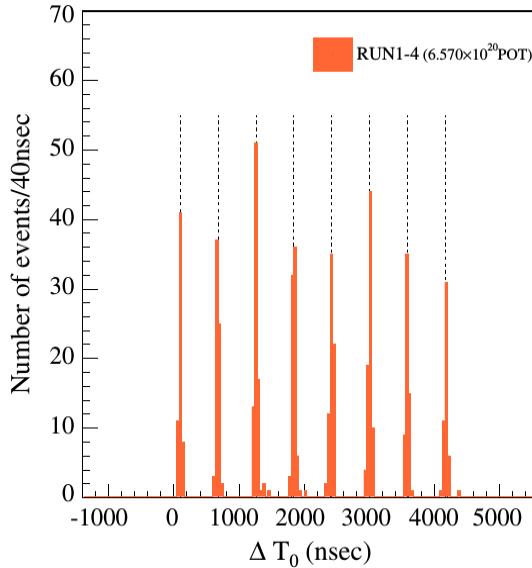


FIGURE 3.15: Temps entre l'arrivée des *spill* à SK et les événements dans le volume fiduciel. Pour qu'un événement soit sélectionné, il doit se produire au plus tôt $-2\text{ }\mu\text{s}$ avant l'arrivée prévu d'un *spill* à SK et au plus tard $10\text{ }\mu\text{s}$ secondes après. On peut voir ici les 8 paquets qui constituent un *spill*.

La sélection des événements à SK pour les analyses d'oscillations de T2K se compose principalement des coupures suivantes :

- L'événement se produit en coïncidence avec l'arrivée d'un *spill* à SK (voir figure 3.15).
- L'événement a lieu dans le volume fiduciel, formant un volume cylindrique de 22.5 kt situé à l'intérieur du détecteur interne et éloigné de 2 m du mur de PMT.
- L'événement est entièrement contenu dans le volume fiduciel.
- Un seul anneau Cherenkov est détecté.

La sélection utilise ensuite la variable d'identification pour reconstruire la saveur du neutrino incident, ainsi que plusieurs coupures supplémentaires, principalement pour rejeter les π^0 dans la sélection des $\nu_e^{(-)}$ et les π^\pm dans la sélection des $\nu_\mu^{(-)}$.

3.3 Structure des analyses d'oscillation

Comme schématisé sur la figure 3.16, la première étape des analyses d'oscillation dans T2K est de construire un modèle de flux à partir des données de NA61, d'INGRID et des détecteurs de la ligne de faisceau, ainsi qu'un modèle de sections efficaces en utilisant aussi des données d'autres expériences, comme MiniBooNE et Minerva. Ces deux modèles sont ensuite contraints par les résultats de ND280 (voir section 4.4.2), pour obtenir une meilleure prévision du flux et

des sections efficaces attendus à SK. Les paramètres d'oscillation sont ensuite ajustés pour faire correspondre la prédiction à l'observation dans SK.

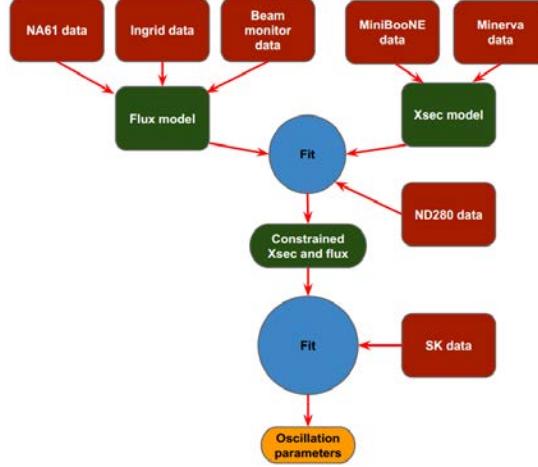


FIGURE 3.16: Structure des analyses d'oscillation dans T2K.

3.4 Résultats sur les oscillations des neutrinos

Avec $6.6 \cdot 10^{20}$ POT, soit seulement 10% de la statistique totale attendue, T2K a réalisé, grâce à l'observation de la disparition des ν_μ dans un faisceau de ν_μ , la mesure la plus précise de $\sin^2(\theta_{23})$, avec $\sin^2(\theta_{23}) = 0.514 \pm 0.056$ (hiérarchie normale) et $\sin^2(\theta_{23}) = 0.511 \pm 0.055$ (hiérarchie inverse) [83].

T2K est aussi la première expérience à avoir observé l'apparition de ν_e dans un faisceau de ν_μ , rejetant ainsi l'hypothèse que θ_{13} soit nul.

Ces deux résultats ont été initialement obtenus en effectuant des analyses indépendantes pour la disparition des ν_μ et l'apparition des ν_e , mais si l'on regarde les probabilités correspondantes, on s'aperçoit qu'elles ne sont pas indépendantes et qu'elles dépendent de tous les paramètres d'oscillations :

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= \frac{1}{(A-1)^2} \sin^2(2\theta_{23}) \sin(2\theta_{23}) \sin^2[(A-1)\Delta] \\
 &+ \frac{\alpha}{A(1-A)} \cos(\theta_{13}) \sin(2\theta_{12}) \sin(2\theta_{23}) \sin(2\theta_{13}) \sin(A\Delta) \sin[(1-A)\Delta] [\cos(\Delta) \cos(\delta_{cp}) \pm \sin(\Delta) \sin(\delta_{cp})] \\
 &+ \frac{\alpha^2}{A^2} \cos^2(\theta_{23}) \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2(A\Delta)
 \end{aligned}$$

Avec :

- $\Delta = \frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E_\nu}$.

- $\alpha = \frac{\Delta m_{21}^2}{\Delta m_{32}^2} \ll 1$.

- $A = 2\sqrt{2}G_F N_e \frac{E_\nu}{\Delta m_{32}^2}$: le terme dû aux effets de matière, avec N_e la densité d'électrons dans la croûte terrestre.
- \pm valant $-$ ($+$) pour des neutrinos (antineutrinos).

De même, pour la probabilité de survie des ν_μ , on a, en négligeant les termes dus aux effet de matières et à Δm_{12}^2 :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \simeq 1 - 4 \cos^2(\theta_{13}) \sin^2(\theta_{23}) [1 - \cos^2(\theta_{13}) \sin^2(\theta_{23})] \sin^2(\Delta)$$

L'analyse actuelle est donc une analyse combinée dans laquelle on mesure en même temps tous les paramètres d'oscillation accessibles. Pour augmenter la sensibilité à δ_{cp} , les mesures de disparition des $\bar{\nu}_\mu$ et d'apparition des $\bar{\nu}_e$ sont aussi incluses dans l'analyse. La figure 3.17 montre les distributions en énergie reconstruite des neutrinos détectés à Super Kamiokande, pour les 4 échantillons utilisés dans l'analyse combinée : événements $\bar{\nu}_\mu^{(-)}$ (on rappelle que SK ne peut pas distinguer la charge des leptons et donc la conjugaison de charge des neutrinos incidents) dans le faisceau en mode neutrino, $\bar{\nu}_e^{(-)}$ en mode neutrino, $\bar{\nu}_\mu^{(-)}$ en mode antineutrino, et $\bar{\nu}_e^{(-)}$ en mode antineutrino.

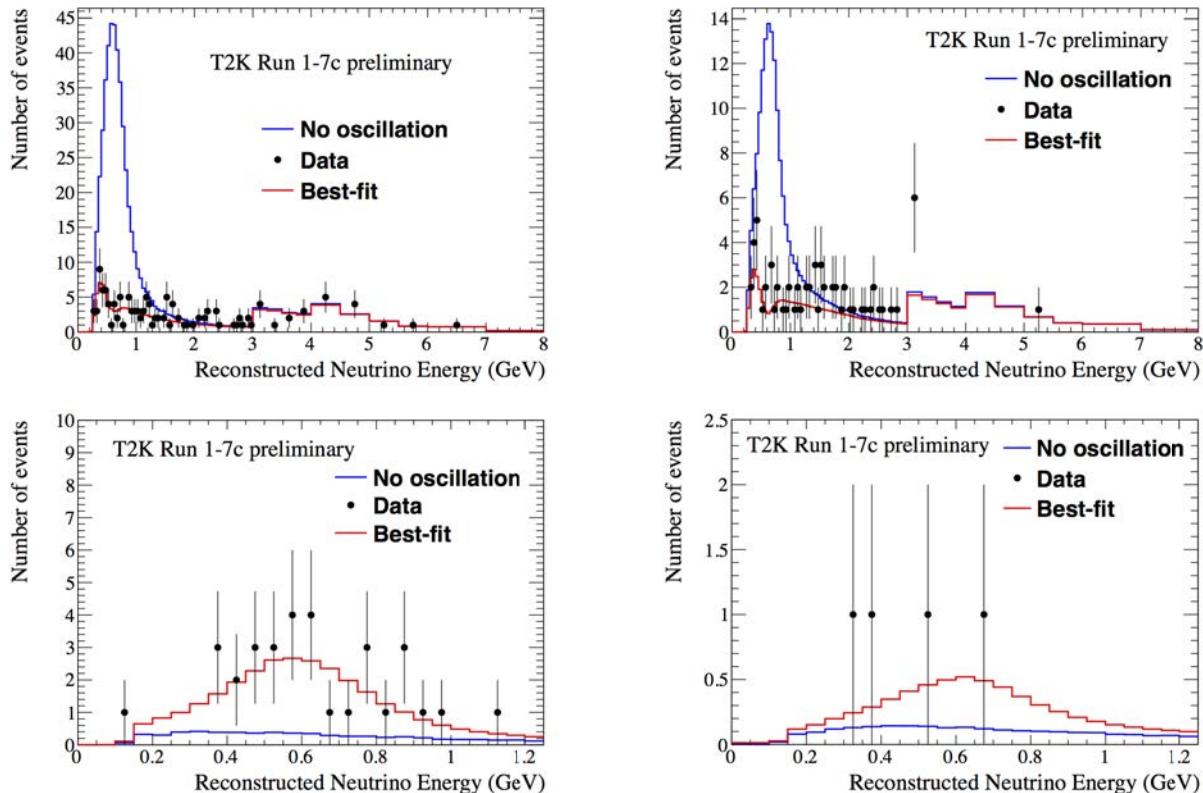


FIGURE 3.17: Énergie reconstruite des neutrinos détectés à Super Kamiokande. En haut : sélection $\bar{\nu}_\mu^{(-)}$, en bas : sélection $\bar{\nu}_e^{(-)}$. À gauche : faisceau en mode neutrino, à droite : faisceau en mode antineutrino.

On obtient ainsi une mesure de θ_{23} , $|\Delta m_{32}^2|$, θ_{13} , et δ_{cp} . La figure 3.18 montre l'intervalle de confiance obtenu pour $(\sin^2 \theta_{23}, |\Delta m_{32}^2|)$, comparé aux autres expériences majeures.

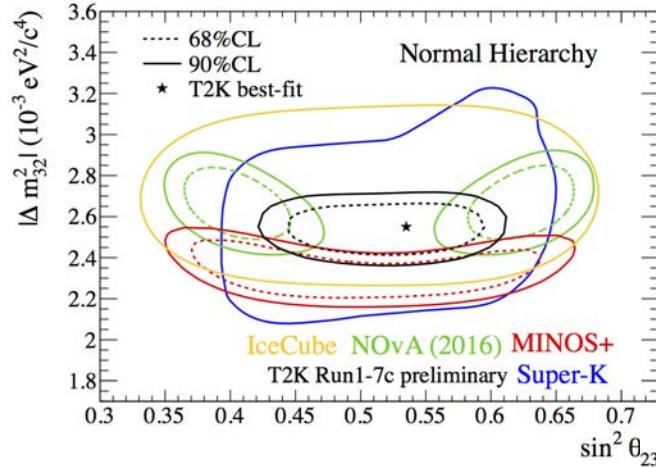


FIGURE 3.18: Distribution de $\Delta\chi^2$ en fonction de θ_{23} et Δm_{32} , en supposant une hiérarchie de masse normale. Les autres paramètres d'oscillation sont marginalisés.

Les meilleures contraintes sur θ_{13} proviennent aujourd'hui des expériences de réacteurs. Comme le montre la figure 3.19, on peut utiliser ces résultats pour améliorer les contraintes obtenues par T2K sur δ_{cp}

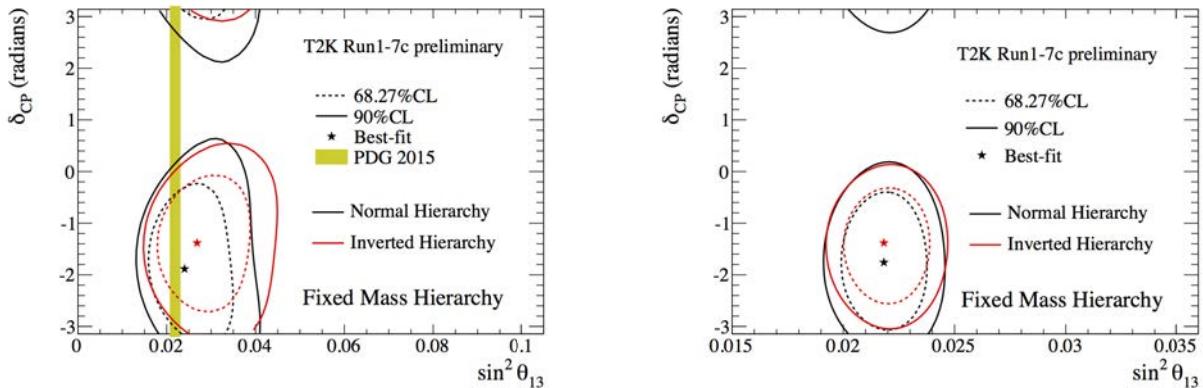


FIGURE 3.19: Distribution de $\Delta\chi^2$ en fonction de δ_{cp} , θ_{13} , et de la hiérarchie de masse. Les autres paramètres d'oscillation sont marginalisés. À droite : les contraintes sur θ_{13} provenant des expériences de réacteurs comme Daya Bay sont utilisées, à gauche : elle ne le sont pas (Notez la différence d'échelle sur l'axe des abscisses).

Le résultat final ainsi obtenu pour δ_{cp} est montré sur la figure 3.20 : pour la première fois, T2K exclu à 90% les valeurs de δ_{cp} n'entraînant pas de violation CP, c'est à dire 0 et π .

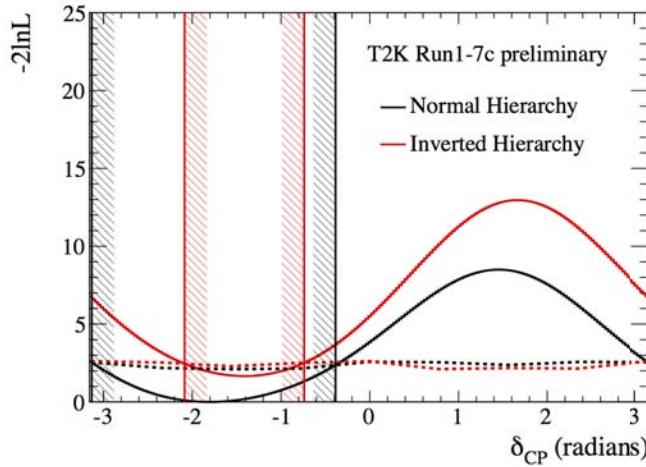


FIGURE 3.20: Distribution de $\Delta\chi^2$ en fonction de δ_{cp} et de la hiérarchie de masse. Les autres paramètres d'oscillation sont marginalisés. Les contraintes sur θ_{13} provenant des expériences de réacteurs sont utilisées. Les barres verticales représentent l'intervalle de confiance à 90%.

Chapitre 4

Le détecteur proche de T2K : ND280

Sommaire

4.1	Structure du détecteur	62
4.1.1	Le détecteur de π^0	62
4.1.2	La partie <i>tracker</i>	63
4.1.2.1	Les détecteurs à grains fins	64
4.1.2.2	Les calorimètres électromagnétiques	65
4.1.3	Le SMRD	66
4.2	Les TPC	67
4.2.1	Motivations	67
4.2.2	Fonctionnement	68
4.3	Qualité des données produites par les TPC	74
4.4	Prédictions des événements attendus à SK	82
4.4.1	Sélection des neutrinos avec ND280	83
4.4.1.1	Sélection des ν_μ dans le faisceau en mode neutrino	84
4.4.1.2	Sélection des $\bar{\nu}_\mu$ dans le faisceau en mode antineutrino	88
4.4.1.3	Sélection des ν_μ dans le faisceau en mode antineutrino	90
4.4.2	Ajustement aux données de ND280 : le BANFF	90
4.4.2.1	Fonctionnement du BANFF	90
4.4.2.2	Échantillons utilisés	92
4.4.2.3	Résultats du BANFF	92

ND280, *Near detector 280m*, est situé à 280 m de la cible avec un angle (effectif) de 2.5° par rapport au faisceau, et est principalement conçu pour réaliser les mesures suivantes :

- Mesure du contenu du faisceau en saveurs de neutrinos avant oscillation :
 - Mesure du flux de $\nu_\mu^{(-)}$ pour prédire celui attendu à SK.
 - Mesure de la contamination en $\nu_e^{(-)}$

- Mesure de la section efficace de courant neutre $\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + N + \pi^0 + X$ sur l'eau, principal bruit de fond initialement attendu à SK avant amélioration des coupures d'identification.
- Mesure des sections efficaces des $\nu_\mu^{(-)}$ et des $\nu_e^{(-)}$ par courant neutre et par courant chargé autour du GeV.

4.1 Structure du détecteur

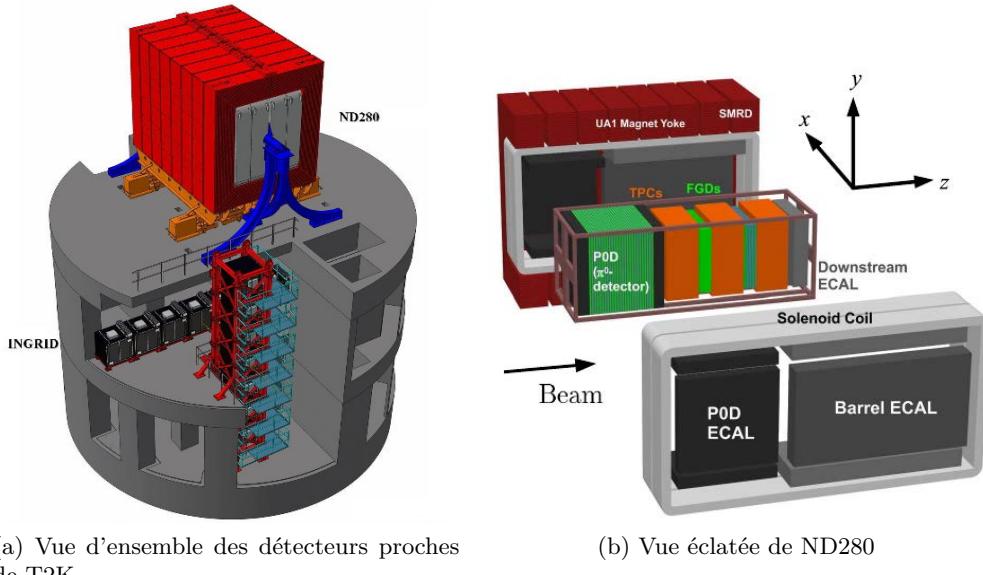


FIGURE 4.1: Les détecteurs proches de T2K. INGRID (décrit dans le chapitre précédent) est aligné avec le faisceau, ND280 est décalé de 2.5°.

Comme montré en figure 4.1, ND280 se compose d'un détecteur de π^0 servant principalement à mesurer la production des π^0 par interaction de courant neutre sur l'eau, suivi (dans la direction du faisceau) d'une partie *tracker* dédiée aux mesures de composition du faisceau en saveurs de neutrinos, le tout étant entouré par un aimant produisant un champ magnétique de 0.2 T pour courber la trajectoire des particules et ainsi mesurer leurs impulsions.

4.1.1 Le détecteur de π^0

Le P0D, *Pi0 detector* [84], est constitué d'un mille-feuilles de plans de scintillateurs dans xy : chaque plan constitué de barres scintillantes (de section triangulaire) alignées selon \vec{y} est directement suivi d'un plan constitué de barres alignées selon \vec{x} , comme le montre la figure 4.2. Entre chaque paire de plan se trouvent des feuilles de plomb et de laiton servant à augmenter le confinement des gerbes électromagnétiques à l'intérieur du détecteur. Dans la partie centrale du détecteur, des sacs pouvant être remplis avec de l'eau ou avec de l'air sont aussi intercalés entre les plans de scintillateurs.

Le P0D peut ainsi être utilisé avec ou sans eau, dans le but d'obtenir par soustraction la section efficace de l'interaction de courant neutre $\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + N + \pi^0 + X$ sur l'eau.

Le P0D est entouré de 6 calorimètres électromagnétiques sur ses 4 faces parallèles à \vec{z} , semblables à ceux du *tracker* et décrits dans la section correspondante, et qui servent à compléter la reconstruction du P0D avec des informations sur l'énergie s'en échappant.

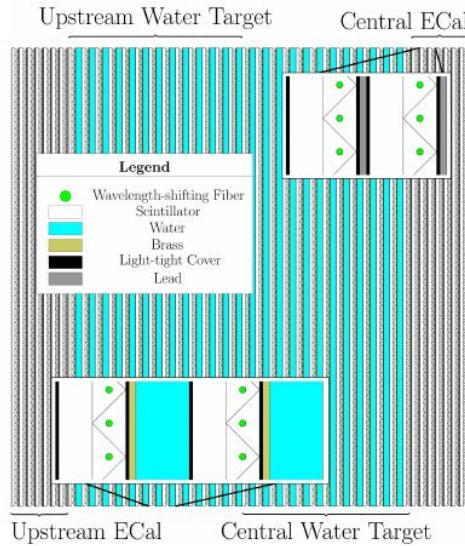


FIGURE 4.2: Coupe du P0D dans le plan xy

4.1.2 La partie *tracker*

L'élément principal de ND280 est le *tracker*, situé en aval du P0D. Il utilise 2 détecteurs à grain fin (FGD) comme cibles pour les interactions de neutrinos et pour reconstruire finement leurs vertices, en sandwich avec 3 TPC servant à reconstruire la trajectoire des particules produites et à les identifier, le tout étant entouré de calorimètres électromagnétiques qui complètent la reconstruction en détectant et en mesurant les photons qui s'y convertissent ainsi que toute particule chargée.

La figure 4.3 montre l'alternance TPC/FGD, ainsi qu'un événement se produisant dans le premier détecteur à grain fin (FGD1) puis traversant la deuxième TPC (TPC2).

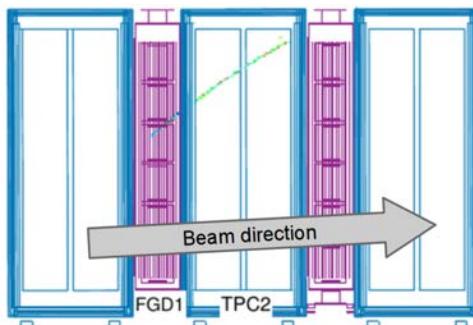


FIGURE 4.3: Candidat d'interaction d'un neutrino dans le FGD1 avec une trace chargée dans la TPC2.

Le *tracker* permet de mesurer les propriétés des interactions de neutrinos sur le carbone (avec le FGD1) et sur l'oxygène de l'eau (avec le FGD2) :

- La conjugaison de charge du neutrino incident, grâce à la courbure des traces permettant de remonter à la charge des particules produites.
- Le type d'interaction et la saveur du neutrino incident, avec l'identification des particules produites, principalement grâce aux TPC mais aussi, pour les particules non chargées ou qui ne rentrent pas dans les TPC, grâce aux calorimètres et aux FGD.
- La cinématique des événements, grâce à la direction des traces, et à la valeur de leur courbure qui permet de reconstruire leur impulsion.

4.1.2.1 Les détecteurs à grains fins

Les détecteurs à grains fins [85], *fine-grained detectors* (FGD), sont eux aussi composés d'un mille-feuilles de plans de scintillateurs : chaque plan constitué de barres scintillantes (de section carrée) alignées selon \vec{y} est directement suivi d'un plan constitué de barres alignées selon \vec{x} , comme le montre la figure 4.4.

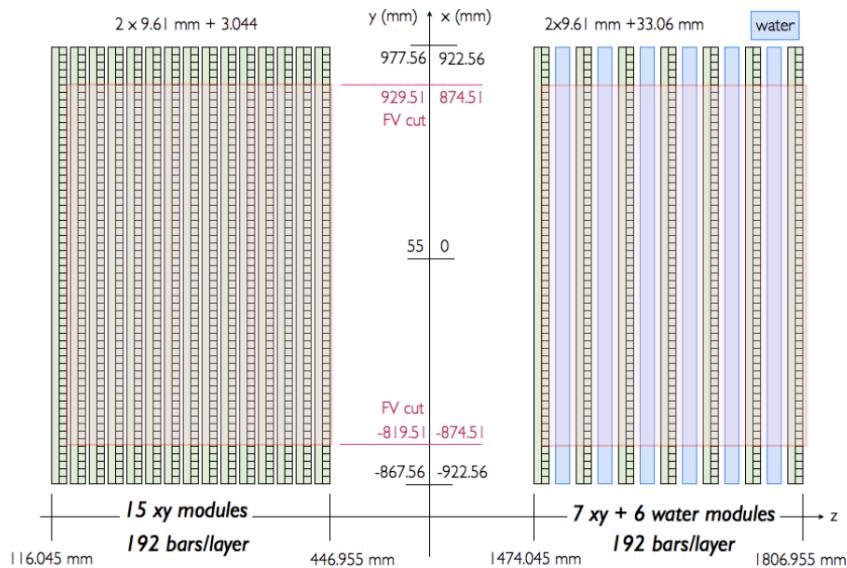


FIGURE 4.4: Structure des FGD. En rouge : volume fiduciel des sélections utilisées pour les analyses d'oscillations.

Les barres scintillantes sont constituées de polystyrène dopé (1% PPO et 0.03% POPOP), les noyaux de ^{12}C constituant alors la cible de la plupart des interactions de neutrinos. Dans le second FGD, des sacs remplis d'eau sont intercalés entre les paires de plan de scintillateurs, afin de mieux contraindre les interactions sur l'eau dans le détecteur lointain. Les dimensions externes de chaque FGD sont $2300\text{ mm} \times 2400\text{ mm} \times 365\text{ mm}$ ($\vec{x} \times \vec{y} \times \vec{z}$).

Cette thèse utilise le FGD1 comme cible active, ses 15 paires de plan de scintillateurs formant une cible de 1.1 t. Chacun des 30 plans de scintillateurs est constitué de 192 barres de polystyrène extrudé, soit un total de 5760 barres. Chaque barre mesure $9.61\text{ mm} \times 9.61\text{ mm} \times 1864.3\text{ mm}$, cette finesse permettant de reconstruire les trajectoires des particules chargées produites lors

des interactions. Les barres sont recouvertes d'un revêtement réfléchissant et sont traversées par une fibre convertisseuse de longueur d'onde comme montré en figure 4.6. Une des deux extrémités de chaque fibre et recouverte d'un dépôt d'aluminium formant un miroir, et l'autre est attachée à un compteur de photon multi-pixel (MPPC). Chaque compteur de photon possède 667 pixels couvrant une surface de $1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$. Chaque pixel est activé de manière binaire non dépendante de l'amplitude incidente, et le signal des MPPC est une somme linéaire du nombre de pixels activés.

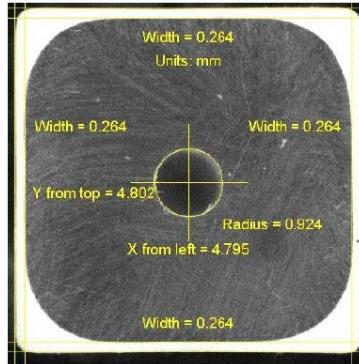


FIGURE 4.5: Section d'une barre scintillante de FGD. Au milieu de la barre se trouve le trou par lequel passe la fibre. Le revêtement réfléchissant de TiO_2 forme la partie blanche sur l'image.

4.1.2.2 Les calorimètres électromagnétiques

Le *tracker* est entouré de 7 calorimètres électromagnétiques [86] : 6 *tracker ECal* (TECal) recouvrent les 4 faces parallèles à \vec{z} (2 ECal par face) et le dernier, le *Downstream ECal* (DSECal), recouvre la face la plus en aval et perpendiculaire à \vec{z} , comme montré en figure 4.1.

Chaque ECal est fait de couches consécutives de barres scintillantes, chaque couche étant collée à une feuille absorbante de plomb. Là encore, l'orientation des barres scintillantes dans deux couches successives diffère de 90° . Chaque barre scintillante mesure $1 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$, est constituée du même matériau que les barres scintillantes des FGD (du polystyrène dopé dans les mêmes proportions), et est traversée par une fibre optique convertisseuse de longueur d'onde. Selon le module, une seule ou les deux extrémités des fibres peuvent être reliées à des MPPC, l'autre face étant recouverte d'un dépôt d'aluminium servant de miroir dans le premier cas. Les feuilles de plomb sont épaisses de 1.75 mm (4 mm pour le P0D Ecal) et servent à améliorer le confinement des gerbes électromagnétiques ainsi que la probabilité que les photons donnent des gerbes.

Chaque TECal est constitué de 31 couches, le DSECal est lui constitué de 34 couches, ce qui correspond à environ 10 (11 pour le DSECal) longueurs de radiation pour les électrons, de sorte à contenir l'énergie produite par la désintégration des π^0 .

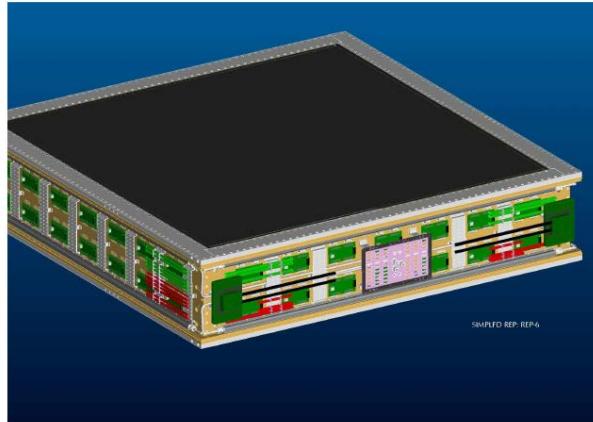


FIGURE 4.6: Vue extérieure d'un ECal

4.1.3 Le SMRD

Le SMRD [87], *Side Muon Range Detector*, rempli deux fonctions :

- Taguer les particules provenant de l'extérieur du détecteur :
 - d'interactions de neutrinos dans les murs et le sable entourant ND280
 - d'interactions de neutrinos dans le fer de l'aimant
 - de rayons cosmiques
- Déetecter les muons produits dans le *tracker* et s'échappant du détecteur.

La principale contrainte pour la conception du SMRD est donc d'entourer quasi hermétiquement l'intérieur du détecteur et d'avoir une très grande efficacité de détection afin de ne pas rater des particules chargées rentrant ou s'échappant du détecteur.

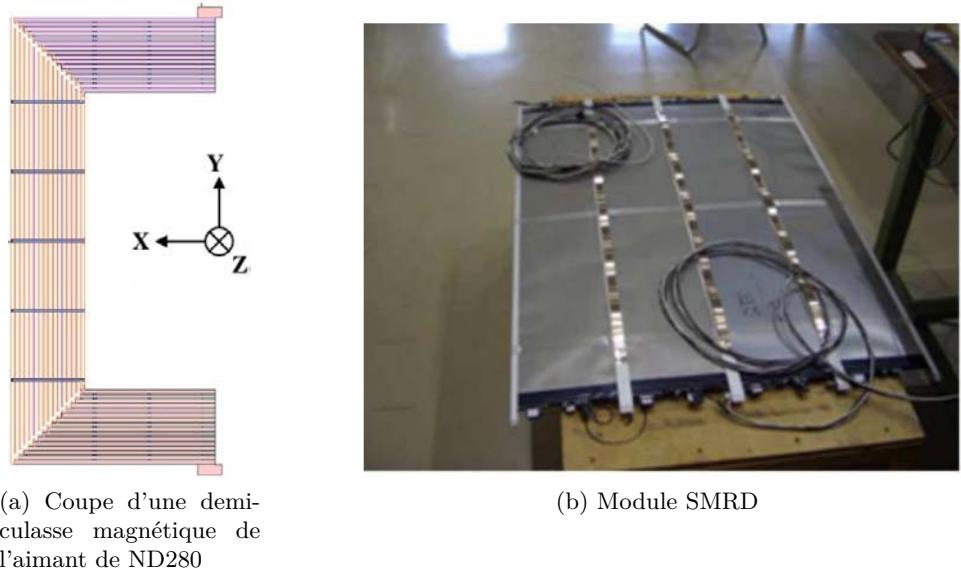


FIGURE 4.7: Le SMRD. Les modules du SMRD sont insérés dans les espaces situés entre les plaques de fer (les plus proches de l'intérieur de ND280) de la culasse magnétique de l'aimant.

Pour ce faire, des modules de SMRD sont insérés dans les interstices de 17 mm qui séparent les plaques de fer de la culasse magnétique de l'aimant, comme montré en figure 4.7. Ainsi, le SMRD recouvre les 4 faces de l'intérieur de ND280 parallèles à \vec{z} . Chaque module est constitué de 4 plaques scintillantes en polystyrène dopé (1.5% PTP, 0.01% POPOP). Chaque plaque scintillante est traversée par une fibre optique convertisseuse de longueur d'onde reliée à chacune de ses extrémités à un MPPC. Comme montré en figure 4.8, chaque fibre optique serpente dans sa plaque de scintillateur afin de minimiser le nombre de photo-détecteurs et de canaux électroniques utilisés comparé à une architecture constituée de fibres droites, tout en obtenant une réponse quasi uniforme sur toute la surface grâce à la forme choisie pour le serpentin. Les surfaces externes des plaques ont été dépolies par attaque chimique afin d'obtenir un effet réfléchissant.

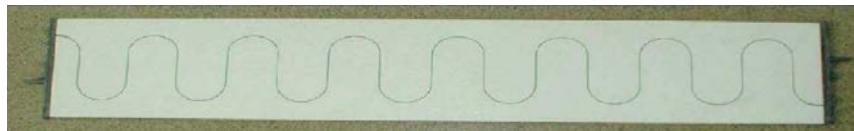


FIGURE 4.8: Plaque scintillante de SMRD, traversée par sa fibre optique.

4.2 Les TPC

4.2.1 Motivations

Les TPC [88], *Time Projection Chamber*, remplissent 3 fonctions importantes pour pouvoir réaliser les mesures voulues dans le détecteur proche :

- Déetecter les particules chargées avec un très grande efficacité, pour pouvoir compter les événements.

- Mesurer la cinématique des particules détectées, pour pouvoir remonter à l'énergie des neutrinos incidents.
- Déterminer le type des particules détectées, pour mesurer le contenu du faisceau en saveurs de neutrinos

Les mesures prévues à ND280 donnent des contraintes sur les performances requises pour les TPC :

- L'estimation de l'énergie des neutrinos dans les événements CCQE possède une résolution limitée à 10% en raison de l'impulsion de Fermi du nucléon impacté. Par conséquent la résolution requise sur l'impulsion transverse (perpendiculaire au champ magnétique) est fixée à 10% autour de 1 GeV : $\frac{\delta p_\perp}{p_\perp} < 0.1 p_\perp$ [GeV/c].
- Pour ne pas limiter la précision de la mesure de Δm_{23}^2 , l'échelle d'impulsion doit être connue avec une incertitude inférieure à 2%.
- Pour pouvoir distinguer les μ^\pm des e^\pm et ainsi pourvoir mesurer la contamination du faisceau en $\nu_e^{(-)}$, la résolution sur les pertes d'énergie par ionisation dans le gaz doit être meilleure que 10%.

4.2.2 Fonctionnement

Chacune des 3 TPC est faite d'un compartiment interne rempli d'un gaz de dérive à base d'argon, lui même contenu à l'intérieur d'un compartiment externe rempli de CO_2 , pour des dimensions totales de $2.3\text{ m} \times 2.4\text{ m} \times 1.0\text{ m}$. Le CO_2 sert à la fois d'isolant électrique, en isolant l'extérieur du compartiment externe, qui est mis à la terre, du compartiment interne, qui est porté à haute tension, et d'isolant chimique, en ralentissant la diffusion des gaz atmosphérique vers le gaz de dérive. Comme montré en figure 4.9, un champ électrique parallèle au champ magnétique est produit par une cathode centrale située dans le plan yz , avec une tension d'environ 25 kV appliquée entre cette dernière et les deux plans de lecture situés de part et d'autre de la cathode.

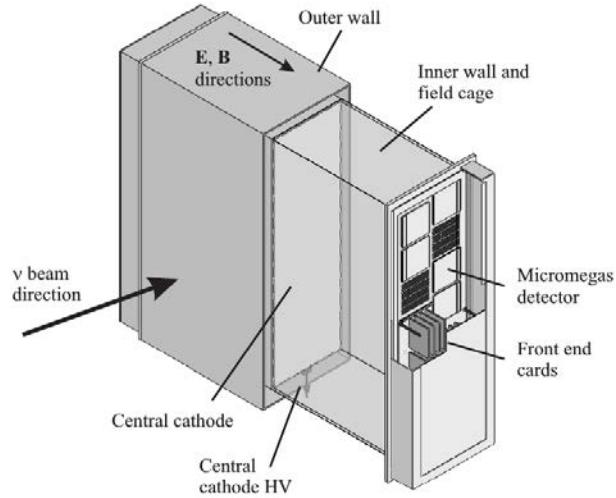


FIGURE 4.9: Schéma simplifié d'une TPC

Lorsqu'une particule chargée traverse une TPC, elle ionise le gaz de dérive le long de sa trajectoire. Les électrons ainsi produits sont accélérés par le champ électrique et dérivent selon \vec{x} vers le plan de lecture. Ce dernier est constitué de détecteurs micro-mégas, qui multiplient, amplifient puis détectent les électrons. Comme le montre la figure 4.10, les détecteurs micro-mégas forment une zone d'amplification de $128\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur grâce à une micro grille qui laisse passer les électrons tout en créant un champ électrique supplémentaire juste avant le plan d'anodes. Ce champ électrique intense accélère les électrons suffisamment pour qu'ils produisent à leur tour d'autres électrons par ionisation, et ainsi de suite pour produire une avalanche d's qui va donner un courant électrique facilement détectable dans les électrodes reliées aux blocs d'anodes.

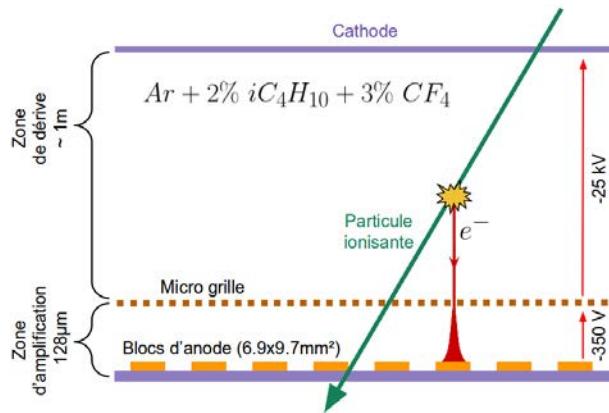


FIGURE 4.10: Principe de fonctionnement des détecteurs micro-mégas

Les blocs d'anode pavant le plan yz , la répartition du signal parmi les blocs permet de reconstruire la trajectoire de la particule chargée selon ces deux coordonnées. Les différences en temps d'arrivée des électrons aux blocs d'anode permettent de reconstruire la position relative selon \vec{x} : pour avoir la position absolue, la position de la particule selon \vec{x} au point d'entrée ou de sortie de la TPC doit être donnée par un autre détecteur. Les TPC permettent donc

une reconstruction tridimensionnelle complète des trajectoires, et ce avec une résolution spatiale dépendant de la distance de dérive mais toujours inférieure ou égale à 1 mm.

Chaque module micro-méga est constitué de 1728 blocs d'anodes disposés en 48 lignes de 36 blocs, mesure 359.1 mm \times 342.3 mm, et est fabriqué d'un seul tenant sur une plaque de circuit imprimé. La micro grille est maintenue à 128 μ m de la surface de la plaque par des piliers de polymères dont la répartition est montrée en figure 4.11. Pour minimiser les distorsions du champ électrique sur les bords des modules, une bande conductrice (BFM) portée au même potentiel que la micro grille entoure l'ensemble des blocs.

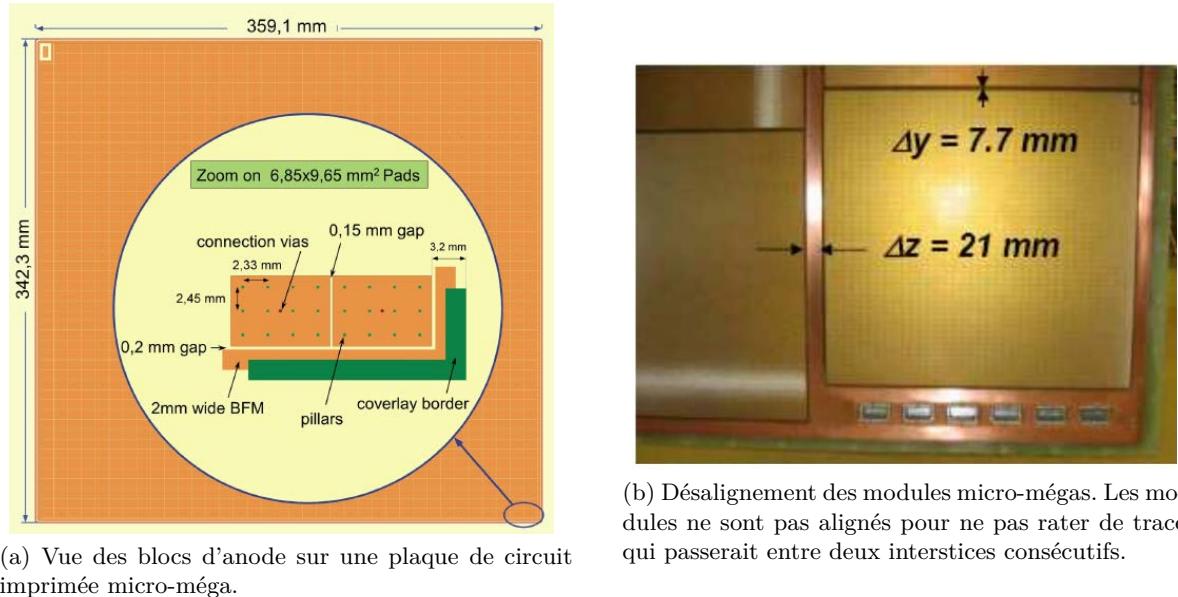


FIGURE 4.11: Modules micro-mégas

Chaque plan de lecture est constitué de 12 modules micro-mégas disposés en 2 colonnes verticales. L'interstice vertical entre deux modules d'une même colonne est de 7.7 mm : pour éviter de rater des traces qui passeraient entre les deux interstices consécutifs de chaque colonne, celles-ci sont légèrement décalées entre elles selon y comme le montre la figure 4.11. Une trace verticale peut tout de même passer entre deux colonnes, mais elle ne proviendrait dans ce cas pas des cibles utilisées pour les interactions de neutrinos dans le mesures de ND280 (les deux FGD).

Les signaux provenant de chaque module sont lus et numérisés par 6 cartes électroniques *front end card* (FEC) utilisant 4 ASIC qui recueillent et mettent en forme chacun les signaux de 72 blocs d'anode. Une autre carte électronique, *front end mezzanine* (FEM), agrège ensuite les données des 6 FEC et les envoie hors du détecteur à travers un lien optique à 2Gb/s. Les données provenant des FEM sont récupérées par des *data concentrator card* (DCC) avec 4 FEM par DCC, soit 18 DCC pour lire l'intégralité des signaux produit par les 3 TPC. Un module d'horloge esclave dispatche l'horloge globale de ND280 ainsi que les information de déclenchement aux DCC.

Le volume total de gaz dans les TPC est de 3000 litres. Il est composé à 95% d'argon, 3% de tétrafluorure de carbone, et 2% d'isobutane. Il a été choisi pour :

- Sa vitesse de dérive élevée.

- Son faible coefficient de diffusion transverse égal à $280 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ sans champ magnétique. La dérive se faisant dans la direction du champ magnétique, ce dernier refocalise les électrons subissant une diffusion transverse, abaissant ainsi son coefficient à $237 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ pour un champ de 0.2 T.
- Sa bonne compatibilité avec les micro-mégas.
- Son faible taux de recapture des électrons produit par ionisation.

L'argon du gaz sert de cible principale pour les ionisations, le CF_4 sert à augmenter la vitesse de dérive, et l'isobutane sert à absorber les électrons produits dans la zone d'amplification et qui pourraient provoquer de nouvelles avalanches et ainsi amener les micro-mégas hors du régime proportionnel. Le gaz est changé en continu, avec un débit correspondant à environ 5 renouvellements complets par jour. Par souci d'économie, 90% du gaz extrait est recyclé.

Les différents paramètres des TPC sont résumés dans la table 4.1.

Outer dimensions	$2.5 \times 2.5 \times 1 \text{ m}^3$
Maximum drift distance	90 cm
Gas mixture	$Ar : CF_4 : iC_4H_{10}$ (95 : 3 : 2)
Cathode High Voltage	$25 \text{ kV} \rightarrow E = 280 \text{ V/cm}$
Drift speed	$7.9 \text{ cm}/\mu\text{s}$
Transverse diffusion coefficient	$237 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$
Total number of readout channels	124272
Pad dimensions	$6.9 \times 9.7 \text{ mm}^2$
MicroMegas High Voltage	$-350 \text{ V} \rightarrow \sim -27 \text{ kV/cm}$
MicroMegas Gain	~ 1500 (at -350 V)
ASIC sampling time	40 ns
ASIC peaking time	200 ns

TABLE 4.1: Résumé des paramètres des TPC

Pour calibrer les TPC, un système de laser permet d'éclairer une figure d'aluminium constituée de points et de lignes et située sur la cathode centrale, comme montré en figure 4.12, libérant ainsi des électrons par effet photoélectrique. Les micro-mégas situés en face donnent une image de cette figure en détectant ces électrons, permettant ainsi plusieurs mesures :

- Distorsions des champs électrique et magnétique.
- Gain relatif du système.
- Vitesse de dérive.

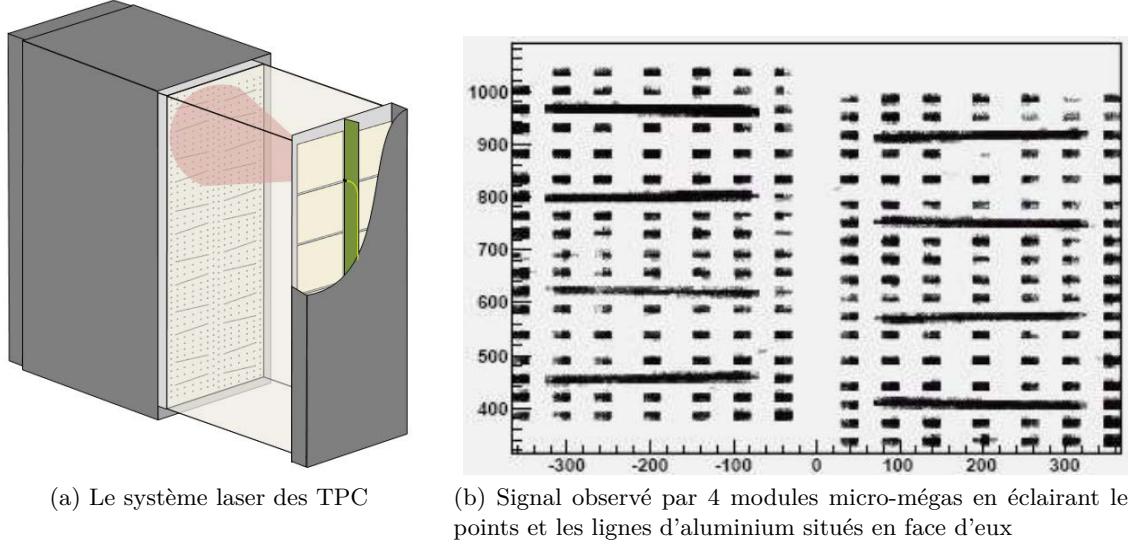


FIGURE 4.12

Avec cette conception, les TPC remplissent les prérequis sur leur performances :

- Résolution sur l'impulsion : $\frac{\delta_{p_\perp}}{p_\perp} = 0.1p_\perp$ [GeV/c].
- Échelle d'impulsion connue à 0.6%.
- Résolution sur l'énergie déposée (pour des particules au minimum d'ionisation) : $7.8 \pm 0.2\%$.

Le champ magnétique B entraîne des trajectoires hélicoïdales dont la courbure $R = \frac{p_t}{zB}$ est utilisée pour mesurer l'impulsion, avec z la charge (en multiple de e) de la particule incidente et p_t son impulsion transverse. L'erreur relative sur et en fonction de l'impulsion transverse est montrée en figure 4.13.

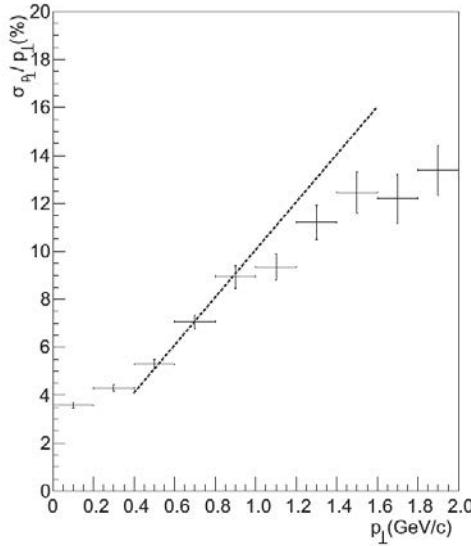


FIGURE 4.13: Erreur relative sur et en fonction de l’impulsion transverse, simulée (points) et que l’on cherchait initialement à atteindre lors de la conception (ligne pointillée). Plus l’impulsion transverse augmente plus les traces deviennent droites ($R \rightarrow \infty$) et moins les courbures de traces d’impulsions différentes sont discernables.

L’énergie déposée par unité de longueur est utilisée pour identifier les particules, car elle dépend de $\beta\gamma = p/mc$, et donc de leur masse m si on connaît leur impulsion p , comme le montre son expression donnée par la formule de Bethe-Block :

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

Avec :

- Z et A : le numéro atomique et le nombre de nucléons de l’atome absorbeur.
- N_A : le nombre d’Avogadro.
- r_e : le rayon de l’électron.
- m_e : la masse de l’électron.
- I : l’énergie d’excitation moyenne de l’atome absorbeur.
- T_{max} : l’énergie cinétique maximale d’un électron éjecté.
- δ : le paramètre de correction prenant en compte les effets de densité.

Comme le montre la figure 4.14, les pions et les muons ayant une masse proche, ils sont difficiles à distinguer les uns des autres.

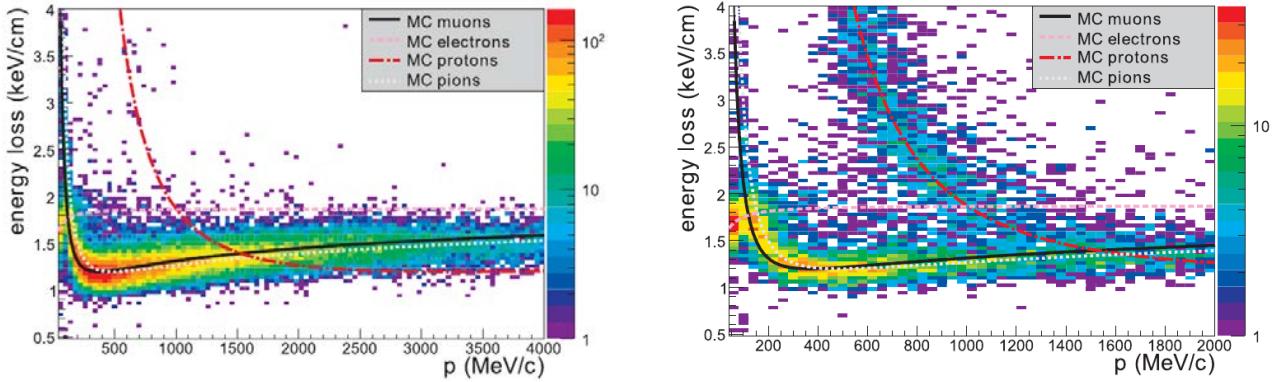


FIGURE 4.14: Énergie perdue par unité de longueur attendue dans le gaz des TPC en fonction de l'impulsion. À gauche : particules chargées négativement, à droite : particules chargées positivement.

4.3 Qualité des données produites par les TPC

Dans les analyses, seules les données recueillies lorsque l'ensemble des détecteurs de ND280 et la ligne de faisceau fonctionnaient correctement sont utilisées. Pour cela, différentes mesures sont réalisées en continu ou plusieurs fois par semaine puis analysées à la fin de chaque semaine afin de pouvoir détecter d'éventuels problèmes et de décider si certaines périodes de prise de données doivent être marquées comme ayant été recueillies dans de mauvaises conditions.

Pour les TPC, l'apparition d'un problème important comme un défaut d'alimentation ou de mauvaises proportions dans le mélange du gaz est détectée directement et les données enregistrées pendant cette période marquées en conséquence. Plusieurs mesures sont aussi réalisées sur toute la semaine pour faire apparaître d'éventuels problèmes plus subtiles ou non détectés. On contrôle ainsi le bruit, le nombres d'éteintes, et le temps de latence des détecteurs micro-mégas, ainsi que l'ionisation et la diffusion transverse dans le gaz.

Ces tâches sont réalisées par le TPC *data quality expert*, rôle que j'ai rempli d'octobre 2014 à octobre 2015, c'est à dire pendant le run 6.

Les piédestaux

Chacun des 124416 blocs d'anode correspond à un canal électronique. En l'absence de tout signal physique, chaque canal mesure un piédestal moyen d'environ 250 unités de CAN (convertisseur analogique numérique) avec une dispersion de 4.5 unités, comme le montre la figure 4.15. Par conséquent, pour chaque canal et afin de ne recueillir que des données provenant de traces dans les TPC, seul les *hits* dépassant un seuil valant la moyenne du piédestal + 4.5 fois la dispersion sont enregistrés.

4.3 Qualité des données produites par les TPC

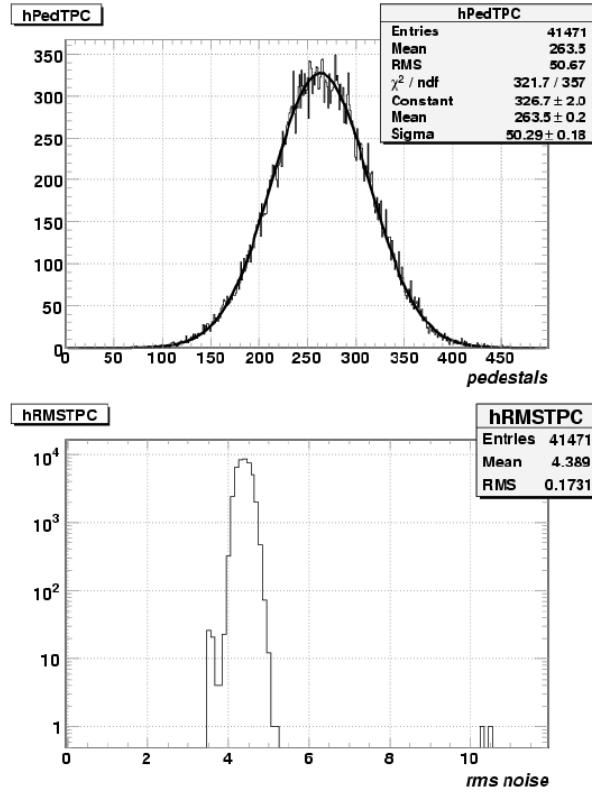


FIGURE 4.15: Valeur moyenne et dispersion des piédestaux pour un des plans de lecture, mesurés avant la mise en place des TPC dans ND280.

Les piédestaux sont mesurés lorsqu'il n'y a pas de faisceau ou aléatoirement dans le temps et hors des fenêtres de faisceau lorsqu'il y en a. La moyenne et la dispersion de chaque piédestal correspondant à chaque canal sont ensuite calculées puis comparées aux valeurs de références utilisées pour le calcul du seuil, comme montré en figure 4.16.

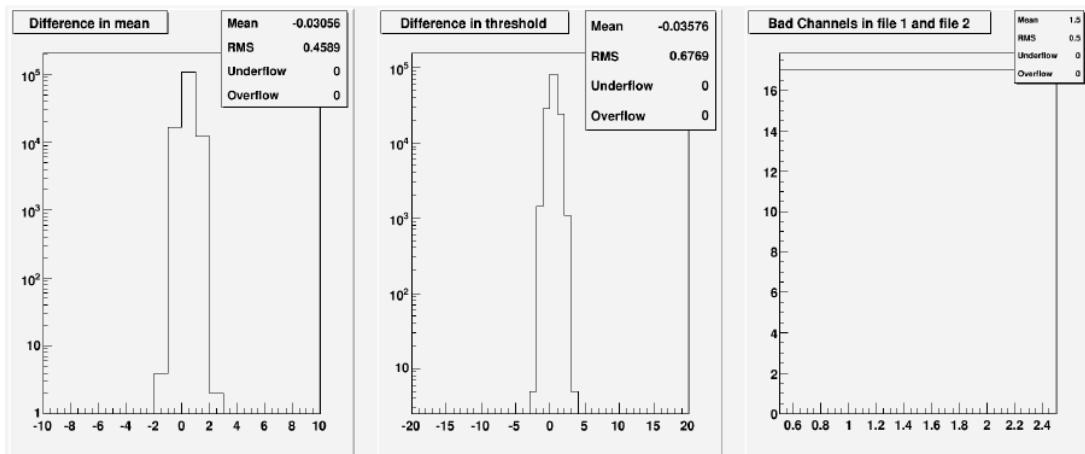


FIGURE 4.16: Différence en valeur moyenne et en dispersion entre les piédestaux de la première semaine de février 2015 et le fichier de référence (première semaine de janvier 2015).

Quelques canaux (17) présentent une grande dispersion de leurs piédestaux (figures 4.15 et 4.16), et ne sont pas utilisés pour les mesures.

Les étincelles

Des décharges électriques peuvent se produire occasionnellement dans les modules micro-mégas entre la micro grille et les blocs d'anode. La stabilité du nombre d'étincelles par unité de temps est contrôlée, une augmentation ou une diminution pouvant indiquer un problème sur le module concerné.

On observe en moyenne 2 étincelles par jour et par module, comme le montre la figure 4.17.

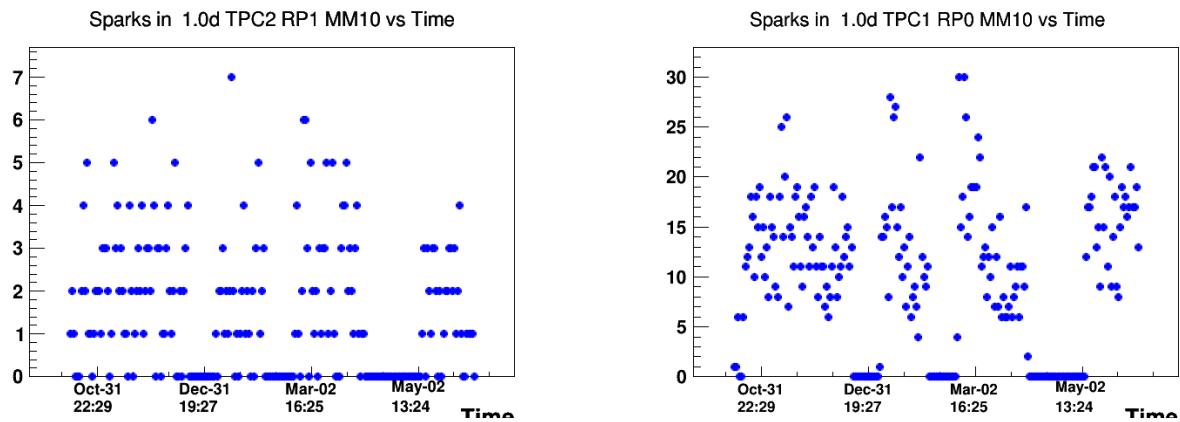


FIGURE 4.17: Nombre d'étincelles par jour pour 2 modules micro-méga de la TPC. À gauche : module 10 du premier plan de lecture de la TPC2. À droite : module 10 du premier plan de lecture de la TPC1, sujet à de nombreuses étincelles.

Un des modules (le module 10 du premier plan de lecture de la TPC1), voit se produire de nombreuses étincelles depuis novembre 2010 (~ 17 par jour), date à laquelle 1/12 des blocs d'anode a dû être déconnecté afin que le module cesse de claquer en permanence.

Pour les autres modules, le taux d'étincelles est stable autour de 2 par jour depuis le début de la prise de données.

Le temps de latence de lecture

Le temps qu'une TPC met pour lire un événement en fonction de la taille de celui-ci (en kB) est montré en figure 4.18 pour différents modes de déclenchement.

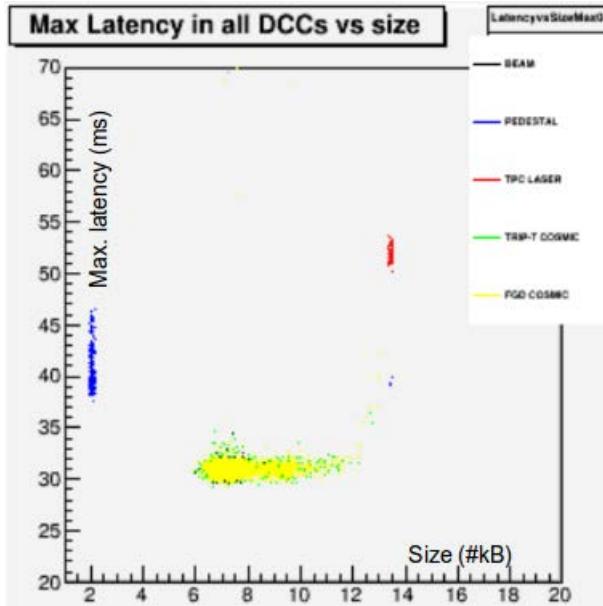


FIGURE 4.18: Temps de latence de lecture maximal dans tout les DCC des TPC, en fonction de la taille de l'événement.

Pour les événements cosmiques et provenant du faisceaux, le temps de lecture est constant jusqu'à ce que la taille des événements soit suffisante pour commencer à faire saturer la lecture (au delà de 12 kB). Le laser illuminant une grande surface de TPC (4 micro-mégas), les événements sont lourds ($\sim 14\text{ kB}$) et donc longs à être lus. Les piédestaux ne sont pas très lourds ($\sim 2\text{ kB}$), mais longs à être lus car tout les canaux de 8 micro-mégas sont lus d'un coup. Ce paramètre est lui aussi contrôlé chaque semaine pour révéler d'éventuels problèmes de lecture.

Le nombre de nodes

Un autre paramètre aisément contrôlable est le nombre de clusters utilisés par chaque trace reconstruite, comme montré en figure 4.19.

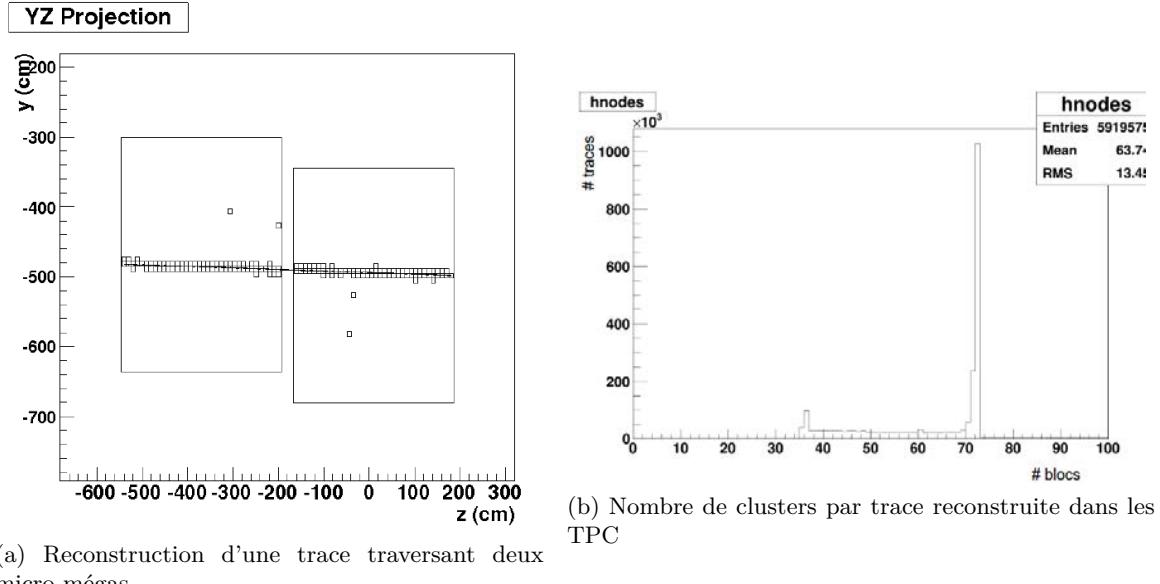


FIGURE 4.19

Pour les traces horizontales, un cluster est l'ensemble des blocs d'anode utilisés par colonne, avec par exemple 2 blocs d'anode par cluster pour la plupart des clusters de la trace montrée en figure 4.19. Le premier pic de la distribution du nombre de clusters par trace correspond aux traces qui traversent l'intégralité d'un module micro-méga selon \vec{z} , soit 36 clusters correspondant au 36 colonnes de blocs d'anode. Le deuxième correspond aux traces traversant 2 modules, soit 72 clusters.

La diffusion transverse

La diffusion transverse dépend :

- Du champ magnétique.
- De la densité du gaz, qui peut varier à cause des changements de pression atmosphérique.

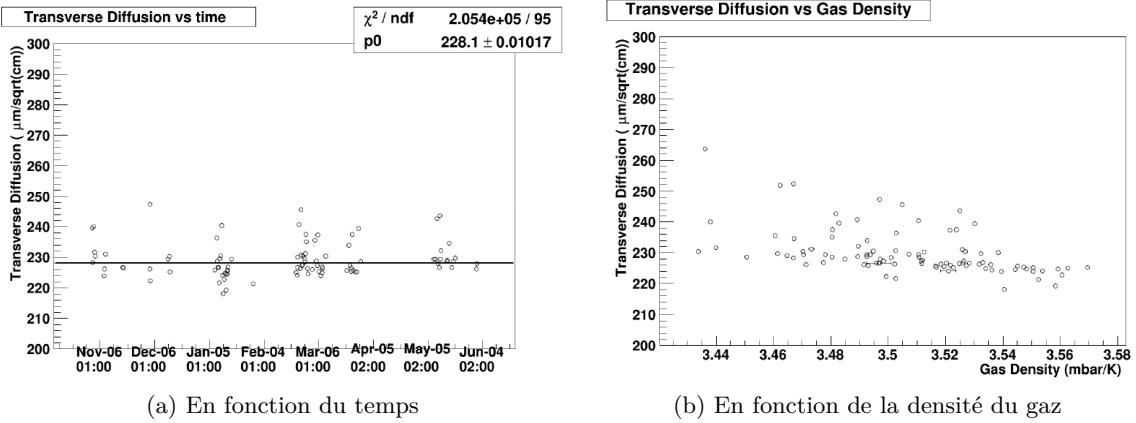


FIGURE 4.20: Diffusion transverse dans les TPC. En noir : interpolation par une constante.

Comme le montre l'évolution de la diffusion transverse entre novembre 2014 et juin 2015, celle-ci est stable. Les mesures réalisées avec l'aimant éteint donnent une diffusion transverse autour de $280 \mu\text{m}/\text{sqrt(cm)}$. La figure 4.20 montre la diminution de la diffusion transverse avec l'augmentation de la densité.

L'ionisation

La stabilité des pertes d'énergies par unité de longueur sur la semaine est aussi contrôlée et comparée avec les valeurs attendues et celles de la semaine précédente, comme montré sur les figures 4.21 (pour la moyenne) et 4.22 (pour la dispersion), et ce dans 12 intervalles d'impulsion.

Le détecteur proche de T2K : ND280

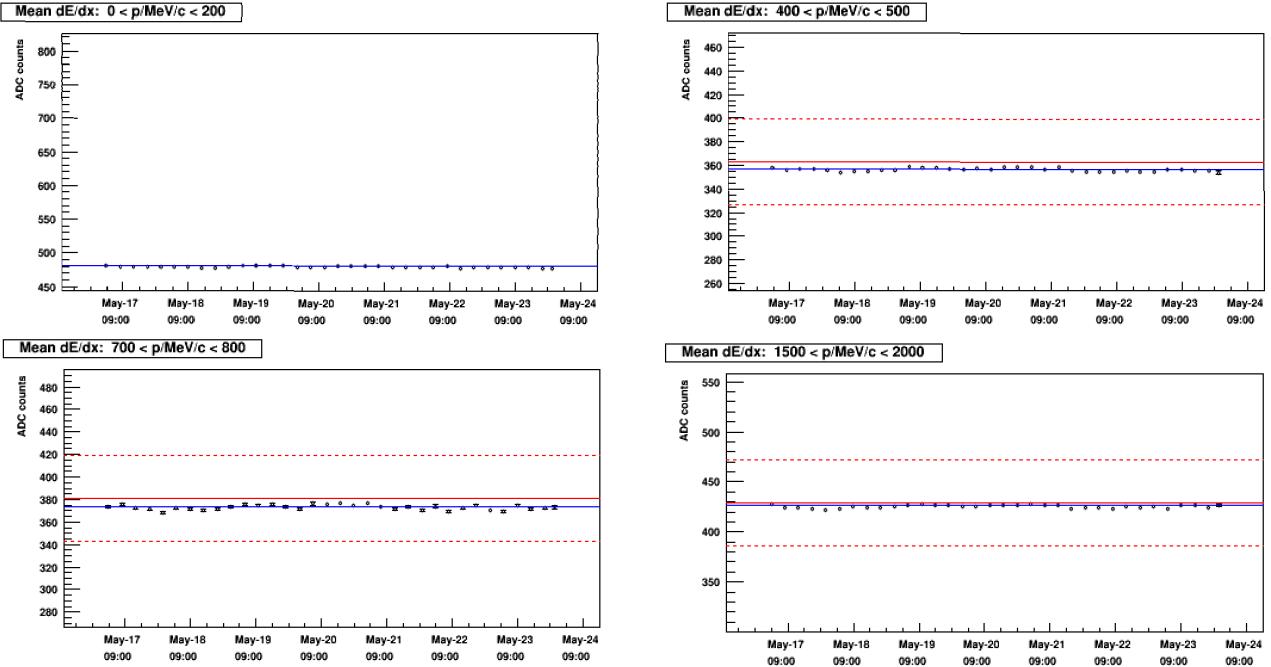


FIGURE 4.21: Moyenne de la diffusion transverse dans les TPC en fonction du temps, dans plusieurs intervalles d'impulsion. En rouge : moyenne attendue pour des muons, en pointillé rouge : moyenne $\pm 10\%$, en bleu : moyenne de la semaine précédente. Le premier intervalle en impulsion contient beaucoup d'autres particules que des muons (protons et électrons), la comparaison avec la moyenne attendue pour des muons n'est donc pas montrée.

4.3 Qualité des données produites par les TPC

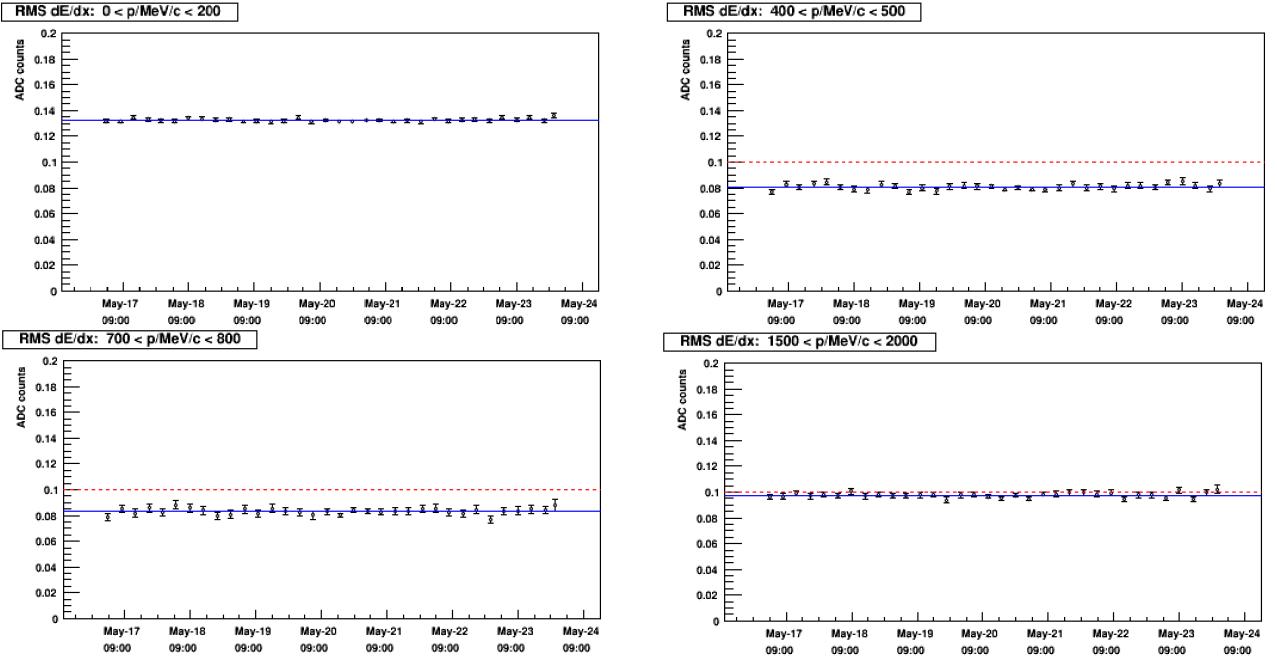


FIGURE 4.22: Dispersion de la diffusion transverse dans les TPC en fonction du temps, dans plusieurs intervalles d’impulsion. En pointillé rouge : dispersion limite de 10%, en bleu : dispersion de la semaine précédente. La dispersion augmente avec l’impulsion mais reste inférieure à 10% jusqu’à 2 GeV.

Statut des TPC

L’état des détecteurs, les informations des différents capteurs, et les éventuels incidents sont enregistrés toutes les 5 minutes dans la base de données *Global Slow Control* (GSC). Dans le cas des TPC, cette base de données est parcourue chaque semaine à la recherche des problèmes suivants afin d’identifier les données prises dans de mauvaises conditions :

- L’alimentation de l’électronique *front end* est éteinte.
- Au moins un des FEM n’est plus alimenté.
- Au moins 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 portée à haute tension.
- Il n’y a pas de données dans la base de données GSC.
- La composition du gaz est mauvaise.

- Les TPC ne sont pas en mode d'acquisition globale (pour réaliser des réglages ou des tests). Les données provenant des TPC ne sont donc pas prises en compte.

La figure 4.23 montre le statut des TPC au cours du run 6.

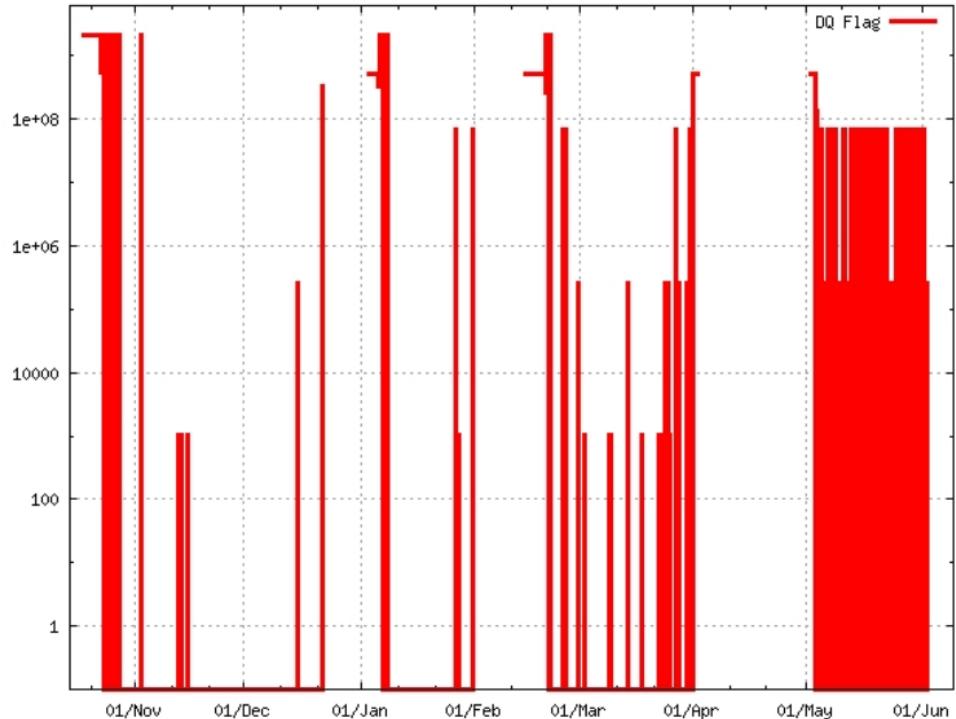


FIGURE 4.23: Status des TPC au cours du run 6. Une valeur de 0 indique un bon fonctionnement. En Mai on peut observer beaucoup de claquages haute tension. Malgré cela le fonctionnement est correct la plupart du temps (l'épaisseur du trait pouvant donner l'impression du contraire).

Pendant le run 6, 37.47×10^{19} POT ont été produits par la ligne de faisceau, et 35.50×10^{19} ont été collectés par ND280 avec tout les détecteurs fonctionnant correctement de manière à produire des données de bonne qualité.

4.4 Prédictions des événements attendus à SK

Comme montré sur les figures 3.16 et 4.24, les données de ND280 sont utilisées pour obtenir de meilleures contraintes sur le flux et les section efficaces attendues à SK. Ce premier ajustement est réalisé par le BANFF, *Beam And ND280 Flux extrapolation task Force*, et utilise les résultats des sélections de ν_μ dans le faisceau en mode neutrino et antineutrino et de $\bar{\nu}_\mu$ dans le faisceau en mode antineutrino. Les ν_μ sont aussi sélectionnés dans le faisceau en mode antineutrino car la contamination y est suffisamment élevée (voir figure 3.9), ce qui n'est pas le cas des $\bar{\nu}_\mu$ dans le faisceau en mode neutrino.

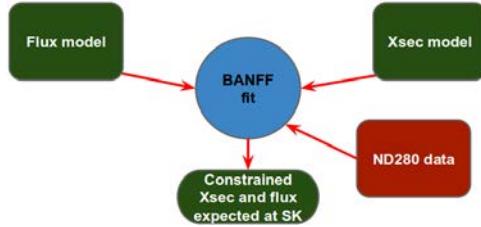


FIGURE 4.24: Principe du BANFF

4.4.1 Sélection des neutrinos avec ND280

Les sélections des événements dépendent du neutrino incident que l'on veut sélectionner (ν_μ , ν_e , $\bar{\nu}_\mu$, ou $\bar{\nu}_e$) et du mode du faisceau (neutrino ou antineutrino). Nous nous limiterons ici aux sélections utilisées par le BANFF pour contraindre les événements attendus à SK.

Les premières coupures sont communes à toutes ces sélections :

- La qualité des données était bonne lors de la détection de l'événement :
 - Le faisceau était stable.
 - L'ensemble des détecteurs de ND280 fonctionnaient correctement.
- L'événement a été détecté dans une fenêtre de 60 ns autour de l'arrivée d'un paquet de neutrinos à ND280.
- La trace reconstruite avec la plus haute impulsion, *Highest Momentum Track* (HMT), est prise comme candidate pour être un muon provenant d'une interaction de neutrinos.
- La trace candidate commence à l'intérieur du volume fiduciel d'un des deux FGD, montrés en figure 4.4 :
 - $|x| < 874.51 \text{ mm}$, $|y - 55| < 874.51 \text{ mm}$, et $136.875 < z < 446.955 \text{ mm}$ pour le FGD1.
 - $|x| < 874.51 \text{ mm}$, $|y - 55| < 874.51 \text{ mm}$, et $1481.45 < z < 1807.05 \text{ mm}$ pour le FGD2.

La forme du volume fiduciel, qui rejette les événements provenant des premières couches de FGD, sert à rejeter les traces démarrant en amont des FGD et incorrectement reconstruites comme démarrant à l'intérieur de ceux-ci, car cassées ou produites dans les matériaux inactifs situés juste en amont de chaque FGD.

- La trace candidate contient au moins 19 *clusters* de TPC, pour s'assurer de la fiabilité de la reconstruction.

- La seconde trace de plus haute impulsion ne commence pas plus de 150 mm en amont de la trace candidate. Un muon produit bien avant un FGD pouvant être reconstruit comme ayant été produit dans celui-ci à la suite d'erreurs de reconstruction. Par exemple, un muon produit dans le P0D et subissant une diffusion importante peut être reconstruit en deux traces au lieu d'une (P0D-TPC1-FGD1 et FGD1-TPC2-... au lieu de P0D-TPC1-FGD1-TPC2-...).
- La trace candidate n'est pas cassée dans le FGD, une trace commençant dans un FGD et continuant dans la TPC en aval pouvant être coupée en deux parties par la reconstruction : une trace complètement contenue dans le FGD et l'autre commençant dans les dernières couches du FGD et continuant dans la TPC en aval. Par conséquent, l'événement est rejeté si le FGD contient une trace totalement contenue et que la trace candidate commence dans les dernières couches du FGD (on rejette l'événement si la position de départ selon z est supérieure à 425 mm).

Les sélections dépendent ensuite du mode de faisceau et de la charge désirée pour le muon, mais font toutes appel à l'identification du type de particule par son énergie déposée par unité de longueur dans les TPC (TPC PID), réalisent des coupures supplémentaires, puis séparent les événements en plusieurs échantillons selon le type d'interaction de courant chargé.

4.4.1.1 Sélection des ν_μ dans le faisceau en mode neutrino

Dans cette sélection, on sélectionne à la fois les interactions se produisant dans le FGD1 et celles se produisant dans le FGD2, afin de mieux contraindre les sections efficaces d'interaction des neutrinos sur l'eau dans le détecteur lointain.

- Pour les événements sélectionnés dans le FGD2, l'événement est rejeté si une autre trace commence dans le volume fiduciel du FGD1.
- La charge de la particule candidate est négative. La trace est supposée comme orientée dans le même sens que le faisceau, le signe de la charge est alors donné par le signe de la courbure de la trace dans les TPC.
- La trace candidate est identifiée par les TPC comme provenant d'un muon. Pour ce faire des $Pull$ sont calculés à partir des pertes d'énergie par unité de longueur dans les TPC, $\frac{dE}{dx}$, pour différentes hypothèses sur le type de la particule : muon, pion, électron, ou proton.

$$Pull_i = \frac{\frac{dE}{dx} \text{ measured} - \frac{dE}{dx} \text{ expected,}i}{\sigma_{(\frac{dE}{dx} \text{ measured} - \frac{dE}{dx} \text{ expected,}i)}} \quad (i = \mu, e, \pi, p)$$

Pour chaque hypothèse, on définit ensuite :

$$L_i = \frac{e^{-Pull_i^2}}{\sum_j e^{-Pull_j^2}} \quad (i = \mu, e, \pi, p)$$

Pour sélectionner des muons, on rejette les pions et les protons en demandant que :

$$L_\mu > 0.05$$

Pour rejeter les électrons, on demande que :

$$L_{MIP} = \frac{L_\mu + L_\pi}{1 - L_\mu} > 0.8$$

Et ce uniquement pour les traces candidates avec une impulsion $p_\mu > 500\text{MeV}/c$, la contamination étant faible au delà.

Les événements sont ensuite séparés en 3 échantillons visant à sélectionner 3 types d'interaction de courant chargé :

- *CC0π* : lors d'interactions de ce type, l'événement ne contient pas de pions dans l'état final, soit majoritairement des événements CCQE, mais aussi des événements résonnantes dans lesquels le pion a été réabsorbé dans le noyau.
- *CC1π⁺* : l'événement contient uniquement un π^+ dans l'état final en plus du muon, soit majoritairement des événements résonnantes.
- *CCAutres* : l'événement contient au moins un π^- ou un π^0 , ou au moins deux π^+ , soit majoritairement des événements DIS.

4 types de particules secondaires sont recherchées :

- Des π^\pm dans les TPC, avec la TPC PID.
- Des électrons et des positrons dans les TPC, avec la TPC PID, pour identifier les π^0 .
- Des π^\pm entièrement contenus dans les FGD. Pour les particules s'arrêtant dans les FGD, la comparaison de l'énergie déposée avec la longueur de la trace permet de les identifier, comme le montre la figure 4.25.
- Des électrons de Michel provenant de la désintégration de π^\pm dans les FGD (lorsque leurs traces sont trop courtes pour être reconstruites et qu'on ne peut donc pas utiliser le FGD PID) : $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ puis $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$. Pour cela on recherche des *clusters* dans les FGD qui sont décalés dans le temps par rapport à la fenêtre d'arrivée des paquets de neutrinos à ND280.

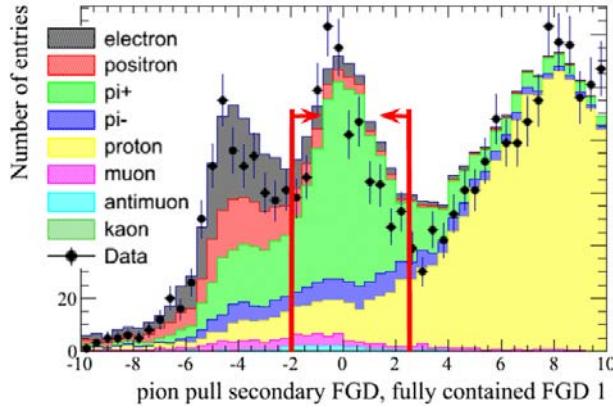


FIGURE 4.25: Identification de particules contenues dans le FGD1

Selon les particules secondaires ainsi identifiées, l'événement est classé dans les différents échantillons reconstruits (qu'ils ne faut pas confondre avec les types d'interactions vraies portant les mêmes noms) :

- *CC0 π* :
 - Aucun π^\pm n'est trouvé par les TPC dans l'événement.
 - Aucun électron ou positron n'est trouvé par la TPC.
 - Aucun π^\pm n'est trouvé dans le FGD.
 - Aucun électron de Michel n'est trouvé dans le FGD.
- *CC1 π^+* :
 - Le nombre de π^+ trouvés dans les TPC, plus celui trouvé dans le FGD, plus le nombre d'électrons de Michel est égal à 1.
 - Aucun π^- n'est trouvé par les TPC.
 - Aucun électron ou positron n'est trouvé par les TPC.
- *CCAutres* : L'événement n'est classé ni comme *CC0 π* ni comme *CC1 π* .

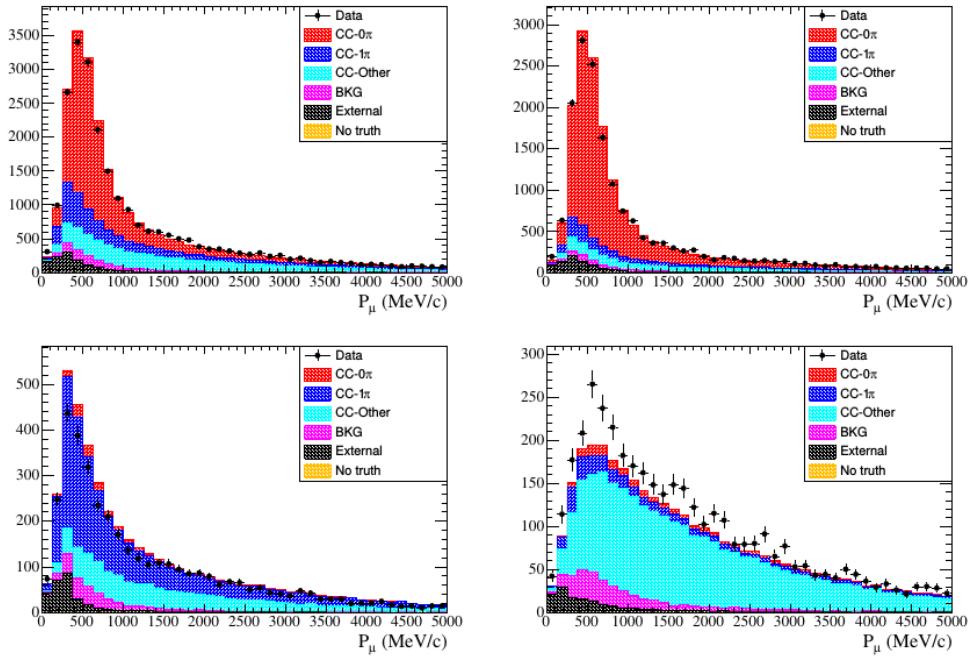


FIGURE 4.26: Distribution en impulsions reconstruites du μ^- des événements ν_μ CC sélectionnés dans le faisceau en mode neutrino, pour chaque échantillon. De haut en bas et de gauche à droite : sélection inclusive, $CC0\pi$, $CC1\pi^+$, $CCAutres$.

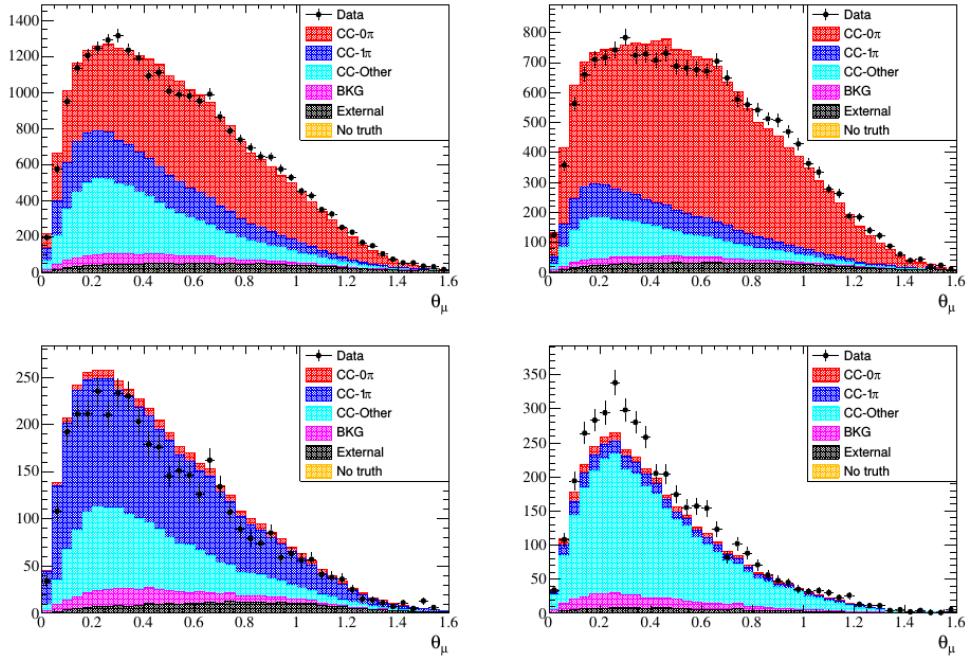


FIGURE 4.27: Distribution en angle reconstruit (radians) du μ^- des événements ν_μ CC sélectionnés dans le faisceau en mode neutrino, pour chaque échantillon. De haut en bas et de gauche à droite : sélection inclusive, $CC0\pi$, $CC1\pi^+$, $CCAutres$.

Les figures 4.26 et 4.27 montrent les distributions en impulsion et en angle des différents échantillons ainsi que celle de la sélection inclusive. La catégorie *background* (*Backg*) contient les interactions de $\bar{\nu}_\mu$, de ν_e , et de courant non chargé. La catégorie *External* contient les interactions hors du volume fiduciel des FGD. La figure 4.28 montre les efficacités en angle et en impulsion vraies du muon. L'efficacité pour des muons se propageant dans le même sens que le faisceau (*en avant*) atteint jusqu'à plus de 82%, mais reste très faible pour des muons se propageant dans un sens opposé à celui du faisceau (*en arrière*) ou produits quasi perpendiculairement à celui-ci (*high angle*).

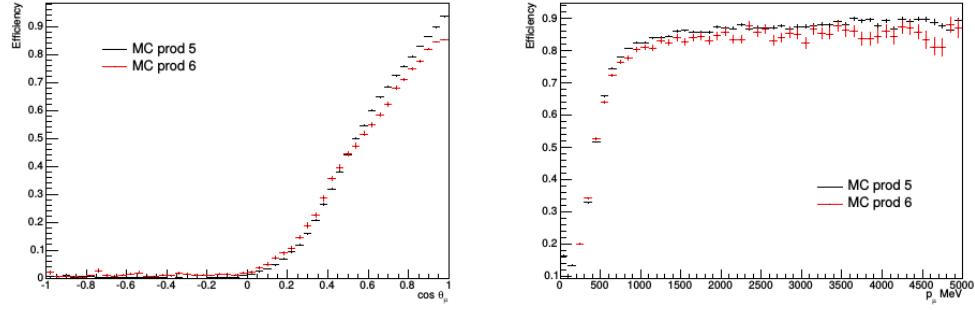


FIGURE 4.28: Efficacité cinématique de la sélection inclusive des événements ν_μ CC sélectionnés dans le faisceau en mode neutrino. En rouge : version actuelle de la reconstruction (production 6), En noir : ancienne version (production 5). La nouvelle version dispose de plusieurs améliorations, principalement liées à la reconstruction des traces dans les TPC et à la fusion des segments de chaque sous détecteur en une trace globale, et inclue de nouvelles variables utilisées dans le prochain chapitre.

4.4.1.2 Sélection des $\bar{\nu}_\mu$ dans le faisceau en mode antineutrino

- La trace candidate démarre dans le volume fiduciel du FGD1.
- La charge de la trace candidate est positive.
- La trace candidate est identifiée par les TPC comme provenant d'un muon :

$$0.1 < L_\mu < 0.7$$

$$L_{MIP} > 0.9 \text{ si } p < 500 \text{ MeV}$$

Ces coupures diffèrent légèrement de celles utilisées pour l'identification des ν_μ dans le faisceau de neutrino afin de rejeter plus de e^+ et de μ^- , comme le montre la figure 4.29.

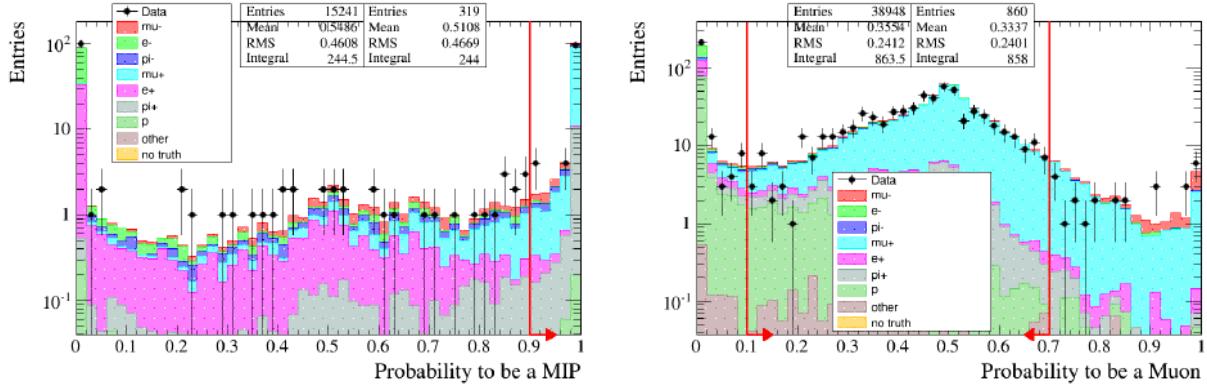


FIGURE 4.29: TPC PID pour la sélection de $\bar{\nu}_\mu$ dans le faisceau en mode antineutrino. En rouge : coupures utilisées pour sélectionner des μ^+ .

Les événements sont ensuite séparés en deux échantillons, visant à séparer les événements CCQE du reste :

- CC 1-Track, majoritairement constitué de $CC0\pi$ et donc de CCQE. Sélectionné en ne gardant que les événements ne contenant qu'une trace utilisant à la fois le FGD1 et la TPC.
- CC N-Track, enrichi en $CCAutres$ (RES, DIS, événements avec des kaons ...). Sélectionné en ne gardant que les événements contenant au moins deux traces utilisant à la fois le FGD1 et les TPC.

La figure 4.30 montre les distributions en impulsion des deux échantillons.

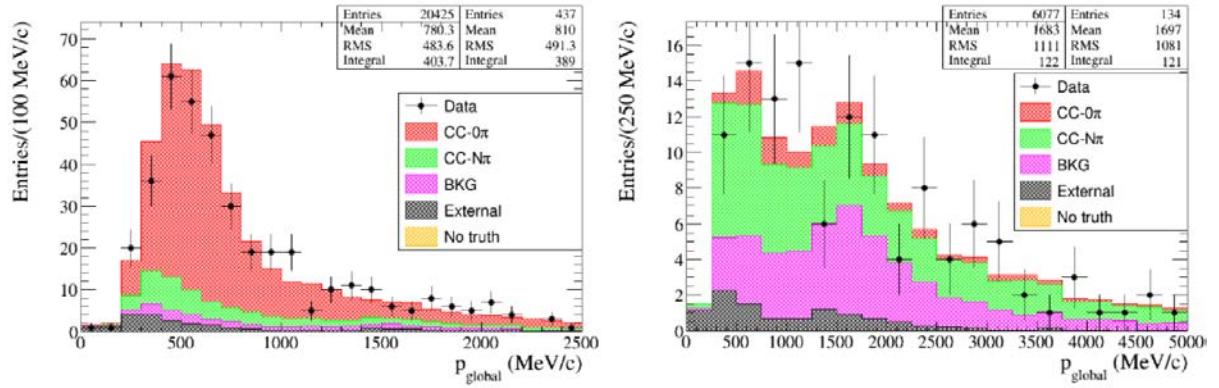


FIGURE 4.30: Distribution en impulsion reconstruite du μ^+ des événements $\bar{\nu}_\mu$ CC sélectionnés dans le faisceau en mode antineutrino, pour chaque échantillon. À gauche : CC 1-Track, À droite : CC N-Track.

4.4.1.3 Sélection des ν_μ dans le faisceau en mode antineutrino

- La trace candidate démarre dans le volume fiduciel du FGD1.
- La charge de la trace candidate est négative.
- La trace candidate est identifiée par les TPC comme provenant d'un muon :

$$0.1 < L_\mu < 0.8$$

$$L_{MIP} > 0.7 \text{ si } p < 500\text{MeV}$$

Les événements sont ensuite séparés en deux échantillons CC 1-Track et CC N-Track comme expliqué précédemment. La figure 4.31 montre les distributions en impulsion des deux échantillons.

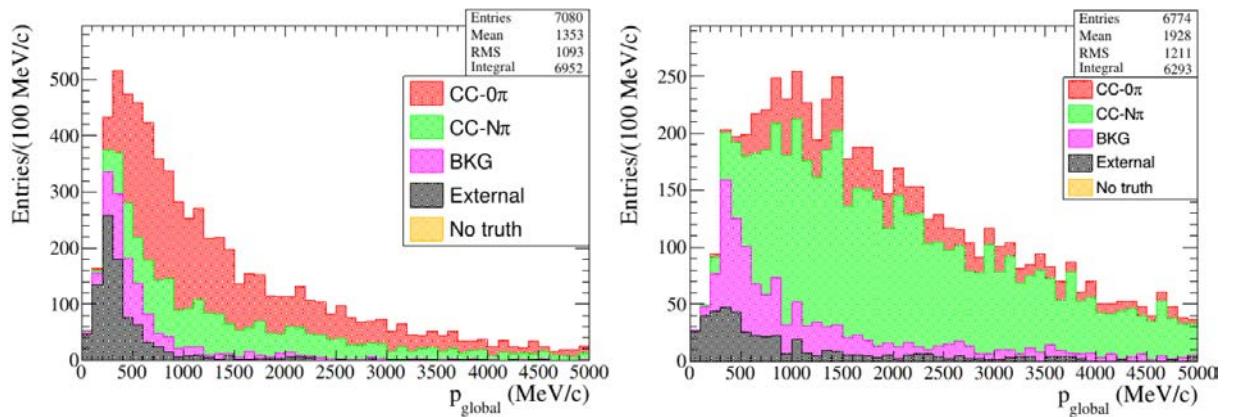


FIGURE 4.31: Distribution en impulsion reconstruite du μ^- des événements ν_μ CC sélectionnés dans le faisceau en mode antineutrino, pour chaque échantillon. À gauche : CC 1-Track, À droite : CC N-Track.

4.4.2 Ajustement aux données de ND280 : le BANFF

4.4.2.1 Fonctionnement du BANFF

Le principe du BANFF est de minimiser la vraisemblance \mathcal{L}_{ND280} en faisant varier les paramètres systématiques pour minimiser $\Delta\chi^2_{ND280} = -2\ln(\mathcal{L}_{ND280})$, afin d'obtenir de nouvelles valeurs mieux contraintes pour ces paramètres. Sans tenir compte des termes constants on a :

$$\Delta\chi^2_{ND280} = 2 \sum_j^{reco\ bins} N_j^{pred}(\vec{f}, \vec{x}, \vec{d}) - N_j^{obs} + N_j^{obs} \ln\left(\frac{N_j^{obs}}{N_j^{pred}(\vec{f}, \vec{x}, \vec{d})}\right) + \Delta\vec{f}^t V_{flux}^{-1} \Delta\vec{f} + \Delta\vec{x}^t V_{xsec}^{-1} \Delta\vec{x} + \Delta\vec{d}^t V_{det}^{-1} \Delta\vec{d} \quad (4.1)$$

Avec :

- N_j^{obs} , le nombre d'événements observés dans le $j^{\text{ème}}$ intervalle de l'analyse, j parcourant tous les intervalles en $p - \cos(\theta)$ reconstruits du μ^\pm des différents échantillons.
- N_j^{pred} , le nombre d'événements attendus dans le $j^{\text{ème}}$ intervalle.
- Les paramètres systématiques de flux \vec{f} , de section efficace \vec{x} , et de détecteur \vec{d} . Leurs distributions de probabilité a priori étant modélisées comme des gaussiennes multivariées.
- $\Delta\vec{f}$, $\Delta\vec{x}$, $\Delta\vec{d}$, les déviations des paramètres systématiques par rapport à leur valeurs moyennes a priori.
- V_{flux} , V_{xsec} , et V_{det} , les matrices de covariance des paramètres systématiques correspondants.

La première ligne de l'équation 4.1 contient le logarithme de la probabilité poissonienne contenue dans la vraisemblance, la deuxième contient celui des probabilités gaussiennes multivariées des paramètres systématiques.

Le nombre d'événements attendu dépend des paramètres systématiques :

$$N_j^{pred} = w_{POT} \times d_j \times \sum_{e \in MC_j} \left[f_{k(e)} \times \prod_l^{xsec \, pars} w_{e,l}(x_l) \right] \quad (4.2)$$

Avec :

- w_{POT} , le ratio du nombre de POT dans les données sur le nombre de POT simulés.
- d_j , le paramètre systématique de détecteur du $j^{\text{ème}}$ intervalle reconstruit.
- MC_j , l'ensemble des événements simulés dans le $j^{\text{ème}}$ intervalle reconstruit.
- f_k , le $k^{\text{ème}}$ paramètre systématique de flux. Chaque paramètre de flux correspondant à un intervalle en énergie vraie de neutrino.
- $k(e)$, l'intervalle en énergie vraie du neutrino incident de l'événement simulé e .
- $w_{e,l}(x_l)$, le poids de l'événement e en fonction de la valeur x_l du $l^{\text{ème}}$ paramètre de section efficace. Ces fonctions de transfert sont calculées en faisant varier les paramètres théoriques de section efficace du générateur puis en recalculant le poids de chaque événement avec ces nouvelles valeurs.

Une autre analyse appelée MaCh3 interpole dans le même temps les observations de SK et celles de ND280 en utilisant $\mathcal{L}_{MaCh3} = \mathcal{L}_{ND280} \times \mathcal{L}_{SK}$, explorée avec une chaîne de Markov. Nous nous limiterons ici à la présentation du BANFF, les deux analyses donnant des résultats très proches.

4.4.2.2 Échantillons utilisés

Le BANFF utilise les données récoltées à ND280 pendant les run 2 à 4, avec un faisceau en mode neutrino, et pendant les run 5c à 7, avec un faisceau en mode antineutrino. Comme expliqué précédemment, les données sont segmentées en fonction de l'angle et de l'impulsion reconstruits du muon. Le BANFF ajuste ensuite les paramètres des modèles théoriques afin de faire correspondre au mieux le nombre d'événements prédit à celui observé dans chaque intervalle de cette segmentation bidimensionnelle. L'échantillon simulé par Monte Carlo contient environ 20 fois le nombre de POT des données. Comme le montre le tableau 4.2, le BANFF utilise les 7 échantillons décrits précédemment.

Sample	Data	Nominal MC Prediction	ND280 prefit MC prediction
ν_μ CC Inclusive (ν mode)	25569	25738.96	24145.26
ν_μ CC0 π (ν mode)	17362	17145.37	15624.99
ν_μ CC1 π (ν mode)	3988	4786.78	4748.21
ν_μ CC Other (ν mode)	4219	3806.81	3772.06
$\bar{\nu}_\mu$ CC Inclusive ($\bar{\nu}$ mode)	571	553.04	515.63
$\bar{\nu}_\mu$ CC 1-Track ($\bar{\nu}$ mode)	435	422.19	387.37
$\bar{\nu}_\mu$ CC N-Tracks ($\bar{\nu}$ mode)	136	130.85	128.26
ν_μ CC Inclusive ($\bar{\nu}$ mode)	276	303.90	288.73
ν_μ CC 1-Track ($\bar{\nu}$ mode)	131	152.74	141.42
ν_μ CC N-Tracks ($\bar{\nu}$ mode)	145	151.17	147.31
PF POT	5.82e20		1.22e22
NF POT	4.30e19		2.08e21

TABLE 4.2: Nombres d'événements observés et simulés dans les différents échantillons de ND280. La prédiction nominale n'utilise pas l'ajustement du modèle de sections efficaces aux données externes d'autres expériences comme Minerva et MiniBooNE. La prédiction *prefit* utilise cet ajustement. PF (*positive focusing*) désigne le mode neutrino du faisceau et fait référence au sens du courant dans les cornes magnétiques dans ce mode, NF (*negative focusing*) désigne lui le mode antineutrino.

4.4.2.3 Résultats du BANFF

La figure 4.32 montre la distribution de l'impulsion reconstruite du muon dans un des 7 échantillons du BANFF pour un des intervalles en angle reconstruit du muon, avant et après l'ajustement, qui entraîne dans ces intervalles une nette augmentation des composantes CCQE, provenant de l'augmentation des paramètres de flux, et MEC, provenant de l'augmentation du paramètre de section efficace correspondant.

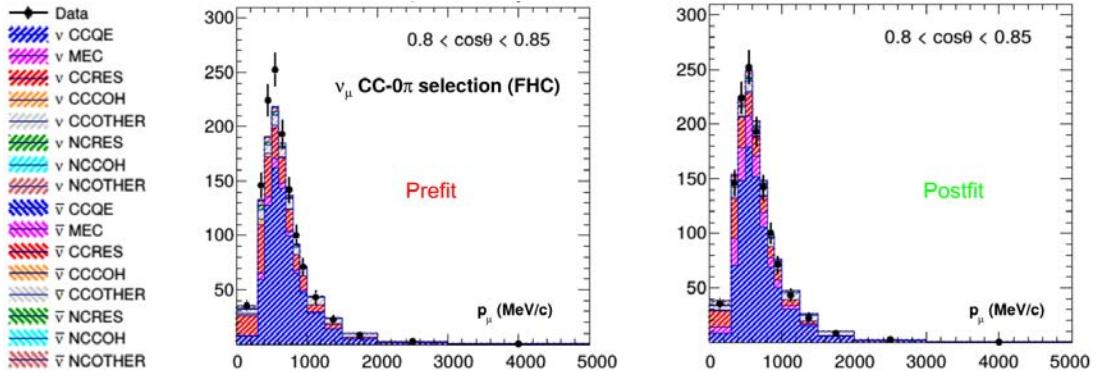


FIGURE 4.32: Comparaison d'un échantillon simulé et des données de ND280, avant et après l'ajustement du BANFF.

Après l'ajustement des modèles de flux et de sections efficaces aux données de ND280 par le BANFF, les valeurs des paramètres de ces modèles sont mieux contraintes, comme le montre les figures 4.33 pour les paramètres de sections efficaces et 4.34 pour ceux de flux.

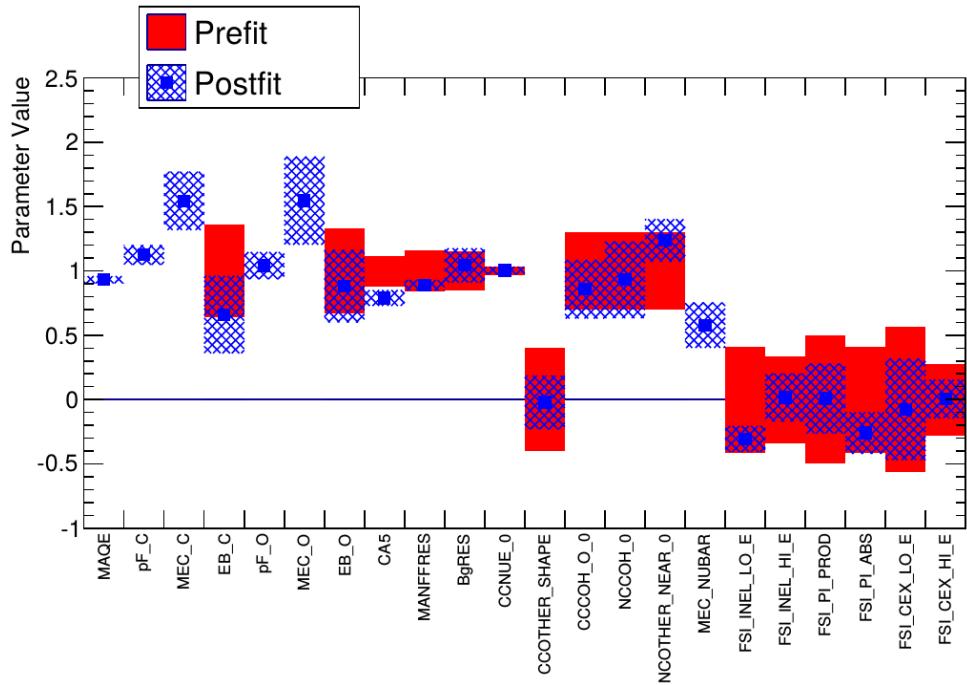


FIGURE 4.33: Valeurs a priori des paramètres de section efficaces, avant et après l'ajustement du BANFF, la demi hauteur de chaque barre représente 1σ . Les paramètres en “_C” sont pour le carbone, ceux en “_O” pour l'oxygène.

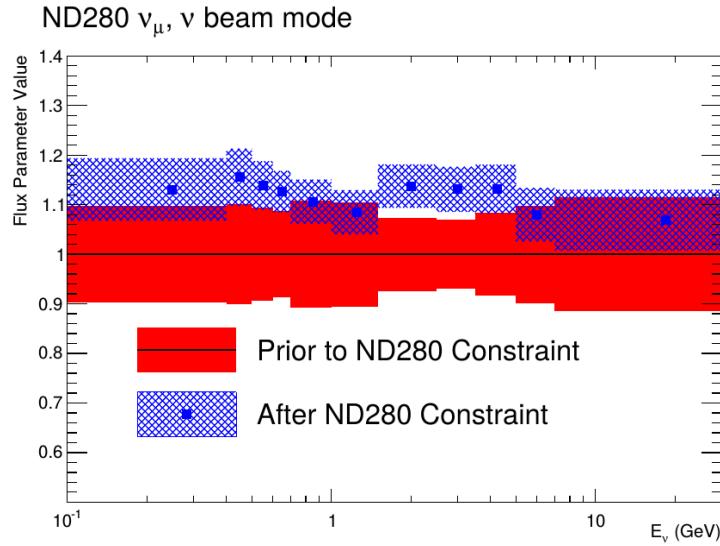


FIGURE 4.34: Valeurs a priori des paramètres de flux, avant et après l’ajustement du BANFF, la demi hauteur de chaque barre représente 1σ

Les paramètres de flux sont ajustés $\sim 1\sigma$ au dessus de leurs valeurs a priori pre-BANFF, entraînant une augmentation du flux entre 10% et 15%. L’ajustement du BANFF introduit une anti-corrélation entre les paramètres de flux et ceux de section efficace.

Ces meilleures contraintes a priori sont ensuite utilisées en entrée de l’ajustement des données de Super-Kamiokande, pour obtenir les résultats présentés en section 3.4. Comme le montre la figure 4.35, les incertitudes sur les nombres d’événements attendus sont ainsi réduites d’environ 13% à environ 6%.

Total $\delta N_{SK}/N_{SK}$			
Beam mode	sample	ND280 constrained	W/o ND280
neutrino	μ -like	5.2%	12.2%
neutrino	e -like	6.9%	12.6%
antineutrino	μ -like	5.2%	12.5%
antineutrino	e -like	7.4%	14.1%

FIGURE 4.35: Erreurs relatives sur les nombres d’événements sélectionnés à SK dans les 4 échantillons de l’analyse combinée, avec et sans l’utilisation des résultats du BANFF utilisant les mesures réalisées à ND280.

Chapitre 5

Amélioration de l'acceptance angulaire de la sélection des ν_μ avec ND280

Sommaire

5.1	Sélection des muons à l'arrière	97
5.1.1	Sélection des muons à l'arrière sans le temps de vol	97
5.1.2	Temps de vol entre les détecteurs	98
5.1.2.1	Calibration du temps des <i>hit</i>	98
5.1.2.2	Stabilité au cours des <i>runs</i>	99
5.1.3	Sélection des muons à l'arrière à l'aide des temps de vol	102
5.2	Sélection des traces <i>high angle</i>	107
5.3	Sélection 4π	110
5.4	Sélection utilisée pour la mesure de section efficace d'interaction $CC0\pi$	111
5.4.1	Sélection des événements $CC0\pi$	112
5.4.2	Sélection des événements des régions de contrôle	121
5.5	Propagation des incertitudes systématiques de détecteur	122
5.6	Systématiques déjà étudiées	123
5.7	Nouvelles sources d'incertitude systématique	129
5.7.1	Association TPC-P0D	129
5.7.2	ECal PID	132
5.7.3	Pertes d'impulsion dans le FGD1	136
5.7.4	Temps de vol	137
5.8	Effet de l'ensemble des systématiques	138

La sélection des événements dans ND280 décrite section 4.4.1 ne permet de sélectionner que des événements dans lesquels le lepton est produit vers l'avant, c'est à dire dans le même sens que le faisceau de neutrino. Par conséquent et comme expliqué précédemment, très peu d'événements *high angle* et aucun événement *en arrière* ne sont sélectionnés dans ND280. À SK, la couverture angulaire est de 4π , comme montré en figure 5.1.

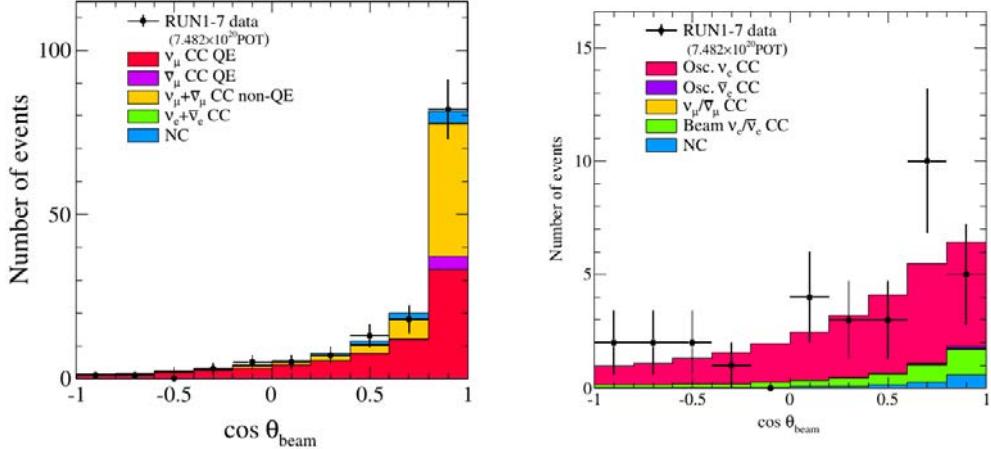


FIGURE 5.1: Distribution en angle des candidats muons (à gauche) et électrons (à droite) sélectionnés à SK.

L'extrapolation des résultats obtenus à ND280 vers ces régions de l'espace des phases à SK se fait donc à travers les modèles utilisés pour le flux et les sections efficaces. Pour s'assurer de la validité de cette extrapolation, différents modèles sont utilisés afin d'étudier le biais engendré sur les paramètres d'oscillation : comme le montre la figure 5.2, celui-ci est actuellement négligeable par rapport aux autres sources d'incertitudes, mais risque de devenir un obstacle pour atteindre les précisions nécessaires aux futures mesures d'oscillations des neutrinos. De plus, on ne peut exclure le risque que la variance entre les différents modèles ne soit une sous estimation de notre méconnaissance réelle des mécanismes d'interactions des neutrinos.

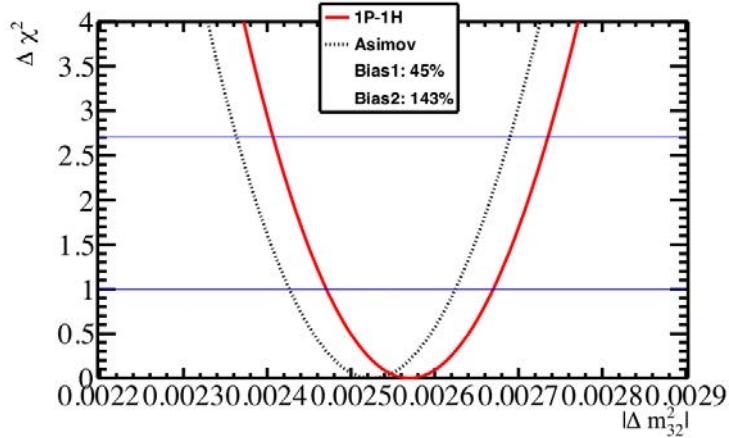


FIGURE 5.2: Distribution de $\Delta \chi^2$ en fonction de $|\Delta m_{32}^2|$, en utilisant deux modèles de section efficace différents. Le biais engendré vaut seulement 30% de l'erreur, les autres paramètres d'oscillations sont eux aussi peu affectés par le choix du modèle de section efficace.

Pour améliorer la couverture angulaire de ND280, il faut pouvoir sélectionner et reconstruire la cinématique de deux catégories de particules non reconstruites par la sélection *en avant*.

- Les particules émises *en arrière*, contra-propageant au faisceau : la plupart des leptons provenant d'interactions de neutrinos étant produits *à l'avant*, la plupart des traces dont

l'extrémité la plus en aval par rapport au faisceau se trouve dans les FGD proviennent en fait de particules produites en amont et émises vers l'avant qui s'arrêtent dans les FGD, et non de particules *en arrière* et produites à l'intérieur des FGD. Un moyen de connaître le sens des trajectoires des particules est donc nécessaire. Pour évaluer la cinématique des particules reconstruites, la TPC en amont du FGD d'où elle provient peut être utilisée de la même manière que la TPC en aval dans le cas d'une particule produite vers l'avant.

- Les particules qui ne traversent pas une portion de TPC suffisamment longue pour permettre de reconstruire leur cinématique et de les identifier, ou qui ne traverse aucune TPC. C'est le cas des particules produites dans les FGD et émises avec un angle proche de la perpendicularité par rapport au faisceau. On appelle donc ce type d'événement *high angle*. Un moyen d'identifier les particules ainsi qu'un moyen d'évaluer leur impulsion sont donc nécessaires pour compenser l'absence d'information en provenance des TPC.

5.1 Sélection des muons à l'arrière

5.1.1 Sélection des muons à l'arrière sans le temps de vol

Pour sélectionner des événements dont le muon est émis vers l'arrière, on peut d'abord utiliser la même sélection que pour les événements *en avant*, mais en cherchant des traces dont l'extrémité la plus en aval se trouve dans le volume fiduciel d'un FGD, et dont le signe de la courbure dans la TPC est compatible avec une particule se propageant vers l'arrière et de charge négative.

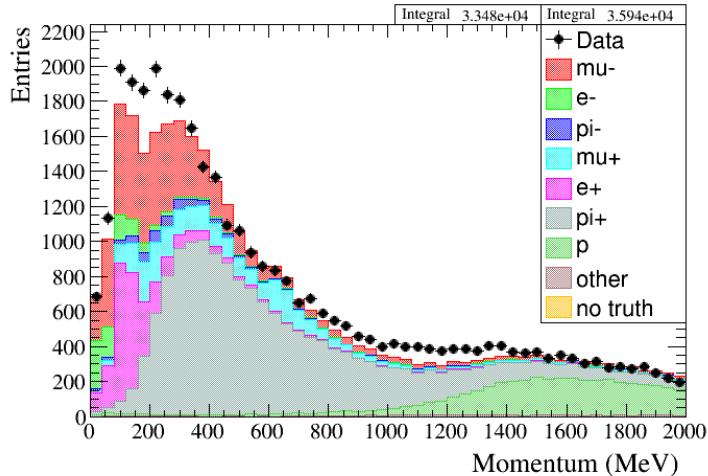


FIGURE 5.3: Distribution en impulsion des candidats muons à l'arrière, sélectionnés de la même manière que ceux à l'avant.

Comme le montre la figure 5.3, on sélectionne ainsi principalement du bruit de fond provenant de π^+ :

- Produits en amont et qui s'arrêtent dans un FGD.

- Ayant une charge positive, ce qui entraîne le même signe de la courbure qu'une particule de charge négative se propageant dans l'autre sens.
- De masse similaire à celle des muons, ce qui les rend difficilement distinguables de ces derniers en utilisant l'énergie perdue par unité de longueur dans les TPC.

5.1.2 Temps de vol entre les détecteurs

Pour reconstruire le sens des traces et savoir si les muons détectés proviennent vraiment des FGD, on utilise le temps de vol (ToF, *Time of Flight*) entre les sous détecteurs de ND280, calculé à partir des temps de passage des particules à l'intérieur de ceux ci, eux même calculés à partir des temps de chaque *hits*.

5.1.2.1 Calibration du temps des *hit*

Le temps correspondant à l'instant où un *hit* est détecté doit être corrigé pour prendre en compte deux effets :

- Le temps de propagation de la lumière dans les barres scintillantes et dans les fibres.
- Le décalage de chaque module d'horloge esclave.

La première correction est faite grâce à la position du *hit* dans le détecteur qui donne la distance que la lumière doit parcourir avant d'atteindre le capteur.

Des muons énergétiques et produits en amont de ND280, les *sand muon*, sont utilisés pour calculer les décalages des modules d'horloges esclaves (voir figure 5.4). Ils traversent le P0D, les 3 TPC, les 2 FGD , et le DSECal, et leur temps de vol attendus pour une vitesse de c entre les différentes paires de détecteurs sont comparés à ceux mesurés (après application de la première correction) pour trouver les décalages. Les constantes trouvées pour le DSECal sont aussi utilisées pour le TECal.

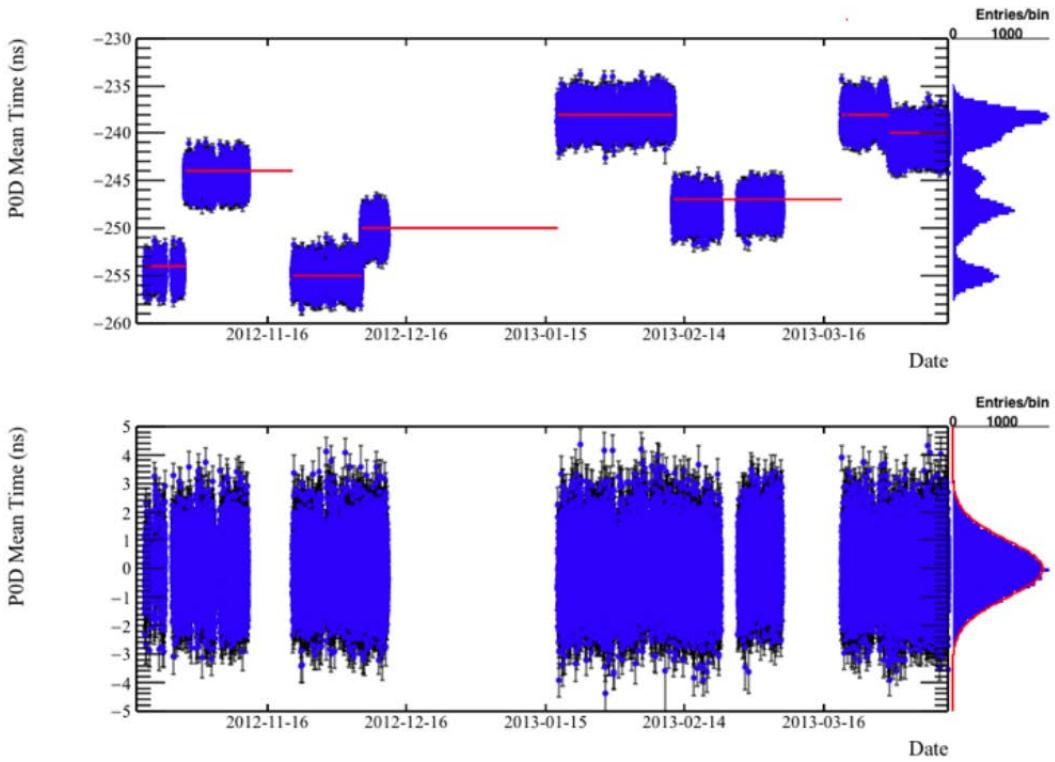


FIGURE 5.4: Temps de vol P0D-FGD1 avant et après corrections des décalages du module d'horloge esclave. Avant correction, on peut voir que le décalage d'horloge subit des sauts au cours du temps.

5.1.2.2 Stabilité au cours des *runs*

À partir des temps des *hits*, deux variables sont accessibles pour chaque sous détecteur dans les fichiers d'événements reconstruits dédiés aux analyses :

- Le temps moyen pondéré par la charge déposée des temps de chaque *hits*.
- Les temps des hits en fonctions de leurs positions sont interpolé linéairement, les 2 valeurs de cette interpolation aux point d'entrée et de sortie de la trace dans le détecteur sont stockées dans T_1 et T_2 .

En regardant ces variables et comme le montre la figure 5.5, celle qui possède la distribution la moins dispersée et avec la plus petite queue est la moyenne de T_1 et T_2 :

$$T = \frac{T_1 + T_2}{2}$$

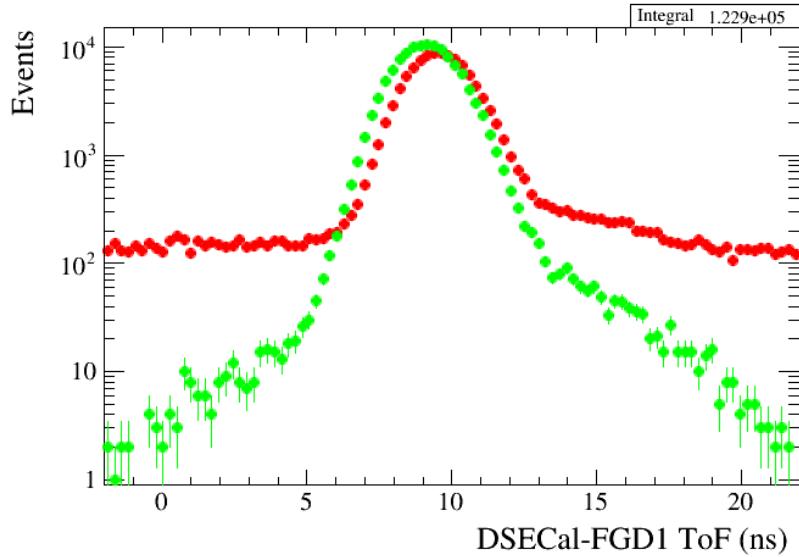


FIGURE 5.5: Temps de vol reconstruit DSECal-FGD1 pour des *sand muons*. En rouge : temps moyen, en vert : moyenne des temps d'entrée et de sortie interpolés. Le temps de vol attendu est de $\sim 9\text{ns}$.

On définit le temps de vol reconstruit entre les sous détecteurs X et Y de ND280 comme :

$$ToF_{X-Y} = T_Y - T_X$$

Pour tester le fonctionnement et la stabilité de ToF_{X-Y} pour plusieurs paires de détecteurs, on utilise deux échantillons de contrôle pour lesquels on connaît déjà le sens des traces :

Des *sand muons* traversant l'intégralité de ND280 et se propageant vers l'avant, et des muons cosmiques, se propageant vers le bas. Avec ces échantillons, on peut regarder les temps de vol entre toutes les paires de détecteur dont au moins un des membres est un FGD (cibles pour les interactions de neutrino dans les analyses de T2K) : P0D-FGD1, FGD2-FGD1, TECal-FGD1, TECal-FGD2 et DSECal-FGD2.

Les figures 5.6 à 5.8 montrent les temps de vols P0D-FGD1, FGD2-FGD1 et TECal-FGD1, ainsi que la stabilité du nombre d'événements dont le sens est mal reconstruit pour cause de signe erroné du temps de vol reconstruit, en fonction du numéro du *run*.

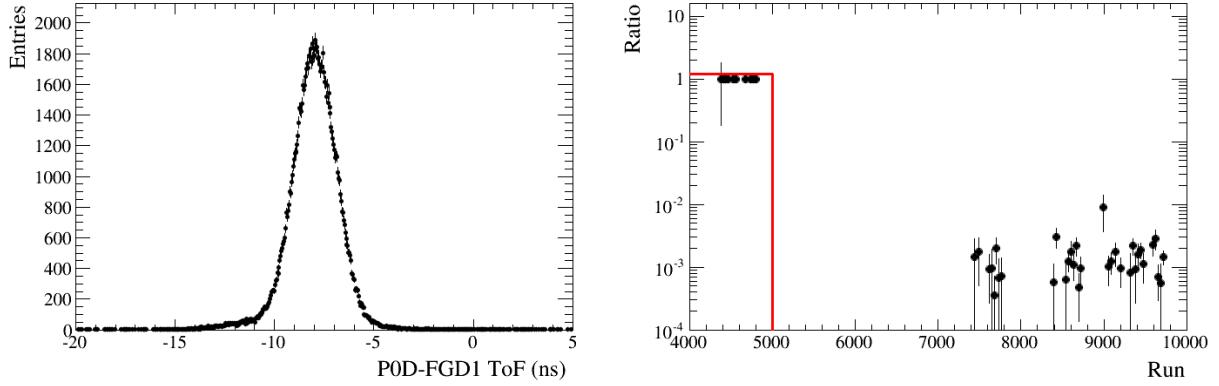


FIGURE 5.6: Temps de vol des *sand muons* entre le P0D et le FGD1. À gauche : distribution pour tous les *run* sauf le premier. À droite : fraction d'événements avec un temps de vol P0D-FGD1 positif, en fonction du numéro de *run*. Le *timing* du P0D n'est pas calibré pour le run 1 (en rouge , $4000 < \text{run} < 5000$).

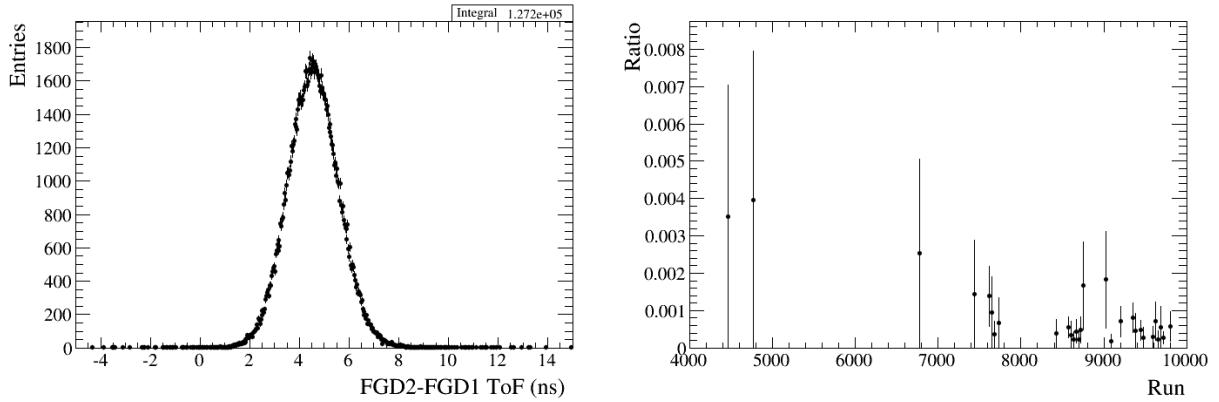


FIGURE 5.7: Temps de vol des *sand muons* entre le FGD2 et le FGD1. À gauche : distribution pour tous les *run*. À droite : fraction d'événements avec un temps de vol FGD2-FGD1 négatif en fonction du numéro de *run*.

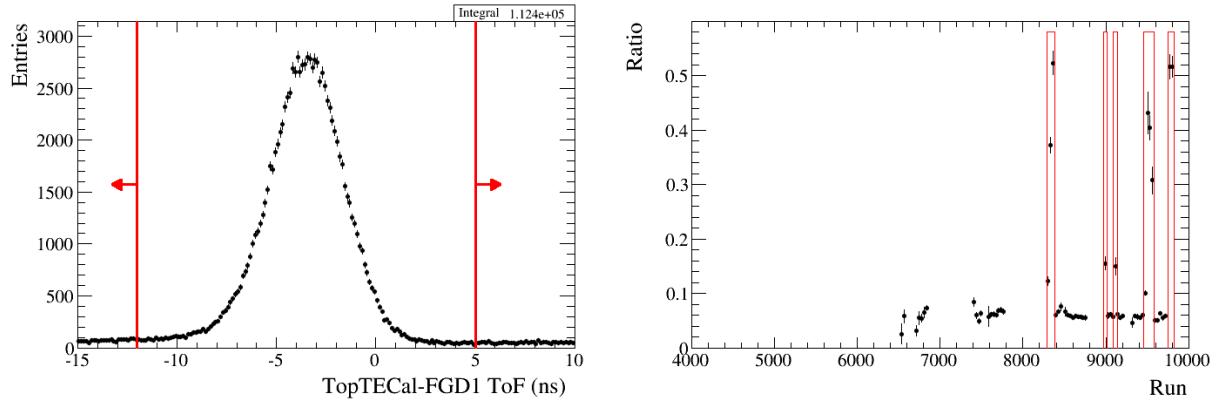


FIGURE 5.8: Temps de vol des muons cosmiques entre le TECal et le FGD1. À gauche : distribution pour tous les *run*, en rouge : coupures utilisées pour sélectionner les événements au temps de vol reconstruit éloigné de celui attendu. À droite : fraction d'événements avec un temps de vol ECal-FGD1 éloigné de celui attendu. Les 3 zones entourées en rouges les plus à gauche correspondent à des périodes pendant lesquels il n'y avait pas de faisceau et qu'il n'était donc pas utile de calibrer, la plus à droite correspond à la fin du *run* 4 et n'était pas encore calibré dans la version des fichiers d'analyses utilisés ici.

Les temps de vol reconstruits entre les différents détecteurs permettent de reconstruire correctement le sens des traces. Le *run* 1 ainsi que la toute fin du *run* 4 ne seront pas utilisés ici car non calibrés en ce qui concerne le *timing*.

5.1.3 Sélection des muons à l'arrière à l'aide des temps de vol

La figure 5.9 montre les temps de vol entre les FGD et un second détecteur pour les événements dont le candidat muon possède un segment reconstruit dans l'un d'entre eux.

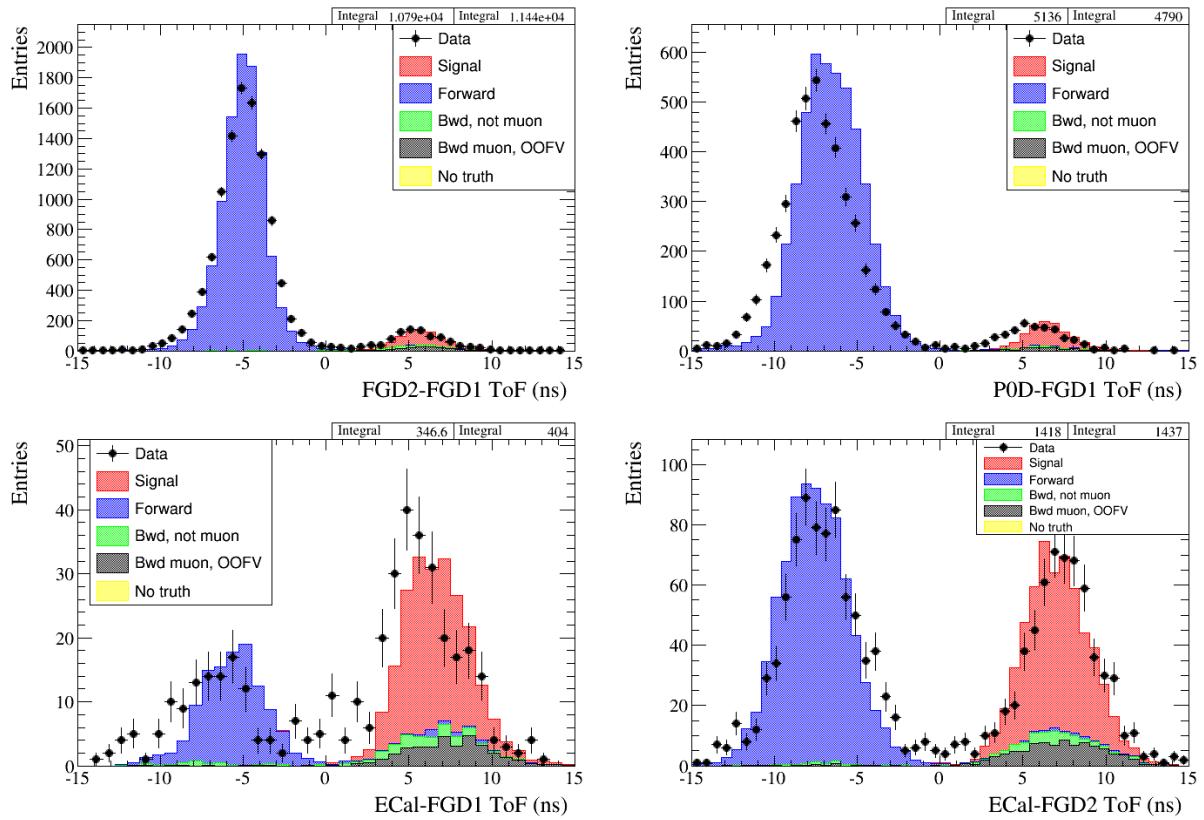


FIGURE 5.9: Temps de vol entre différentes paires de détecteurs avant correction des Monte Carlo, les traces *en arrière* ont un temps de vol positif. Les traces reconstruites comme des gerbes dans le ECal ou le P0D sont rejetées.

La variable de temps de vol décrite précédemment permet de rejeter les traces *en avant* pour ne garder que celles réellement produites par des particules émises vers l'arrière.

Comme le montre la figure 5.10, le *timing* du P0D pour les traces faisant des gerbes ne permet pas de bien séparer les traces *en arrière* de celles *en avant*. Les événements de ce type sont donc rejetés.

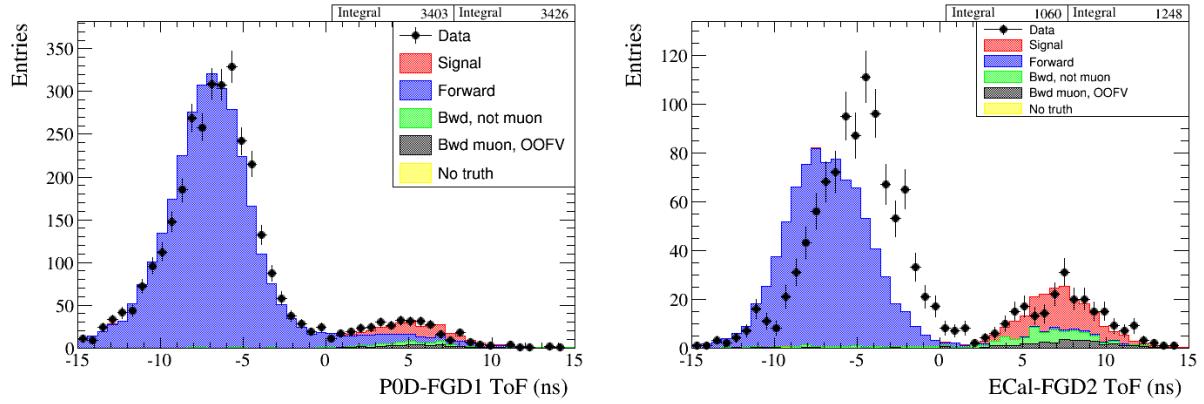


FIGURE 5.10: Temps de vol des traces reconstruites comme des gerbes. Les traces donnant des gerbes dans le P0D amènent une contamination élevée en événements *en avant*. Le temps de vol ECal-FGD pour les gerbes nécessite une correction différente.

La figure 5.9 montre des différences importantes entre les données et les Monte Carlo : les temps de vol reconstruits dans les Monte Carlo doivent être biaisés et étalés pour que leur moyenne et leur résolution correspondent à celles des temps de vol reconstruits dans les données.

Comme montré sur la figure 5.11, les différences données/Monte Carlo sont quantifiées en interpolant chaque temps de vol entre chaque paire de détecteur par une somme de deux gaussiennes, pour les données et pour les Monte Carlo.

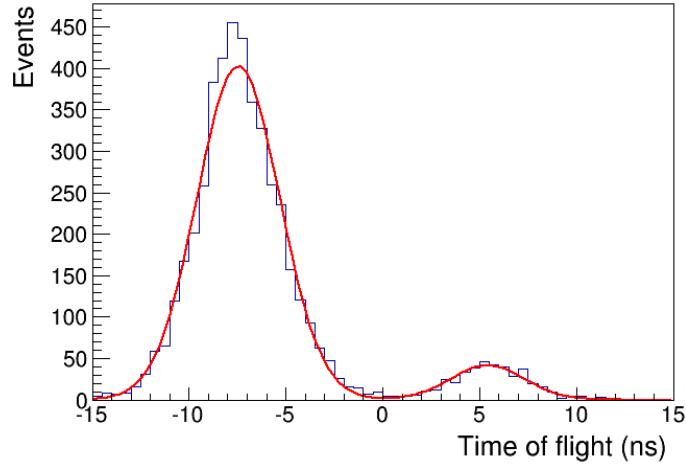


FIGURE 5.11: Temps de vol P0D-FGD1 dans les données interpolé par une somme de deux gaussiennes.

Une correction suivant une distribution gaussienne est ensuite ajoutée au temps de vol reconstruit des Monte Carlo, en utilisant les différences de moyenne et de dispersion entre les gaussiennes interpolées dans les données et celles interpolées dans les Monte Carlo :

$$ToF_{Corrected} = ToF + T$$

$$P(T = t) = \frac{1}{\sigma_{Corr} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(t - mean_{Corr})^2}{2\sigma_{Corr}^2}}$$

$$mean_{Corr} = mean_{Data} - mean_{MC}$$

$$\sigma_{Corr}^2 = \sigma_{Data}^2 - \sigma_{MC}^2$$

Le résultat de cette correction est montrée sur la figure 5.12.

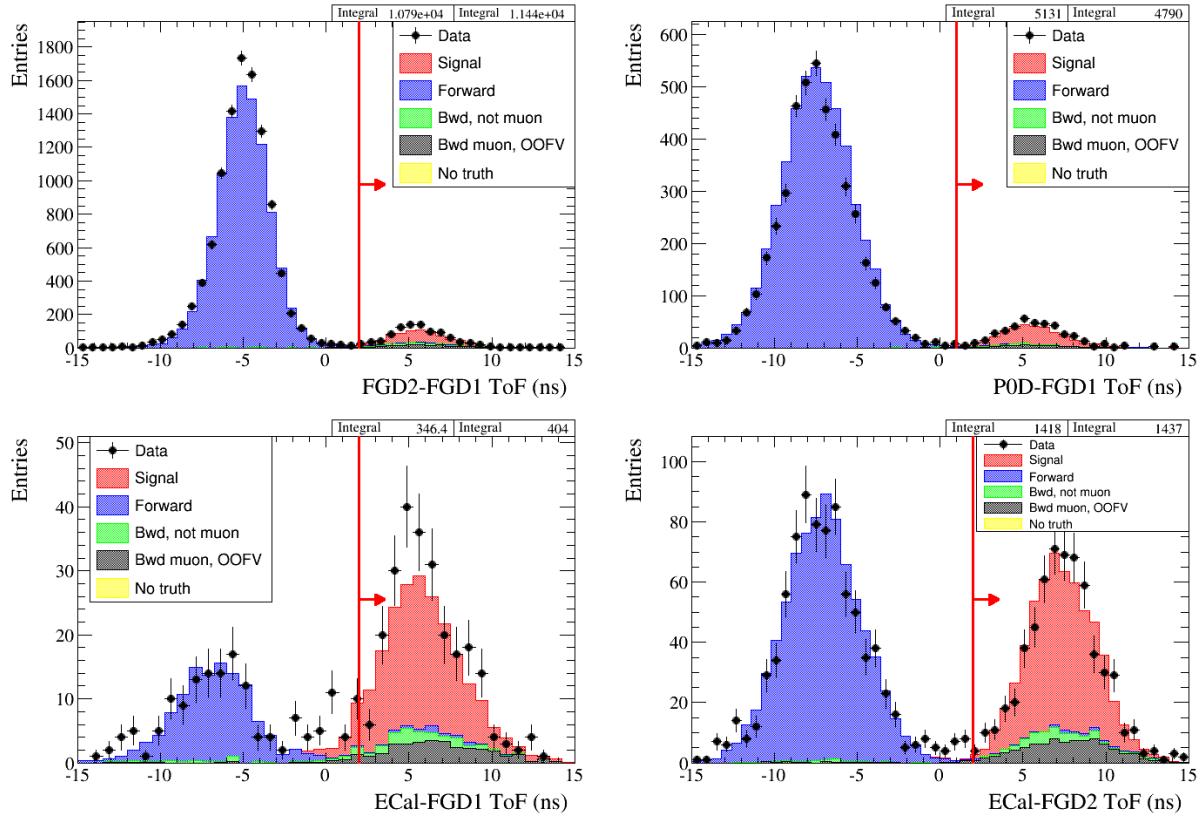


FIGURE 5.12: Temps de vol entre différentes paires de détecteurs après correction des Monte Carlo. Les traces reconstruites comme des gerbes dans le ECal ou le P0D sont rejetées. En rouge : coupures utilisées pour rejeter les traces *en avant*.

La coupure sur le temps de vol et les rejets des traces reconstruites comme des gerbes dans l'ECal et dans le P0D rejettent 99.5% des événements *en avant*.

Comme le montre la figure 5.13, cette coupure entraîne une baisse d'efficacité car elle nécessite qu'un segment soit reconstruit dans un second détecteur et associé à la trace du candidat muon. La baisse dépend de l'efficacité de reconstruction du second détecteur impliqué et de l'efficacité de *matching* entre les segments reconstruits dans ce détecteur et ceux reconstruits dans les TPC.

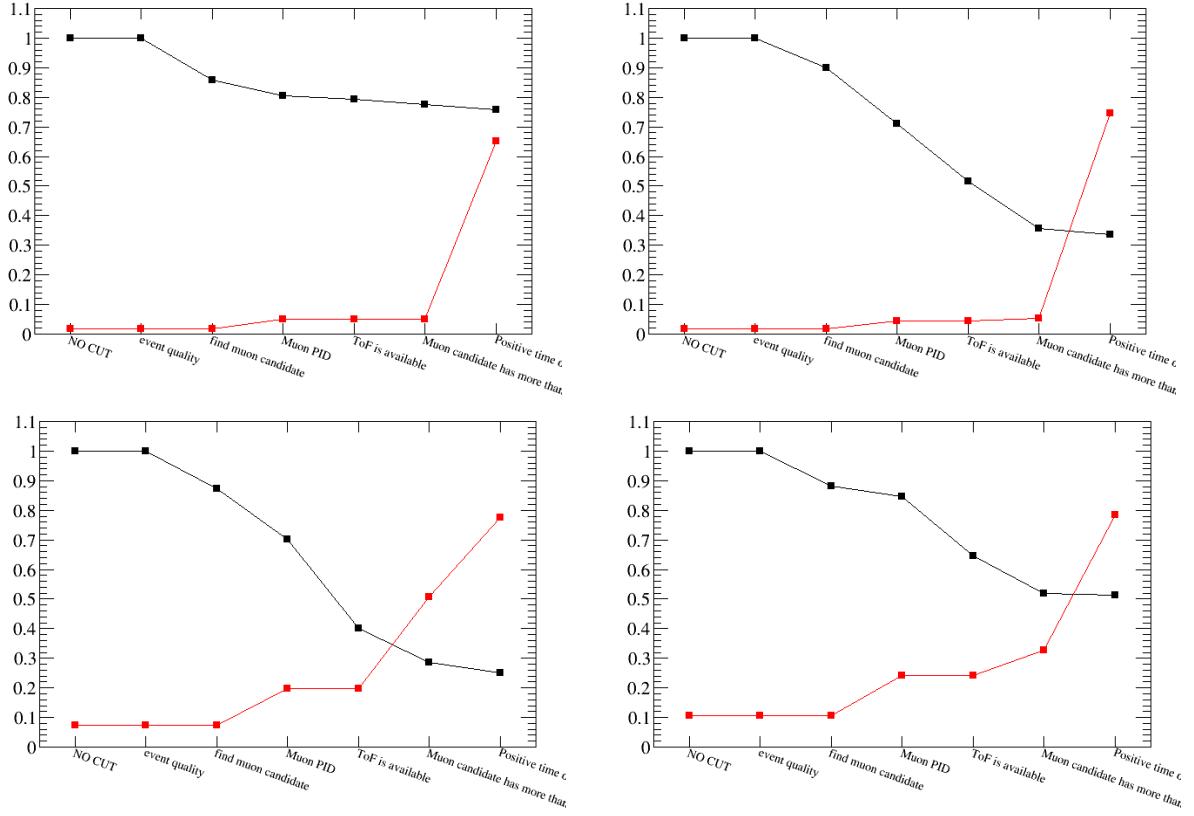


FIGURE 5.13: Efficacité et pureté en fonction des coupures, pour des vraies traces traversant la partie active d'un second détecteur. Rouge : pureté, noir : efficacité. De haut en bas et de gauche à droite : FGD1-FGD2, P0D-FGD1, ECal-FGD1, ECal-FGD2

La figure 5.14 montre la cinématique du muon après application de la sélection complète. Les muons étant émis vers l'arrière, leur impulsion est plus faible que dans la sélection à l'avant.

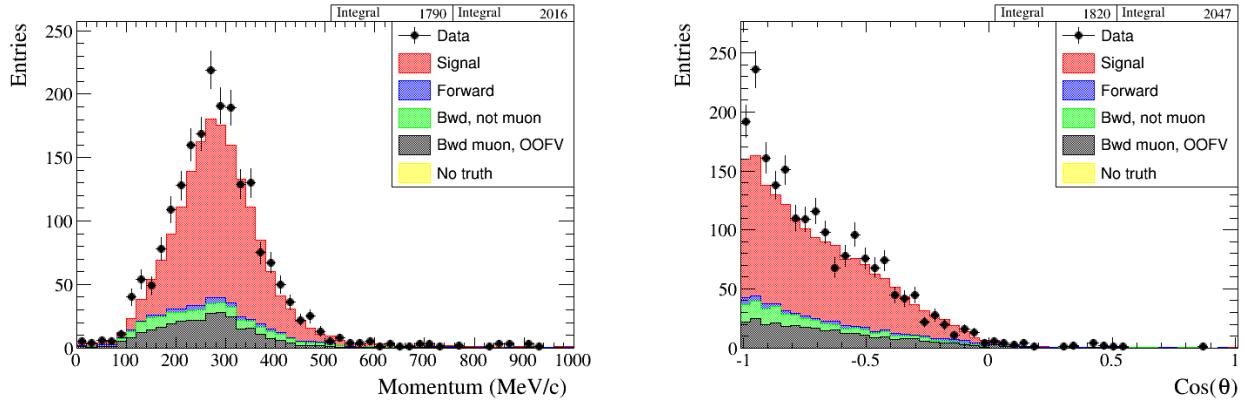


FIGURE 5.14: Distributions en angle et en impulsion des candidats muons de la sélection à l'arrière.

5.2 Sélection des traces *high angle*

Comme expliqué précédemment, les particules qui n'ont pas de segment ou un segment trop court dans les TPC ne peuvent pas être identifiées à l'aide de l'énergie qu'elle déposent dans ces dernières. On ne peut pas non plus utiliser la courbure des segments dans les TPC pour reconstruire leur impulsion.

Si, pour tenter de sélectionner des muons émis avec un angle élevé, on demande juste des traces ayant une extrémité dans un FGD, on obtient principalement des traces provenant de particules produites à l'extérieur des FGD et s'arrêtant dedans. De la même manière que pour la sélection des traces *en arrière* et comme montré en figure 5.16, on utilise le temps de vol entre le FGD et le TECAL pour déterminer le vrai sens des traces.

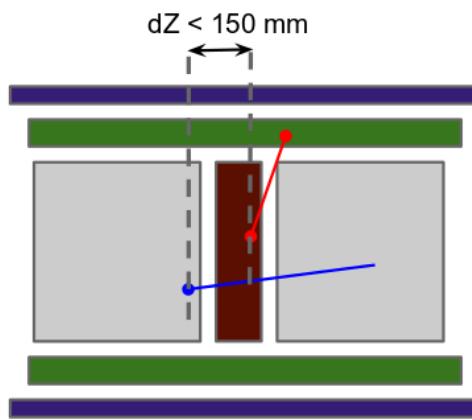


FIGURE 5.15: Schéma de la coupure rejettant les événements ayant des traces commençant plus de 150mm selon z en amont du candidat vertex.

Pour éviter de sélectionner des traces de particules produites en amont des FGD et cassées ou interagissant à l'intérieur de ceux ci, on peut utiliser comme dans la sélection *en avant* un veto (voir figure 5.15) qui rejette les événements ayant des traces en amont du candidat vertex. Comme le montre la figure 5.16, la contamination est malgré tout encore trop élevée en raison des particules neutres qui ne laissent pas de trace dans la TPC en amont du FGD et interagissent dans celui ci pour donner des particules chargées.

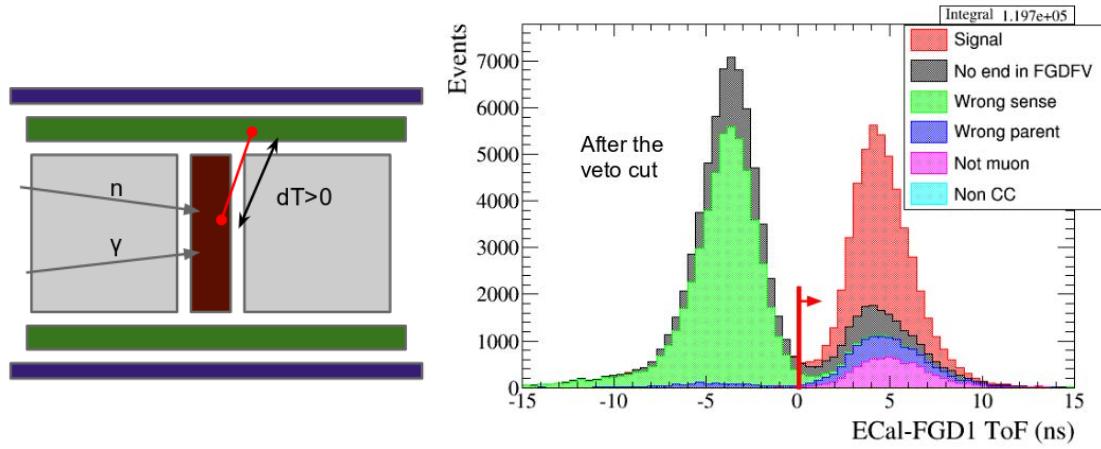


FIGURE 5.16: Coupure sur le temps de vol entre le FGD1 et le TECAL. À droite : distribution du temps de vol. À gauche : schéma d'une trace commençant dans un FGD et s'arrêtant dans le TECAL, ni le veto ni le temps de vol ne permettent de rejeter le bruit de fond de particules neutres (neutrons et photons) qui interagissent dans le FGD.

Pour rejeter les électrons et les protons s'arrêtant dans le TECAL, deux coupures sont utilisées (voir figure 5.17) :

- Une coupure basée sur la répartition de l'énergie électromagnétique déposée, initialement développée pour distinguer les gerbes des électrons des traces des muons pour la sélection des ν_e .
- Une coupure basée sur l'énergie perdue par unité de longueur (tout comme pour le TPC PID et le FGD PID).

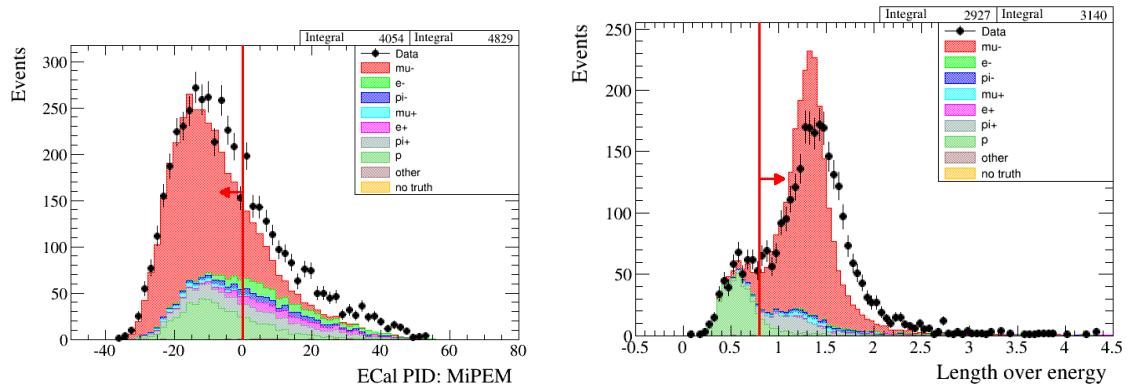


FIGURE 5.17: Identification des muons avec le calorimètre électromagnétique. À droite : première coupure d'identification basée sur la répartition de l'énergie électromagnétique déposée. À gauche : seconde coupure d'identification basée sur l'énergie déposée par rapport à la longueur de la trace.

Pour reconstruire les impulsions de ces traces à partir de leur distance parcourue, on demande qu'elles s'arrêtent dans le TECal ou dans le SMRD. Les particules qui s'arrêtent dans le SMRD traversent donc toute l'épaisseur du TECal : la contamination en proton et électron y est quasi nulle car ces derniers sont stoppés dans le TECal. Les deux coupures d'identification ne sont donc utiles que pour pour les traces s'arrêtant dans le TECal.

Pour s'assurer qu'une trace s'arrête bien dans le TECal ou le SMRD, on définit des volumes fiduciaux excluant la dernière couche de ces détecteurs, afin de ne pas sélectionner des traces qui les traverseraient intégralement et pour lesquels le dernier *hit* serait en fait un point de sorti et non un point d'arrêt. La figure 5.18 schématise le volume fiduciel utilisé pour les TECals.

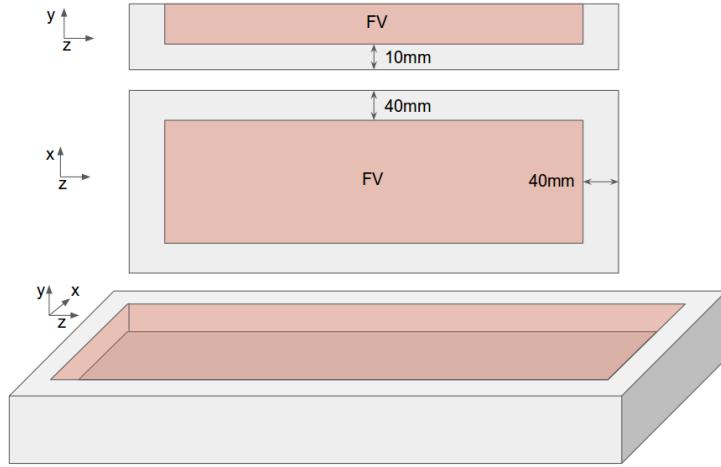


FIGURE 5.18: Schéma du volume fiduciel utilisé pour le TECal du bas (*bottom* TECal).

En résumé, une trace *high angle* est sélectionnée si :

- Elle commence dans le volume fiduciel d'un FGD.
- Elle a moins de 19 *hits* dans les TPC.
- Elle a un segment reconstruit dans le TECal.
- Son temps de vol TECal-FGD1 est positif.
- Elle s'arrête dans le volume fiduciel du TECal ou du SMRD.

L'impulsion est ensuite reconstruite en supposant une impulsion nulle au point d'arrêt de la trace, puis en remontant jusqu'au vertex par petits pas en ajoutant à chaque étape $\frac{dp}{dx}$ (qui dépend de l'hypothèse sur le type de particule et du matériau traversé), comme montré en figure 5.19.

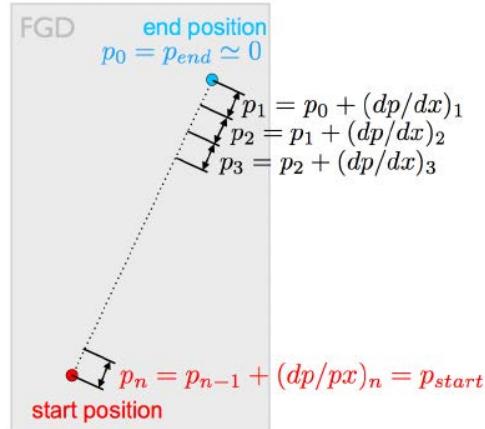


FIGURE 5.19: Reconstruction de l'impulsion au vertex grâce à la distance parcourue dans le détecteur (ici le FGD1). La même technique est utilisée quelles que soient les combinaisons de sous détecteurs de ND280 traversés.

5.3 Sélection 4π

Les sélections *en avant*, *high angle*, et *en arrière* sont combinées dans une sélection 4π , qui possède une couverture angulaire complète, dans le but de remplacer la sélection *en avant* actuellement utilisée par le BANFF puis par les analyses d'oscillations. La finalisation de la sélection ainsi que son inclusion dans le BANFF sont en cours lors de l'écriture de cette thèse. L'efficacité angulaire de cette sélection est montrée en figure 5.20.

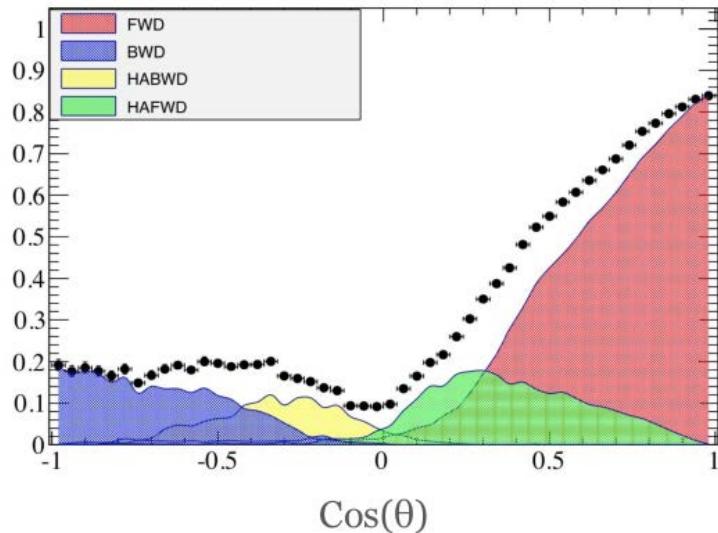


FIGURE 5.20: Efficacité angulaire de la sélection 4π . En rouge : sélection *en avant*, en vert et en jaune : sélection *high angle*, en bleu : sélection *en arrière*.

5.4 Sélection utilisée pour la mesure de section efficace d'interaction $CC0\pi$

Comme expliqué dans le chapitre suivant, on cherche dans cette thèse à mesurer les sections efficaces d'interaction $CC0\pi$, c'est à dire de courant chargé et sans pion dans l'état final, et ce en fonction des particules présentes dans l'état final, c'est à dire un muon et un ou plusieurs protons, et de leur cinématique, en utilisant le FGD1 comme cible pour les interactions. La sélection que l'on utilisera pour cette mesure doit donc, en plus de reconstruire le muon et sa cinématique, reconstruire le ou les protons et leur cinématique, et rejeter les pions. On inclura aussi dans cette sélection les améliorations de couverture angulaire précédemment décrites. Des régions de contrôle enrichies en bruits de fond seront aussi sélectionnées afin de pouvoir mieux contraindre ces derniers lors de l'extraction des sections efficaces.

On appellera par la suite les 6 catégories de processus au niveau vrai des Monte Carlo les "réactions". Ces catégories décrivent les particules présentes dans l'état final et non l'interaction sous-jacente :

- Interactions de courant chargé :
 - $CC0\pi$
 - * $CC0\pi-0p$: un muon et aucune autre particule dans l'état final.
 - * $CC0\pi-1p$: un muon, un proton, et aucune autre particule dans l'état final.
 - * $CC0\pi-np$: un muon, deux protons ou plus, et aucune autre particule dans l'état final.
 - $CC1\pi^+$: un muon, un pion chargé positivement, et aucune autre particule dans l'état final.
 - $CCAutres$: tous les autres états finaux (provenant de l'interaction par courant chargé d'un ν_μ) possibles.
- Bruits de fond (NC, $\bar{\nu}_\mu$, ν_e ...) : BKG

Comme le montre la figure 5.21, ces catégories correspondent tout de même en parti à certaines interactions : la catégorie $CC0\pi$ est principalement composée d'événements $CCQE$, $CC1\pi^+$ d'événements résonants, $CCAutres$ d'événements *deep inelastic scattering*. Comme expliqué dans le prochain chapitre, l'avantage de ces catégories est de ne pas dépendre des modèles d'interactions sous-jacents.

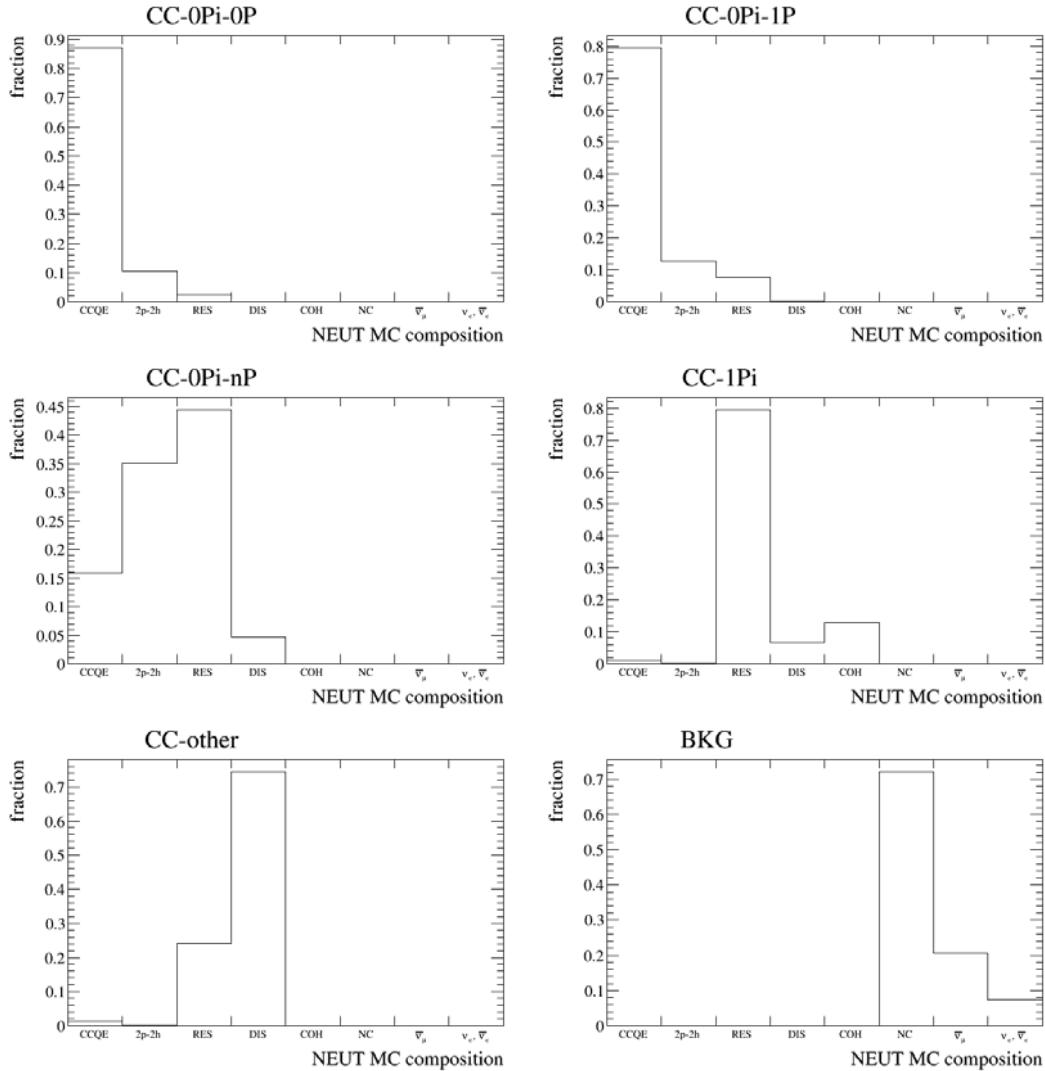


FIGURE 5.21: Composition de l'échantillon Monte Carlo nominal en type d'interaction, pour chacune des 6 réactions.

Les échantillons sélectionnés par les différentes branches de la sélection seront nommés en fonction de la catégorie vraie qu'on cherche à y sélectionner, et appelés "régions".

5.4.1 Sélection des événements $CC0\pi$

Avant le début de la sélection, toutes les traces sont d'abord supposées *en avant*, puis inversées ou non en utilisant les coupures sur le temps de vol décrites en section 5.1.3.

Pour sélectionner les événements de signal $CC0\pi$ on recherche d'abord des candidats muons et protons commençant dans le FGD1. On commence par chercher un candidat muon :

- Dans les TPC entourant le FGD1 (la TPC1 et la TPC2), on cherche la trace négative de plus haute impulsion.

- **Sinon**, dans le FGD1, en y prenant la première trace reconstruite.

On cherche ensuite des candidats protons (en enlevant le candidat muon de la liste des candidats potentiels) :

- Dans les TPC entourant le FGD1 (la TPC1 et la TPC2), on cherche les traces positives dont les dépôts d'énergie par unité de longueur sont compatibles avec des protons.
- Dans le FGD1, on cherche les traces dont les dépôts d'énergie par unité de longueur sont compatibles avec des protons.

La figure 5.22 montre les différentes configurations qui peuvent se présenter, selon le nombre de candidats protons et les différents détecteurs impliqués, et qui correspondent à autant de branches de notre sélection :

- $CC0\pi\text{-}0p$: un muon seul est reconstruit :
 - μ TPC : dans une TPC (en plus du FGD1 où la trace commence).
 - μ FGD : dans le FGD1, et s'arrête dans le TEcal ou le SMRD.
- $CC0\pi\text{-}1p$: un muon et un proton sont reconstruits :
 - μ TPC p TPC : le muon et le proton traversent une TPC.
 - μ TPC p FGD : le muon traverse une TPC et le proton est contenu dans le FGD1.
 - μ FGD p TPC : le proton traverse une TPC et le muon s'arrête dans le FGD1, le TEcal, ou le SMRD.
- $CC0\pi\text{-}np$: un muon (majoritairement dans la TPC) et plusieurs (deux ou plus) protons sont reconstruits.

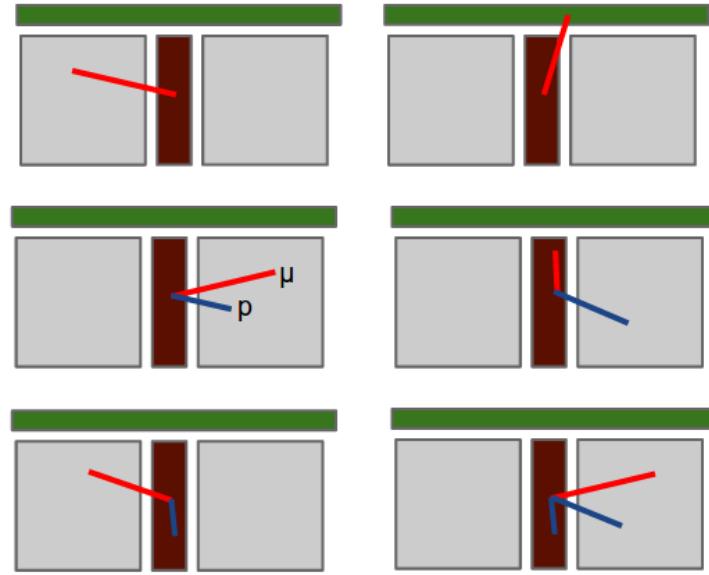


FIGURE 5.22: Schéma des différentes configurations d'événements sélectionnés dans la région de signal. De haut en bas et de gauche à droite : μ TPC, μ FGD, μ TPC p TPC, μ FGD p TPC, μ TPC p FGD, n protons

La position du vertex reconstruit est défini comme étant le point de départ du candidat muon, ou celui du proton dans la configuration μ FGD p TPC.

On applique ensuite les coupures suivantes :

- Vertex commun : les points de départ des candidats protons et muon doivent être suffisamment proches pour provenir du même vertex.
- Muon PID : Les pertes d'énergie par unité de longueur du candidat muon dans les TPC (μ TPC + ...), ou le FGD (μ FGD p TPC) sont compatibles avec un muon. Dans le cas μ FGD, on utilise les deux coupures d'identification des muons de l'ECal décrites section 5.2.
- Candidats stoppés : les candidats ne traversant pas les TPC (ou y laissant un segment contenant moins de 19 hits) doivent s'arrêter dans le FGD, le SMRD, ou le TECal, pour qu'on puisse reconstruire leurs impulsions à partir de la distance parcourue.

Pour rejeter les événements de bruits de fond contenant des pions, on utilise les coupures suivantes :

- Pas d'autre trace dans les TPC : il n'y a pas d'autre candidat dans les TPC autres que le muon ou des protons.
- Pas d'électron de Michel : il n'y a pas d'électron de Michel dans le FGD1.

- Veto ECal π^0 : l'événement est rejeté si l'objet isolé de plus haute énergie dans le TECal est reconstruit comme une gerbe (pour rejeter les électrons provenant de π^0 se désintégrant en photons).

Le tableau 5.1 présente un résumé des coupures utilisées pour sélectionner les événements de signal $CC0\pi$.

μ TPC			p TPC		μ FGD	
p TPC	p FGD	n protons	μ FGD	μ FGD Np		Np
Qualité du faisceau et des données de ND280 FGD FV						
> 18 TPC hits trace de plus haute impulsion						
trace négative muon TPC PID rien d'autre dans les TPC pas de Michel e^- veto ECal π^0			trace positive proton TPC PID rien d'autre dans les TPC long segment FGD du muon FGD muon PID muon stoppé			
0 proton	1 proton	> 1 proton	1 proton	> 1 proton	0 proton	> 1 proton
	TPC	FGD				
		Stoppé				

TABLE 5.1: Résumé de la sélection des événements de signal $CC0\pi$.

Le volume fiduciel pour les vertex s'étend sur toute l'épaisseur du FGD1, contrairement à celui de l'analyse *en avant* : $|x| < 874.51$ mm et $|y - 55| < 874.51$ mm (et $116.045 < z < 446.955$ mm, soit les 15 modules XY du FGD1 (voir figure 4.4).

Pour rejeter le bruit de fond produit par des particules provenant d'interactions hors du vrai volume fiduciel, *Out Of Fiducial Volume (OOFV)*, on applique des coupures sur la position du vertex reconstruit :

- Une coupure sur les coordonnées x et y du vertex reconstruit, similaire à celle utilisée pour définir le volume fiduciel pour les vrais vertex : $|x| < 874.51$ mm et $|y - 55| < 874.51$ mm
- Une coupure sur la coordonnée z du vertex reconstruit, dépendante de la configuration :
 - 125 mm $< z$ pour les configurations μ TPC p TPC, μ TPC p FGD, μ FGD p TPC et μ TPC + n protons.
 - 135 mm $< z$ pour les configurations μ TPC et μ FGD.
 - $z < 430$ mm pour toutes les configurations sauf μ TPC p TPC.

Comme le montre la figure 5.23, la distribution du bruit de fond *OOFV* sur les bords des FGD diffère selon la branche, ce qui justifie l'utilisation de coupures différentes, principalement car la présence de particules reconstruites comme démarrant dans le FGD1 en plus du muon augmente la probabilité que le vertex soit en effet réellement dans le FGD1.

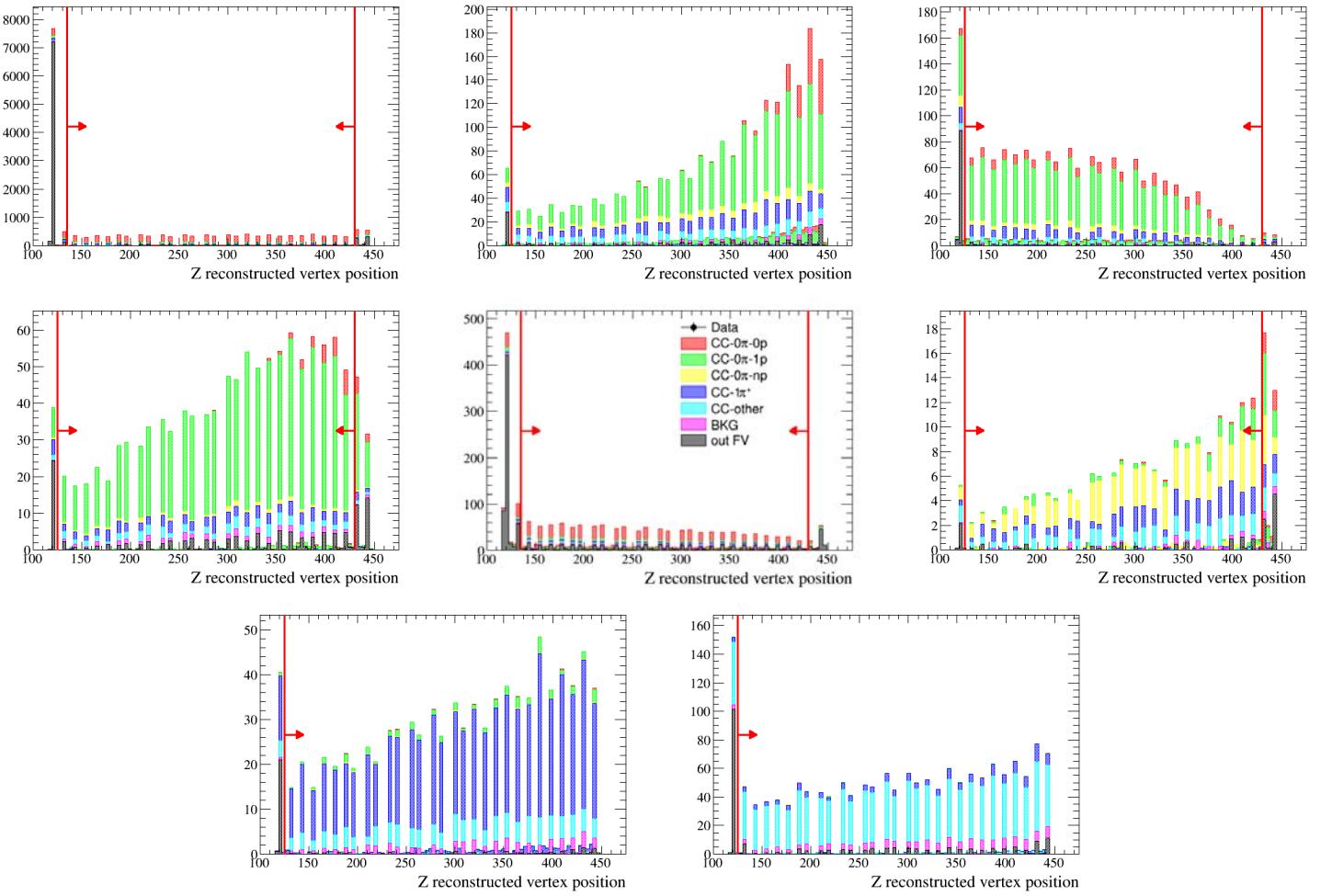


FIGURE 5.23: Position z du vertex reconstruit. De haut en bas et de gauche à droite : μ TPC, μ TPC p TPC, μ TPC p FGD, μ FGD p TPC, μ FGD, μ TPC + n protons, $CC1\pi^+$, $CCAutres$. En rouge : coupures utilisées pour rejeter les événements *OOFV*.

Plus de 99% des vrais événements $CC0\pi$ possèdent un ou plusieurs protons émis (les protons étant réabsorbés dans le noyau dans les cas restant), malheureusement, comme le montre la figure 5.24, les protons avec une impulsion inférieure à 500 MeV/c ont une faible probabilité de reconstruction. En effet, en raison des trop courtes traces qu'ils produisent dans les détecteurs, les protons lents ne sont soit pas reconstruits du tout soit non identifiés comme des protons, ni par les TPC qu'ils n'atteignent pas, ni par les FGD dont l'efficacité de séparation pour l'identification des particules repose sur la longueur de la trace. Il en résulte qu'aucune différence ne sera détectable entre un événement $CC0\pi$ sans proton et la plupart des événements contenant un proton d'impulsion inférieure à 500 MeV/c. **On choisit donc de définir comme "vrai proton" uniquement les vrais protons d'impulsion (vraie) supérieure à 500 MeV/c**. À partir de

maintenant, "vrai $CC0\pi-ip$ " voudra donc dire "vrai $CC0\pi$ avec i protons d'impulsion supérieure à 500 MeV/c".

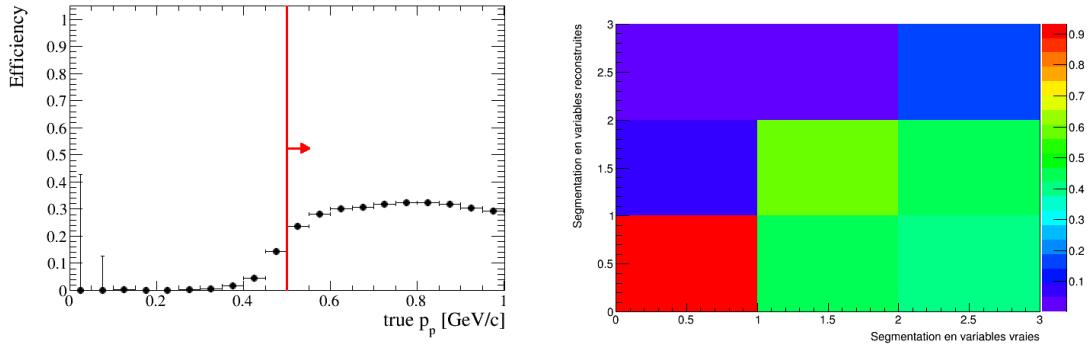


FIGURE 5.24: À gauche : probabilité de reconstruire un événement comme contenant au moins 1 proton en fonction de l'impulsion vraie du proton le plus rapide. À droite : matrice de confusion du vrai nombre de protons vers celui reconstruit, en utilisant le seuil de 500 MeV/c pour compter les vrais protons.

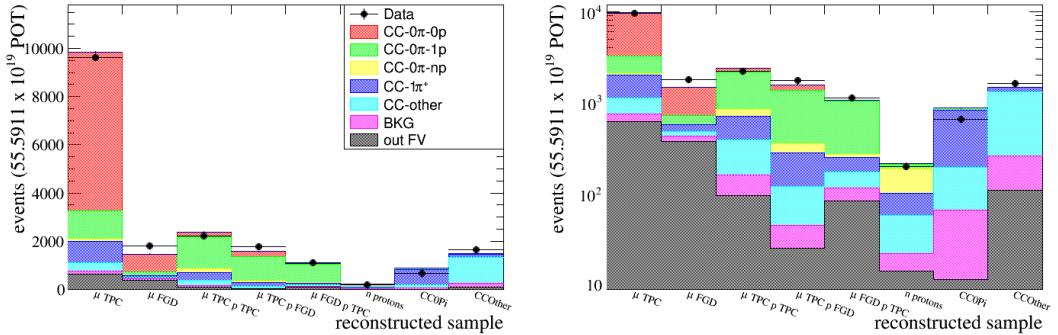


FIGURE 5.25: Distributions des événements sélectionnés dans les différentes régions. À gauche : échelle linéaire, à droite : échelle logarithmique.

La figure 5.25 montre la distribution des événements sélectionnés dans les différentes régions de signal. Les figures 5.26, 5.27 et 5.29 montrent les distributions des événements sélectionnés dans la région de signal en fonction de la cinématique du muon. La figure 5.28 montre la distribution des événements sélectionnés dans la région $CC0\pi-1p$ en fonction de la cinématique du proton.

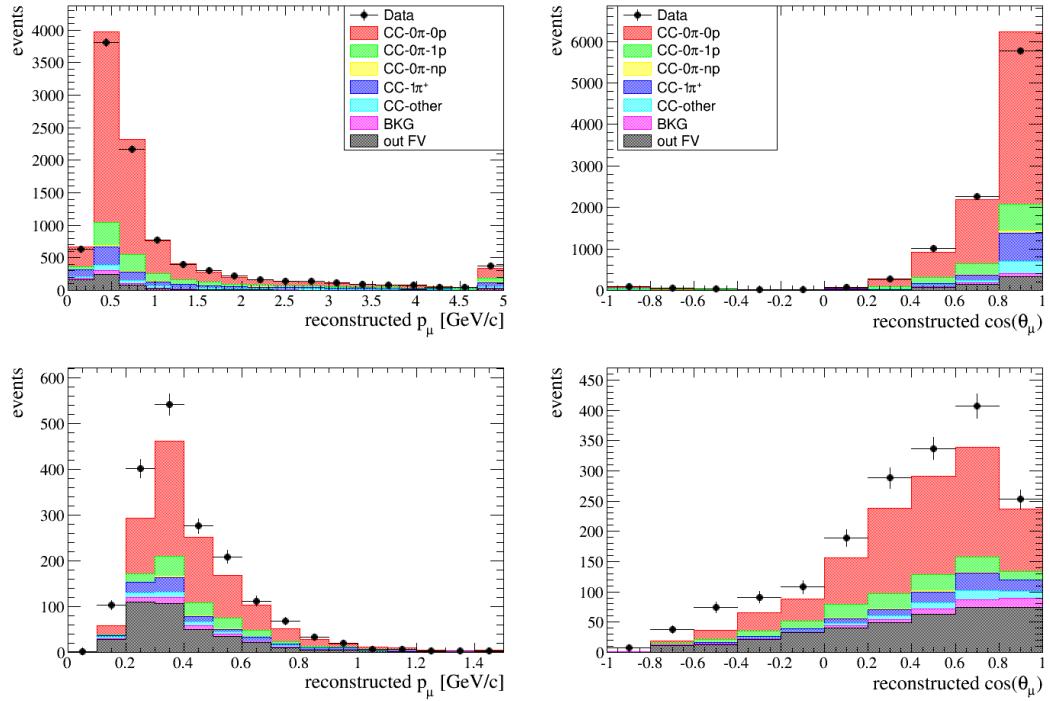


FIGURE 5.26: Angle et impulsion reconstruits du muon dans la région de signal $CC0\pi-0p$. En haut : μ TPC, en bas : μ FGD.

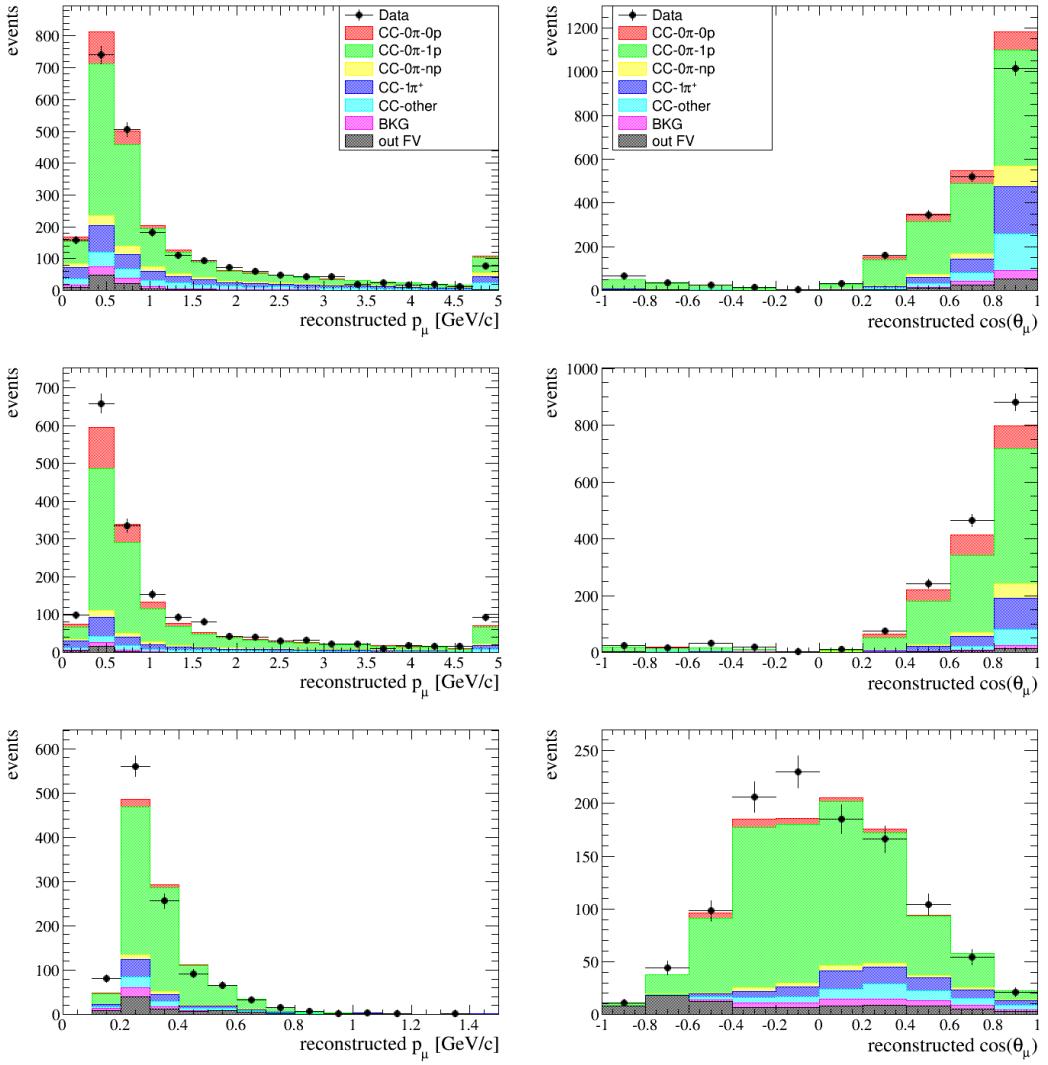


FIGURE 5.27: Angle et impulsion reconstruits du muon dans la région de signal $CC0\pi-1p$. En haut : μ TPC p TPC, au milieu : μ TPC p FGD, en bas : μ FGD p TPC.

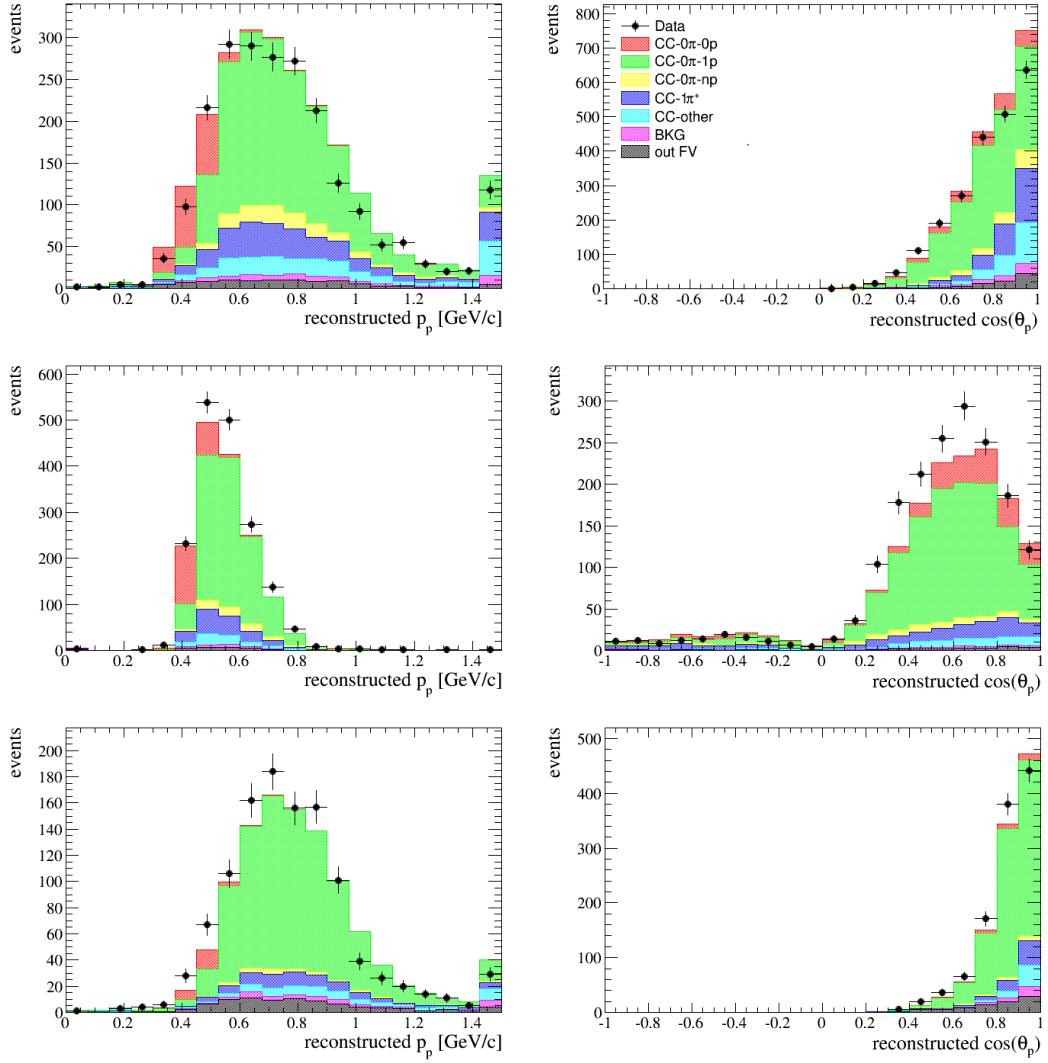


FIGURE 5.28: Angle et impulsion reconstruits du proton dans la région de signal $CC0\pi-1p$. En haut : μ TPC p TPC, au milieu : μ TPC p FGD, en bas : μ FGD p TPC.

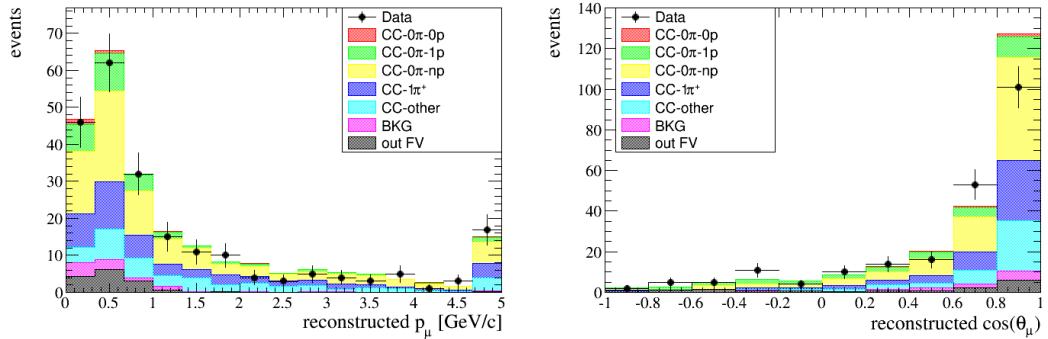


FIGURE 5.29: Angle et impulsion reconstruits du muon dans la région de signal $CC0\pi-np$.

Le tableau 5.2 résume les efficacités et les puretés obtenues dans les échantillons reconstruits, en prenant comme signal la réaction qu'on cherche à sélectionner dans cet échantillon, par exemple n'importe quel type d'événement $CC0\pi$ dans l'échantillon global $CC0\pi$, ou uniquement des événements $CC0\pi-0p$ dans l'échantillon $CC0\pi-0p$, sans compter la contamination en $CC0\pi-1p$ comme du signal.

Région reconstruite	efficacité	pureté ($S/(S+B)$)
$CC0\pi$	48%	77%
$CC0\pi-0p$	53%	65%
$CC0\pi-1p$	28%	62%
$CC0\pi-np$	7.8%	39%
$CC1\pi^+$	7.1%	72%
$CCAutres$	11%	72%

TABLE 5.2: Efficacité et pureté des échantillons reconstruits. Pour chacun d'entre eux, le signal est défini comme étant la réaction qu'on cherche à y sélectionner. La région globale $CC0\pi$ possède une pureté de 78% alors que ses sous régions possèdent toutes, en raison des contaminations croisées, des puretés plus faibles.

5.4.2 Sélection des événements des régions de contrôle

Pour sélectionner des échantillons enrichis en bruit de fond, on cherche un candidat muon et un candidat π^+ dans les TPC. On sépare l'échantillon $CC1\pi^+$ de celui $CCAutres$ en demandant exactement 2 traces TPC dans le premier cas (le muon et le π^+) et au moins une trace supplémentaire dans le second cas. le tableau 5.3 résume les coupures utilisées, semblables à celles de la sélection des muons *en avant* à laquelle s'ajoute l'existence d'une trace dont le dépôt d'énergie par unité de longueur dans les TPC est compatible avec un pion.

région de contrôle $CC1\pi^+$	région de contrôle $CCAutres$
Qualité du faisceau et des données de ND280	
FGD FV	
trace de plus haute impulsion	
> 18 TPC <i>hits</i>	
candidat muon négatif	
muon TPC PID	
candidat muon positif	
pion TPC PID	
2 traces TPC	> 2 traces TPC

TABLE 5.3: Résumé de la sélection des événements des régions de contrôle $CC1\pi^+$ et $CCAutres$.

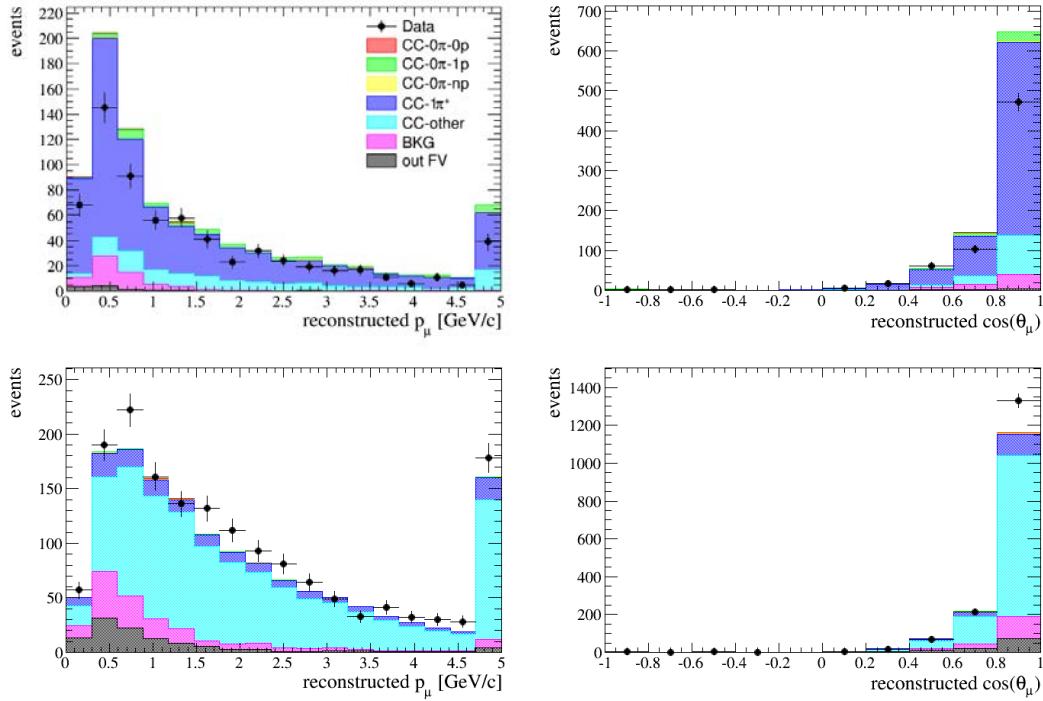


FIGURE 5.30: Angle et impulsion reconstruits du muon dans les régions de contrôles. En haut : $CC1\pi^+$, en bas : $CCAutres$. Tout comme dans la sélection utilisée par le BANFF, les Monte Carlo surestiment les sections efficaces $CC1\pi^+$, les paramètres correspondant sont d'ailleurs diminués après l'ajustement du BANFF.

5.5 Propagation des incertitudes systématiques de détecteur

La plupart des sources d'incertitude systématique de notre sélection ont déjà été étudiées pour les analyses d'oscillations. On les classera en 3 catégories, selon la manière dont elles sont propagées :

- Propagation des incertitudes systématiques sur les observables reconstruites : on fait varier la valeur d'une variable reconstruite, et on relance la sélection, la variable variée pouvant être utilisée par certaines coupures. La variable variée peut aussi être une des variables mesurée. La variable variée x_{toy} est obtenue en ajoutant à la variable nominale x une variation v suivant une distribution de probabilité la plupart du temps gaussienne :

$$x_{toy} = x + v_{toy}$$

La moyenne de v n'étant pas nécessairement nulle, même si on préfère corriger ce type de biais lors de l'application des corrections et non lors de la propagation des incertitudes.

- Propagation des incertitudes systématiques d'efficacité : pour évaluer ce type d'incertitudes, on utilise des échantillons de contrôle avec lesquels on peut évaluer les efficacités désirées. On suppose ensuite que les différences données/Monte Carlo observées dans les

échantillons de contrôle sont les mêmes que celles présentes dans la sélection dont on cherche à estimer les incertitudes :

$$\frac{\epsilon_{data}}{\epsilon_{MC}} = \frac{\epsilon_{data}^{CS}}{\epsilon_{MC}^{CS}}$$

On obtient ainsi le poids w^{eff} à appliquer aux traces des événements Monte Carlo sélectionnés :

$$w_{toy}^{eff} = \frac{\epsilon_{data}^{CS} + \delta_{data}^{toy} \times \sigma_{\epsilon_{data}^{CS}}}{\epsilon_{MC}^{CS} + \delta_{MC}^{toy} \times \sigma_{\epsilon_{MC}^{CS}}}$$

Avec δ_{data} et δ_{MC} , deux variables aléatoires indépendantes suivant des lois normales standards, et $\sigma_{\epsilon_{data}^{CS}}$ et $\sigma_{\epsilon_{MC}^{CS}}$, les incertitudes statistiques des efficacités évaluées dans l'échantillon de contrôle. En pratique les erreurs statistiques sur les efficacités sont souvent asymétriques, et on utilise des valeurs différentes $\sigma_{\epsilon_{CS}}^+$ et $\sigma_{\epsilon_{CS}}^-$ selon le signe de δ^{toy} . Chaque expérience simulée ne change que les poids des événements, et la sélection n'a pas besoin d'être relancée.

- Propagation des incertitudes systématiques de normalisation : on applique un poids w^{norm} aux événements sélectionnés (et non trace par trace comme dans le cas précédent) :

$$w_{toy}^{norm} = 1 + \delta^{toy} \times \sigma$$

Ici aussi, chaque expérience simulée ne change que les poids des événements, et la sélection n'a pas besoin d'être relancée.

5.6 Systématiques déjà étudiées

En tout, 6 systématiques de variations, 11 d'efficacité et 3 de normalisation sont utilisée en plus des 4 décrites dans la section suivante, et sont propagées en utilisant les méthodes décrites précédemment :

- **Variations**

- **TPC PID** Pour estimer l'incertitude liée, on utilise deux échantillons ayant respectivement une grande pureté en proton et une grande pureté en muon. L'échantillon enrichi en muons est constitué de *sand muons*. Celui enrichi en protons (98% de pureté) est obtenu en sélectionnant des traces avec un grand $\frac{dE}{dx}$ et une impulsion supérieure à 300 MeV. Les différences de moyenne et de résolution des variables d'identification reconstruites entre les données et les Monte Carlo sont utilisées pour propager cette incertitude en les faisant varier comme décrit précédemment.
- **FGD PID** On utilise des traces traversant la TPC1 et s'arrêtant dans le FGD1. La TPC1 permet de sélectionner des échantillons de muons et de protons. Comme dans

le cas de la TPC PID, les différences entre les données et les Monte Carlo pour les variables d'identification reconstruites du FGD1 sont utilisées pour la propagation.

- **Échelle d'impulsion reconstruite par les TPC** Les incertitudes sur le champ magnétique \vec{B} , cartographié avec des sondes à effet Hall, entraînent directement une incertitude sur l'échelle d'impulsion. L'incertitude globale, calculée à partir de la cartographie de \vec{B} , est de 0.57%. Ce résultat a été vérifié en comparant l'impulsion mesurée dans les TPC avec celle reconstruite à partir de la longueur parcourue, pour des muons cosmiques s'arrêtant dans le FGD1. Pour la propagation, on fait varier l'impulsion reconstruite p avec une incertitude $\sigma = 0.57\% \cdot p$.
- **Effet de la distorsion du champ magnétique** Les incertitudes concernant le champ magnétique \vec{B} affectent aussi la trajectoire de dérive des électrons dans les TPC, ce qui déforme l'image de la trace de la particule ionisante et donc son impulsion reconstruite. Pour mesurer ces distorsions, on utilise le système montré en figure 4.12 et décrit précédemment. On en déduit des corrections empiriques à l'impulsion reconstruite. Les sources des distorsions étant peu comprises, on n'utilise pas directement l'impulsion corrigée p_{dist} comme valeur nominale. À la place, on utilise une estimation prudente de l'incertitude valant 100% de la correction. Pour la propagation, on fait donc varier l'impulsion reconstruite non corrigée p avec une incertitude $\sigma = p - p_{dist}$.
- **Résolution de l'impulsion reconstruite par les TPC** On utilise un échantillon de contrôle constitué de traces traversant plusieurs TPC. On regarde ensuite, en corrigeant avec les pertes d'impulsion dans le FGD1, les différences d'impulsion mesurée dans la TPC1 (p_t^{TPC1}) et dans la TPC2 (p_t^{TPC2}) :

$$\Delta \frac{1}{p_t} = \frac{1}{p_t^{TPC1}} - \frac{1}{p_t^{TPC2}}$$

La distribution de $\Delta \frac{1}{p_t}$ est approximativement gaussienne, centrée en zero, et de résolution $\sigma_{\Delta \frac{1}{p_t}}$. Cette résolution est meilleure dans les Monte Carlo que dans données : on applique donc un étalement α aux impulsions des Monte Carlo de sorte à ce qu'ils aient la même résolution que dans les données (dans l'échantillon de contrôle). Lors de l'analyse, on utilise cette même correction α sur les Monte Carlo :

$$\left(\frac{1}{p_t} \right)_{corrigé}^{reconstruit} = \left(\frac{1}{p_t} \right)^{reconstruit} + \left[\left(\frac{1}{p_t} \right)^{reconstruit} - \left(\frac{1}{p_t} \right)^{vrai} \right] \cdot \alpha$$

Ces différences entre les données et les Monte Carlo sont attribuées à des distorsions du champs électrique mais restent mal comprises. On attribue donc à α une incertitude prudente $\sigma_\alpha = 10\%$ malgré le fait que l'erreur statistique obtenue avec l'échantillon de contrôle soit largement inférieure. On propage cette incertitude en variant l'impulsion transverse inverse reconstruite avec une incertitude :

$$\sigma_{\Delta \frac{1}{p_t}} = \left[\left(\frac{1}{p_t} \right)^{reconstruit} - \left(\frac{1}{p_t} \right)^{vrai} \right] \cdot \sigma_\alpha$$

- **Impulsion reconstruite en utilisant la distance parcourue** On utilise des traces s’arrêtant dans le FGD1, le TECal, ou le SMRD et traversant une TPC. On compare l’impulsion reconstruite à partir de la distance parcourue à celle mesurée par les TPC. On interpole ensuite la distribution $(p_{TPC} - p_{range})/p_{TPC}$ par une gaussienne, pour les données et pour les Monte Carlo. L’incertitude utilisée pour la propagation est :

$$\sigma^2 = (\mu_{data} - \mu_{MC})^2 + \sigma_{\mu_{data}}^2 + \sigma_{\mu_{MC}}^2 + (\sigma_{data} - \sigma_{MC})^2 + \sigma_{\sigma_{data}}^2 + \sigma_{\sigma_{MC}}^2$$

Avec μ et σ la moyenne et la dispersion de la gaussienne interpolée et σ_μ , σ_σ les erreurs obtenues sur ces paramètres lors de l’ajustement.

- **Efficacités**

- **Efficacité de reconstruction des *cluster* TPC** On mesure la probabilité qu’un *hit* soit manquant dans une trace TPC reconstruite dans un échantillon de muon, dans les données et les Monte Carlo.
- **Efficacité de reconstruction des traces TPC** L’efficacité pour des traces traversant de grands segments de TPC est statistiquement compatible avec 100%. Pour évaluer l’efficacité de reconstruction pour des courts segments, on utilise des traces possédant un long segments dans la TPC2 dont l’extrapolation possède un court segment dans la TPC3 : même pour des traces très courtes (~ 10 *clusters*), l’efficacité est supérieure à 97%, et les données sont compatibles avec les monte Carlo. L’efficacité globale est de $0.998^{+0.002}_{-0.004}$, à la fois dans les données et dans les Monte Carlo.
- **Efficacité de reconstruction de la charge par les TPC** On utilise des traces traversant les 3 TPC, et on compare les charges reconstruites par chacune d’entre elles. On mesure ainsi un estimateur de $P_{même}$, la probabilité que la charge reconstruite soit la même dans les 3 TPC. En supposant que la probabilité de confusion P_{conf} soit la même pour chaque TPC, on a :

$$P_{conf} = 0.5 \times \left(1 - \sqrt{\frac{4P_{même} - 1}{3}}\right)$$

L’efficacité $1 - P_{conf}$ ainsi évaluée dans les données et dans les Monte Carlo est utilisée pour la propagation.

- **Efficacité de reconstruction des traces FGD** On utilise des traces identifiées comme provenant de protons par la TPC1 et pointant vers le FGD1. La probabilité d’avoir une trace FGD à proximité de là où pointe la trace TPC est mesurée dans les données et les Monte Carlo puis utilisée pour la propagation.
- **Efficacité de reconstruction des traces TECal** Comme pour le FGD, on utilise des traces TPC pointant vers l’ECal. La probabilité d’avoir une trace ECal à proximité de là où pointe la trace TPC est mesurée dans les données et les Monte Carlo puis utilisée pour la propagation.

- **Efficacité d'association des segments TPC et FGD** On utilise des traces traversant la TPC1 et la TPC2, en supposant qu'elles proviennent des mêmes particules et ont donc traversé le FGD1. La probabilité d'avoir un segment FGD1 associé à celui de la TPC2 dans les données et dans les Monte Carlo est utilisée pour la propagation.
- **Efficacité d'association des segments TPC et TECal** On utilise des traces TPC pointant vers le TECal et on regarde la probabilité d'avoir un segment ECal associé, dans les données et dans les Monte Carlo. Comme notre analyse requiert aussi que le segment ECal ne soit pas reconstruit comme une gerbe, on rajoute ce critère lors de l'évaluation de la systématique.
- **Efficacité d'association des segments FGD et ECal/SMRD** On utilise des traces provenant de muons cosmiques s'arrêtant dans le FGD1 (en y requérant la présence d'un électron de Michel), et dont l'extrémité du segment FGD au point d'entrée dans ce dernier pointe vers la surface du TECal (ou du SMRD). La probabilité d'avoir un segment TECal (SMRD) associé dans les données et dans les Monte Carlo est utilisée pour la propagation.
- **Efficacité de reconstruction des électrons de Michel** On utilise un échantillon de muons cosmiques s'arrêtant dans le FGD1 en demandant une trace TPC2-FGD1 sans segment dans la TPC1, et en demandant que l'impulsion reconstruite à partir de la distance parcourue soit compatible avec celle mesurée dans la TPC2. La probabilité que ces événements ne passent pas la coupure utilisée pour taguer les électrons de Michel, dans les données et dans les Monte Carlo, est utilisée pour la propagation.
- **Interactions secondaire des pions** On utilise des données externes d'interaction des pions sur les noyaux atomiques. La figure 5.31 montre par exemple la probabilité d'absorption des π^+ sur du carbone en fonction de leur impulsion, prédite par GEANT4 (utilisé pour propager les particules des Monte Carlo dans le détecteur) et mesurée expérimentalement. Des poids sont appliqués aux événements pour corriger les différences entre les données externes et GEANT4. On utilise aussi des poids suivant des distributions gaussiennes de dispersions égales à celles des mesures externes pour propager les incertitudes.

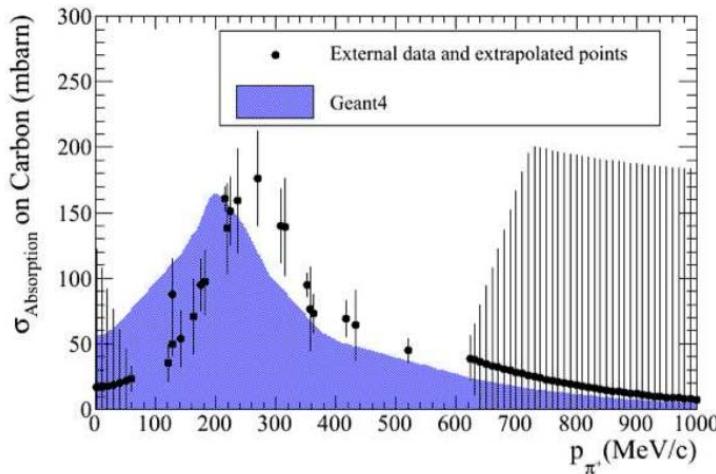


FIGURE 5.31: Probabilité d'absorption des π^+ sur du carbone en fonction de leur impulsion, prédite par GEANT4 et mesurée expérimentalement. En dessous de 100 MeV et au dessus de 550 MeV les points de données sont en fait des extrapolations auxquelles on associe des erreurs très prudentes.

- **Interactions secondaire des protons** La figure 5.32 montre la probabilité d'interaction inélastique des protons sur du carbone en fonction de leur impulsion, prédite par GEANT4 et mesurée expérimentalement. Aucun biais majeur n'étant visible, on n'applique pas de correction. Une estimation prudente de 10% sur les sections efficaces est prise pour la propagation. Le poids utilisé lors de cette propagation pour un proton ayant parcouru une distance x sans interagir et ayant interagir entre x et $x + \delta x$ s'écrit :

$$w_{toy} = \frac{e^{-n\sigma_{toy}x} \cdot \sigma_{toy} \nu \delta x}{e^{-n\sigma_{nom}x} \cdot \sigma_{nom} \nu \delta x}$$

Avec σ_{toy} et σ_{nom} les sections efficaces nominale et variée, et n la densité atomique du milieu. Les probabilités d'interactions sur les distances parcourues étant faible, l'expression se simplifie en :

$$w_{toy} = \frac{\sigma_{toy}}{\sigma_{nom}} = 1 + 10\% * \delta^{toy}$$

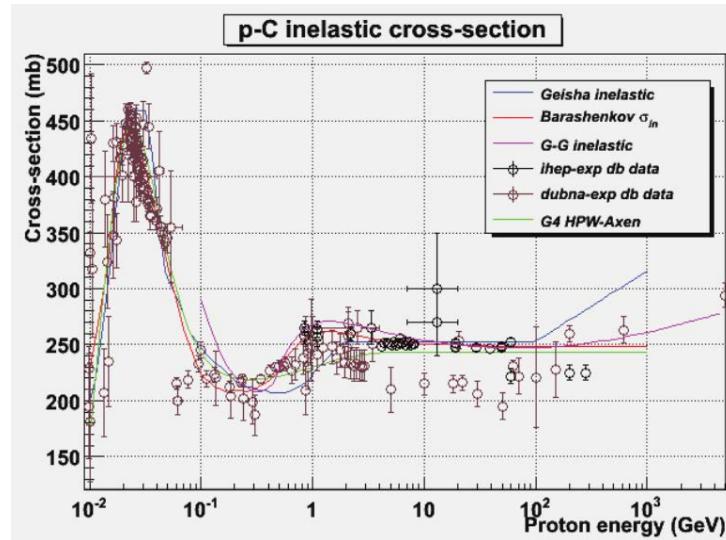


FIGURE 5.32: Probabilité d'interaction inélastique des protons sur du carbone en fonction de leur impulsion, prédite par GEANT4 et mesurée expérimentalement.

- **Normalisations**

- **Bruit de fond OOFV** Plusieurs sources d'incertitude affectent le Bruit de fond *OOFV* :

- * Sur la fréquence de ces interactions. Une estimation prudente et globale de 20% est prise pour les interactions ayant lieu sur des matériaux autre que l'oxygène et le carbone. Pour les interactions ayant lieu sur ces deux noyaux, des paramètres théoriques de sections efficaces sont implémentés et variés, comme expliqué dans le prochain chapitre.
- * Sur la reconstruction : des échantillons de contrôle sont utilisés pour évaluer les différentes probabilités d'erreurs de reconstruction (*hits manquant*, trace cassée, ...), dans les données et les Monte Carlo.

Le poids utilisé dans la propagation s'applique à l'intégralité de l'événement (et non trace par trace), et est le produit du poids lié aux sections efficaces et de celui lié aux erreurs de reconstruction.

- **Bruit de fond sand muon** On compare le nombre d'événements semblant provenir de l'extérieur du détecteur dans les données à celui prédit dans les Monte Carlo. La différence d'environ 10% est utilisée comme incertitude.
- **Bruit de fond pile up** L'empilement provient principalement des *sand muons*. Les Monte Carlo correspondant étant générés séparément de ceux simulant les interactions dans le détecteur, l'empilement n'est pas pris en compte dans les simulations. Les

événements en coïncidence (c'est à dire ayant eu lieu dans la même fenêtre de 60 ns autour de l'arrivée d'un paquet à ND280) avec un *sand muon* étant rejetés par notre sélection en raison de la ou des traces supplémentaires générées dans la TPC1, l'empilement peut entraîner une légère baisse du nombre d'événements sélectionnés dans les données. Pour prendre en compte cet effet on utilise une correction :

$$C_{emp} = \frac{N_{TPC1}^{sand} \times I_d}{POT^{sand} \times N_b}$$

Avec $N_b = 8$ le nombre de paquets par *spill*, N_{TPC1}^{sand} le nombre de *sand muons* reconstruits dans la TPC1 pour un nombre de POT égal à POT^{sand} , et I_d le nombre de POT par spill. On applique ensuite aux Monte carlo un poids $w = 1 - C_{emp}$. L'incertitude sur C_{emp} est la même que celle sur les *sand muons*, c'est à dire 10%.

5.7 Nouvelles sources d'incertitude systématique

Quelques nouvelles sources d'incertitudes systématiques interviennent dans notre sélection, du fait de l'utilisation de nouvelles observables reconstruites ou de l'augmentation d'effets précédemment négligeables :

- L'efficacité d'association entre les segments reconstruits de la TPC1 et ceux du P0D, qui intervient dans la sélection des traces *en arrière*.
- L'efficacité et la pureté des coupures d'identification des muons avec l'ECal, qui interviennent dans la sélection des traces *high angle*.
- Le temps de vol reconstruit, qui intervient dans la sélection des traces *en arrière*.
- Les pertes d'impulsion dans le FGD1, qui dépendent de la position de vertex reconstruit. Comme expliqué par la suite, cette position est biaisé par l'ajout erroné de *hits* provenant de protons à la trace reconstruite du muon.

5.7.1 Association TPC-P0D

Pour évaluer l'incertitude systématique sur l'efficacité d'association entre les segments reconstruits dans le P0D et ceux reconstruits dans la TPC1, on utilise un échantillon de contrôle fait de traces ayant un segment dans la TPC1 et pointant vers le P0D, et on regarde la probabilité d'avoir un segment associé à cette trace dans le P0D. On évalue ensuite l'incertitude sur cette probabilité en comparant l'écart entre les données et les Monte Carlo sans oublier d'y ajouter les incertitudes statistiques correspondant aux nombres d'événements sélectionnés.

On utilise donc un échantillon de contrôle fait de muons cosmiques et passant la sélection suivante :

- Le déclenchement de l'événement correspond à un *FGD cosmic* (qui traverse les deux FGD).
- Il y a une seule trace reconstruite dans l'événement.
- La trace possède aux moins 19 *hits* dans la TPC1.
- L'événement a lieu dans la fenêtre d'intégration du P0D. Lorsque l'on enregistre des événements cosmiques, ceux ci peuvent se produire hors de la fenêtre d'intégration du P0D, ce qui peut mener à la présence d'un segment dans la TPC1 et pointant vers le P0D sans que rien ne soit reconstruit dans ce dernier. Comme ce phénomène n'est pas pris en compte dans les simulations Monte Carlo, on rajoute cette coupure pour ne sélectionner que les événements ayant une chance d'être reconstruits par le P0D :

$$T_{adjusted} \in [0, 100] \cup [500, 580] \text{ ns}$$

Avec $T_{adjusted}$, la somme du temps de la détection du segment dans la TPC1 et de la durée pendant laquelle le P0D a été occupé modulo l'écart temporel entre deux *spill* :

$$T_{adjusted} = (T_{TPC} + T_{P0D}^{busy}) \% 580$$

La figure 5.33 montre la distribution de $T_{adjusted}$ dans les données pour des événements ayant un segment reconstruit dans le P0D : en dehors de la fenêtre d'intégration, dont les bords ne sont pas droits à cause des divers décalages électroniques, les traces du P0D ne sont pas enregistrées.

- Le segment de la TPC1 pointe vers le P0D :
 - L'extrémité la plus en amont est proche du P0D :
 - * $|x| \leq 800 \text{ mm}$
 - * $|y + 10 \text{ mm}| \leq 800 \text{ mm}$
 - * $z \leq -755 \text{ mm}$
 - La direction de la trace à cette même extrémité propagée jusqu'au plan $z = -1100 \text{ mm}$ est dans le volume fiduciel du P0D.

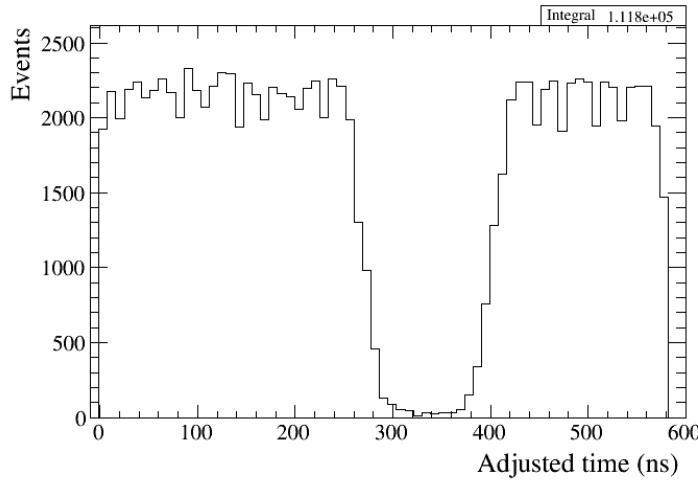


FIGURE 5.33: Temps ajusté des événement *FGD cosmic* avec un segment reconstruit dans le P0D. Les événements dans la fenêtre $[100, 500] \text{ ns}$ sont rejetés. Le lecteur peut se demander ce qu'un tel détail technique vient faire ici, mais une diffusion la plus large possible de ce problème (et de sa solution) qui a été redécouvert au moins 4 fois évitera peut être de nombreuses souffrances inutiles.

On utilise ensuite le temps de vol FGD2-FGD1 pour séparer les traces *en avant* et *en arrière*. La figure 5.34 montre la distribution cinématique de l'échantillon de contrôle *en arrière*.

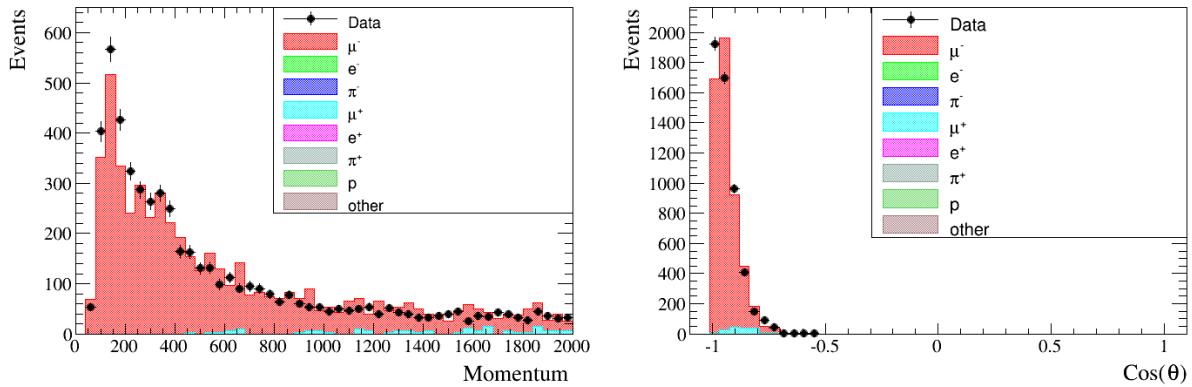


FIGURE 5.34: Cinématique reconstruite de la trace sélectionnée dans l'échantillon de contrôle *en arrière* utilisé pour évaluer l'efficacité d'association TPC-P0D.

Les événements de l'échantillon de contrôle dont la trace sélectionnée possède un segment reconstruit et associé dans le P0D forment ici notre signal. Comme on demande dans notre sélection $CC0\pi$ que les traces *en arrières* ne soient pas reconstruites comme des gerbes dans le P0D, on ajoute aussi cette coupure à notre définition de signal pour évaluer d'un coup les deux effets. On prend donc en compte : l'association TPC-P0D elle même, l'efficacité de reconstruction (des traces et non des gerbes) du P0D (*track-like efficiency*), ainsi que d'éventuelles différences réalité/simulation concernant les matériaux inactifs situés entre le P0D et la TPC1.

La figure 5.35 montre l'efficacité (nombre de traces pointant vers le P0D et ayant un segment *track-like* reconstruit dans celui-ci, divisé par le nombre total de traces pointant vers le P0D) mesurée dans les données et dans les Monte Carlo en fonction de l'impulsion.

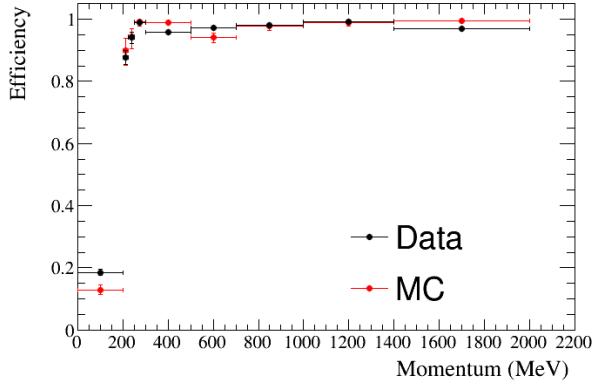


FIGURE 5.35: Efficacité d'association TPC-P0D en fonction de l'impulsion. Les barres d'erreurs correspondent à un niveau de confiance de 68% pour une probabilité binomiale.

Le nombre $N_{matched}$ de traces avec un segment *track-like* associé dans le P0D quand il y a N_{total} traces pointant vers ce dernier suit une loi binomiale $\mathcal{B}(N_{Total}, \epsilon_{true})$. Les barres d'erreurs dans chaque intervalle de la figure 5.35 sont construits de sorte à ce que chaque ϵ_{true} soit contenu dans ces barres d'erreur avec un niveau de confiance de 68%.

Les valeurs d'efficacité et d'erreur statistique utilisées pour la propagation des erreurs dépendent de l'intervalle en angle et en impulsion du muon.

5.7.2 ECal PID

Pour évaluer l'incertitude systématique sur l'efficacité de l'ECal PID on sélectionne différents type de particules grâce au TPC PID parmi celles s'arrêtant dans le *barrel* ECal. Notre échantillon de contrôle est donc ici constitué d'événements sélectionnés dans le faisceau et passant la sélection suivante :

- Qualité du faisceau et des données de ND280.
- Le candidat est la trace possédant le plus grand nombre de *hits* dans les TPC (pour sélectionner la trace la mieux identifiée).
- Le candidat possède au moins 19 *hits* dans une TPC.
- Le candidat s'arrête dans le même volume fiduciel de l'ECal que celui utilisé pour la sélection des traces *high angle*.

La figure 5.36 montre la distribution des traces de cet échantillon de contrôle en fonction des deux PIDs de l'ECal.

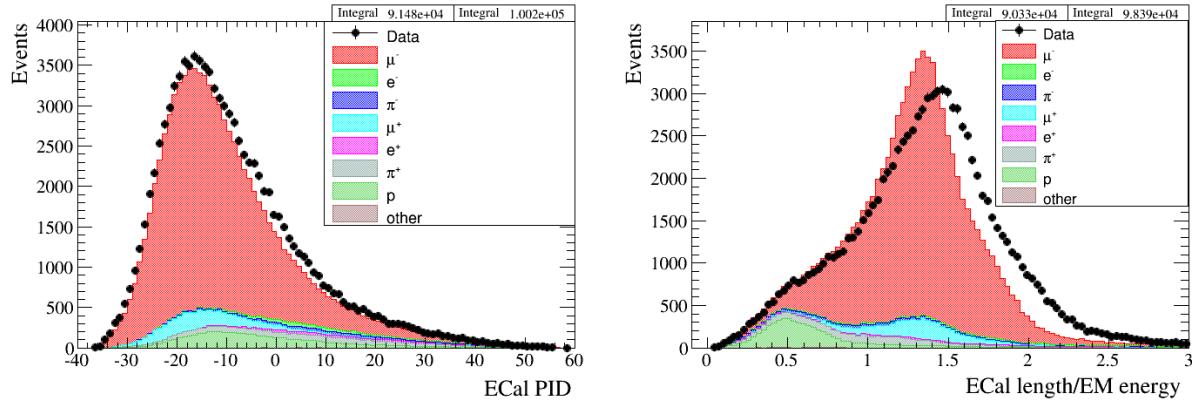


FIGURE 5.36: Distribution des événements de l'échantillon de contrôle utilisé pour l'estimation de l'incertitude liée à l'ECal PID en fonction des ECal PID de la trace sélectionnée.

On utilise ensuite l'identification des TPC pour séparer les muons, les protons, et les électrons :

- Muon
 - TPC muon PID
 - * $L_{mu} > 0.05$
 - * $\frac{L_{\mu}+L_{\pi}}{1-L_p} > 0.8$ if $p < 500 MeV/c$
 - Charge négative
- Proton
 - TPC proton PID
 - * $L_p > 0.9$
 - Charge positive
- Electron

- TPC electron PID
 - * $Pull_{mu} < -2.5$ or $Pull_{mu} > 2.5$
 - * $Pull_\pi < -2.0$ or $Pull_\pi > 2.0$
 - * $-1.0 < Pull_e < 2.0$
- Il y a une autre trace de charge opposée dans la TPC (pour sélectionner les paires e^+e^-).
- L'impulsion reconstruite par la TPC est inférieure à 500 MeV/c.

La figure 5.37 montre la cinématique des traces ainsi sélectionnées dans l'échantillon de contrôle.

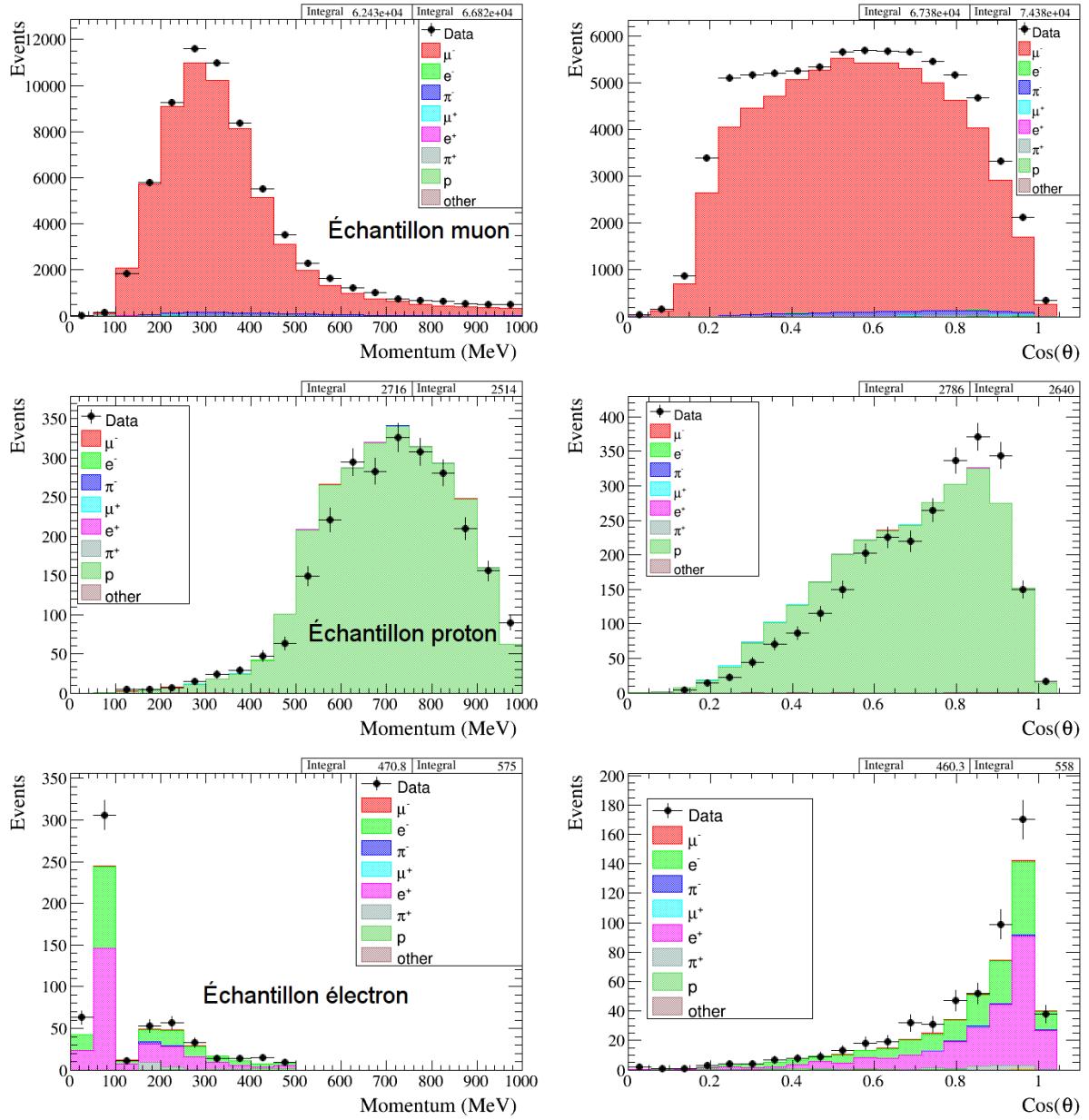


FIGURE 5.37: Distribution des événements de l'échantillon de contrôle utilisé pour l'estimation de l'incertitude lié à l'ECal PID en fonction de la cinématique de la trace sélectionnée. De haut en bas : muons, protons, électrons. L'angle montré sur les figure est l'angle entre la direction de la trace et la normale à la surface du TECal utilisé. Pour la distribution en angle des muons, on observe des différences entre les données et les Monte Carlo qu'on explique par le fait que, pour augmenter la statistique, cette sélection ne requiert pas que la trace provienne du FGD et n'utilise aucun veto servant à rejeter les *sand muons*.

On regarde ensuite, pour chaque type de particule, la probabilité que la trace passe les deux coupures ECal PID servant à identifier les muons dans la sélection *high angle*.

L'efficacité de sélection des muons dans l'échantillon de contrôle enrichi en muons est montrée sur la figure 5.38.

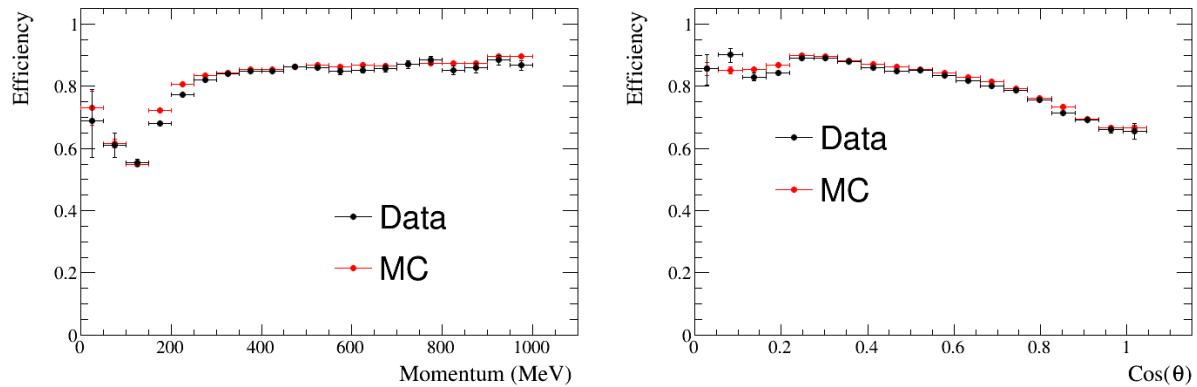


FIGURE 5.38: Efficacité de sélection des muons avec l'ECal PID dans l'échantillon de contrôle enrichi en muon, en fonction de leur impulsion reconstruite et de leur angle par rapport à la normale à la surface du TECal utilisé.

Les valeurs d'efficacité et d'erreur statistique utilisées pour la propagation des erreurs dépendent du type de la particule et, pour les muons et les protons, de leur cinématique (la statistique étant trop faible dans l'échantillon de contrôle enrichi en électrons).

5.7.3 Pertes d'impulsion dans le FGD1

Des différences données/Monte Carlo dans la reconstruction de la position du vertex peuvent entraîner des différences sur l'impulsion reconstruite. En effet, pour reconstruire l'impulsion au vertex, on ajoute à l'impulsion dans la TPC celle perdue dans le FGD, de la même manière que pour l'impulsion reconstruite à l'aide de la distance parcourue (voir figure 5.19), mais en partant de l'impulsion dans la TPC au lieu de partir de zéro. Cet effet n'est pas pris en compte dans la sélection en avant, mais comme le montre la figure 5.39, la configuration des événements *en arrière* entraîne un alignement plus important entre les traces du muon et celles des éventuelles particules secondaires éjectées, le plus souvent un proton, il en résulte que les premiers *hits* produits par le proton sont ajoutés à ceux de la trace du muon, décalant ainsi la position du vertex reconstruit vers l'avant, et ce que le proton soit reconstruit ou non. En effet, l'algorithme de reconstruction des traces part des traces TPC et leur ajoute des *hits* FGD jusqu'à ce que le χ^2 devienne trop grand, ce qui arrive nécessairement uniquement après qu'un certain nombre de *hits* du proton aient été ajoutés à la trace du muon. De la même manière, la position de départ des traces reconstruites de proton est décalée vers l'arrière en raison des *hits* du muon.

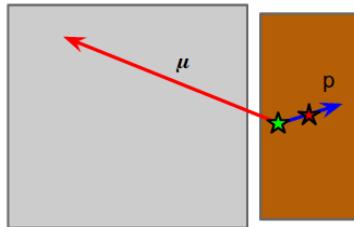


FIGURE 5.39: Schéma explicatif de la migration du vertex reconstruit pour les événements *en arrière*. En vert : vrai vertex, en rouge : vertex reconstruit dont la position est biaisée par l'ajout de *hits* produits par un proton à la trace du muon.

La figure 5.40 montre la distribution de l'impulsion perdue dans le FGD1 pour des muons *en arrière*, pour les données et les Monte Carlo. Pour évaluer l'incertitude systématique sur l'impulsion reconstruite au vertex liée à sa migration, on étudie l'effet entraîné par l'application d'un biais sur l'impulsion perdue dans le FGD1 dans les Monte Carlo : un biais trop important entraîne une incompatibilité entre les données et les Monte Carlo, comme le montre la distribution de χ^2 en fonction du biais. Une estimation prudente de ± 7 MeV/c est prise pour incertitude, et propagée comme les autres incertitudes liées à des observables reconstruites, en faisant varier l'impulsion reconstruite de ± 7 MeV/c avec une distribution gaussienne.

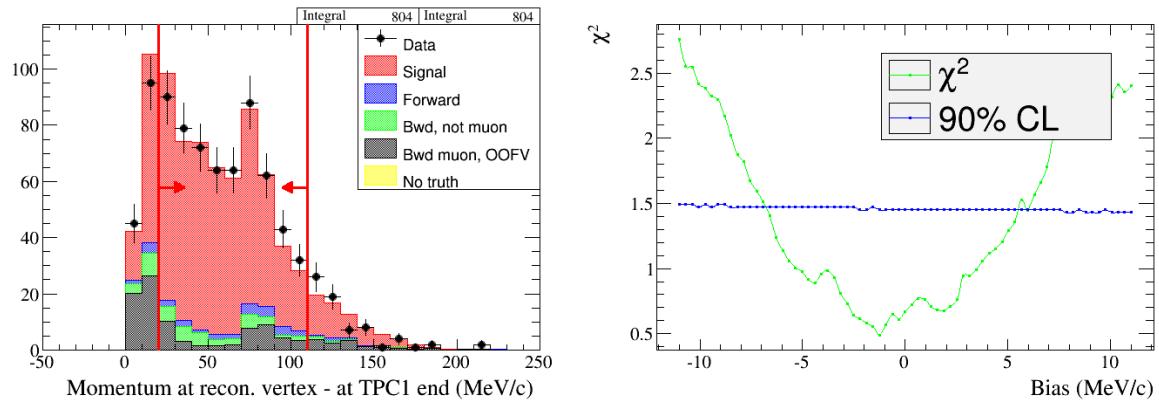


FIGURE 5.40: Impulsion perdue dans le FGD1 pour des muons *en arrière*. À droite : effet d'un biais appliqué aux Monte Carlo sur la compatibilité données/Monte Carlo. En rouge : intervalle réduit sur lequel on estime la compatibilité pour éviter les bords des distributions. La normalisation des Monte Carlo est laissée libre.

5.7.4 Temps de vol

Les incertitudes sur les temps de vol sont propagées comme les autres incertitudes liées à des observables reconstruites, avec une variation gaussienne centrée en zéro et de largeur $meanCorr$. La figure 5.41 montre l'effet engendré sur les distributions de temps de vol.

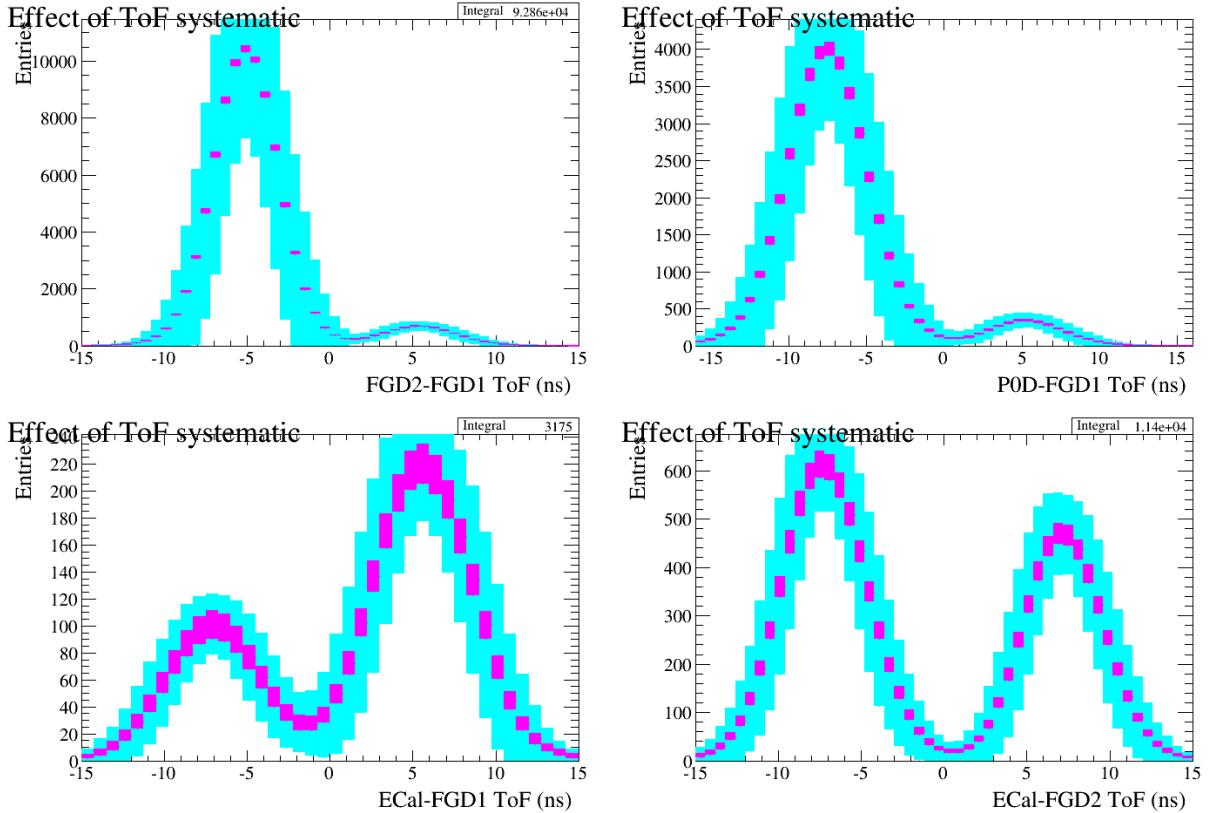


FIGURE 5.41: Incertitudes sur les distributions de temps de vol. En bleu : incertitudes systématiques, en mauve, incertitudes statistiques.

5.8 Effet de l'ensemble des systématiques

L'effet individuel de chaque source d'incertitude systématique ainsi que l'effet total sur les nombres d'événements reconstruits dans chaque configuration sont montrés sur le tableau 5.4. Les configurations *CCAutres* et *CC0π-np* subissent un effet important du fait des nombreuses traces présentes dans ces configurations. La configuration μ FGD est affectée par toutes les systématiques liées au TECal.

	μ TPC	μ FGD	μ TPC p TPC	μ TPC p FGD	μ FGD p TPC	n protons	$CC1\pi^+$	CC Autres
Pion SI	0.707	0.946	2.02	2.55	0.929	12.9	4.96	8.84
Proton SI	0.751	0.906	6.88	1.35	6.53	8.33	1.19	4.83
\vec{B} distorsion	0.0024		0.00237	0.00206		0.07	0.00258	0.0371
Echelle d'impulsion	0.0022		0.000759	0.00242				0.00274
Résolution impulsion	0.00534		0.00961	0.00624		0.0479	0.0158	0.123
TPC PID	0.255		0.813	0.21	0.552	0.992	1.01	0.726
FGD PID	0.0999	0.131	0.0206	0.645	0.0225	0.342		
ToF résolution	0.0498		0.127	0.101	0.00581	0.0682	0.0691	0.0526
Charge confusion	0.111		0.449	0.158	0.259	0.364	0.289	1.18
traces TPC	0.319	1.79	0.74	0.227	0.514	0.472	0.622	2.37
traces FGD	1.5	2.26	1.4	3.51	2.73	2	1.94	4.93
Association TPC FGD	0.00532		0.292	0.00411	0.00331	0.0156	0.211	0.52
OOFV	0.795	2.88	0.23	0.0955	1.13	0.528	0.101	1.03
Empilement	0.293	0.293	0.292	0.294	0.293	0.301	0.289	0.293
Électrons de Michel	0.05	0.0177	0.0815	0.047	0.0644	0.0686	0.249	0.154
Clusters TPC	0.664		1.23	0.621	0.713	1.34	1.34	2.35
Association TPC ECal	0.0582		0.179	0.197		0.0956	0.0311	0.0201
Association TPC P0D	0.0646		0.183	0.155		0.0659	0.0294	0.0132
Association FGD ECal		7.11						
Association FGD ECal SMRD		12.1						
Traces ECal		9.99						
Ecal PID		1.26						
Pertes d'impulsion FGD	0.000542			0.00271				
Toutes	2.07	13.2	7.26	4.06	6.29	14.1	7.26	10.8

TABLE 5.4: Erreurs systématiques relatives (%) de détecteur sur les nombres totaux d'événements sélectionnés dans chaque configuration. Les erreurs relatives inférieures à $10^{-6}\%$ ne sont pas montrées. La résolution sur l'impulsion reconstruite grâce à la distance parcourue n'a aucun effet sur le nombre total d'événements sélectionnés car aucune coupure n'utilise cette variable (les incertitudes sur l'impulsion reconstruite par les TPC ont un effet négligeable car elle peuvent changer l'ordre des traces de plus haute impulsion).

Les figures 5.42 à 5.46 montrent l'effet total des systématiques de détecteur sur les distributions cinématiques des événements sélectionnés.

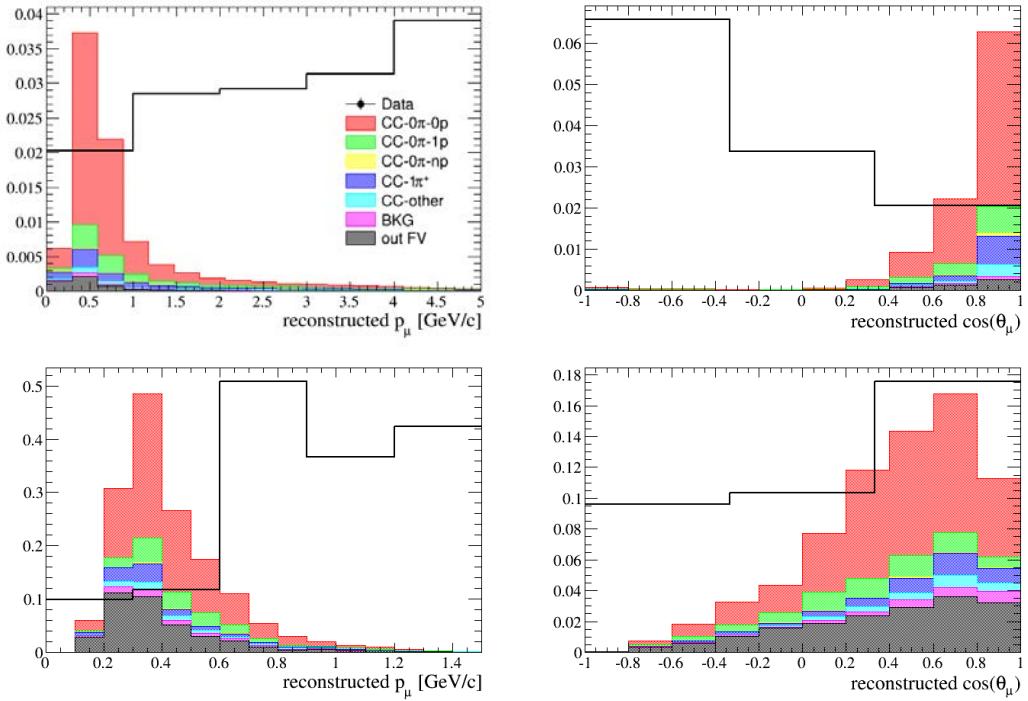


FIGURE 5.42: Erreurs systématiques relatives de détecteur sur l'angle et l'impulsion reconstruits du muon dans la région de signal $CC0\pi-0p$. En haut : μ TPC, en bas : μ FGD.

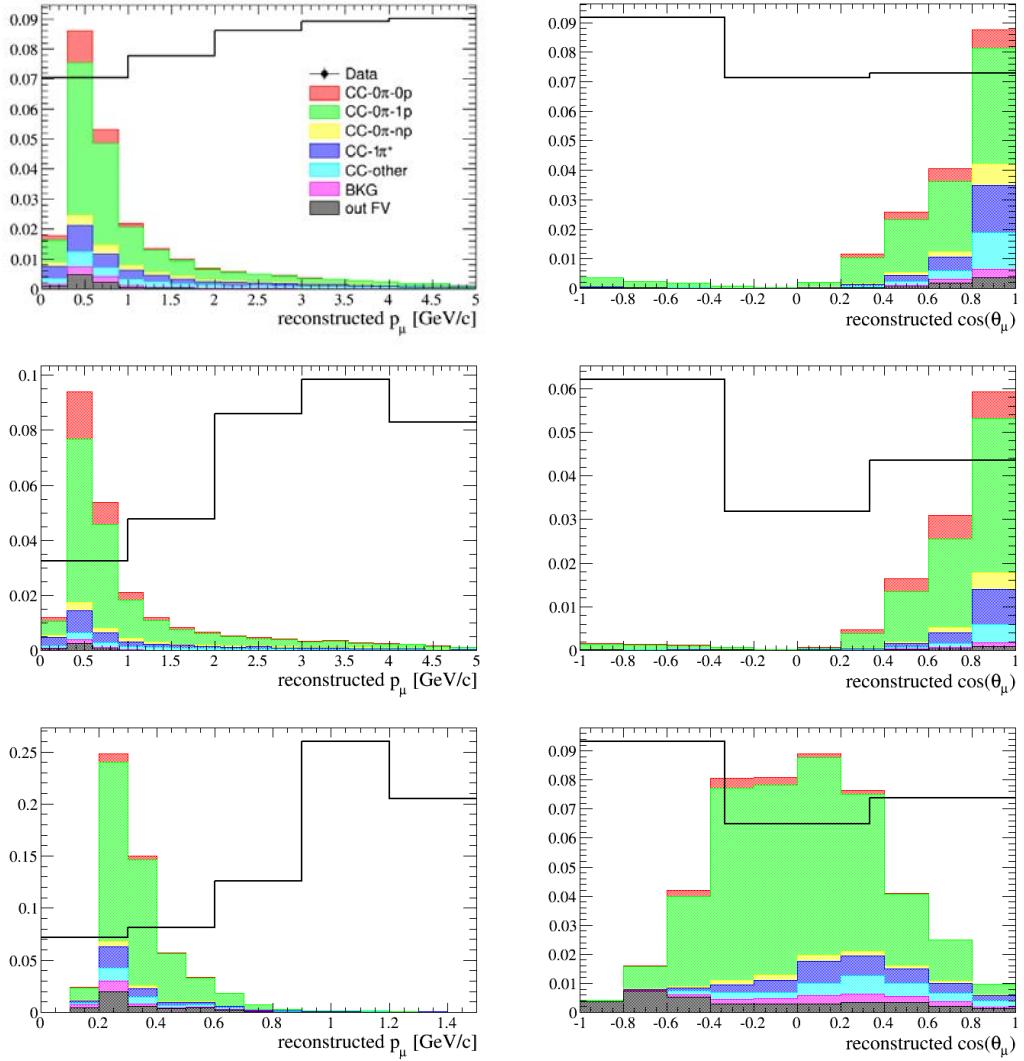


FIGURE 5.43: Erreurs systématiques relatives de détecteur sur l'angle et l'impulsion reconstruits du muon dans la région de signal $CC0\pi-1p$. En haut : μ TPC p TPC, au milieu : μ TPC p FGD, en bas : μ FGD p TPC.

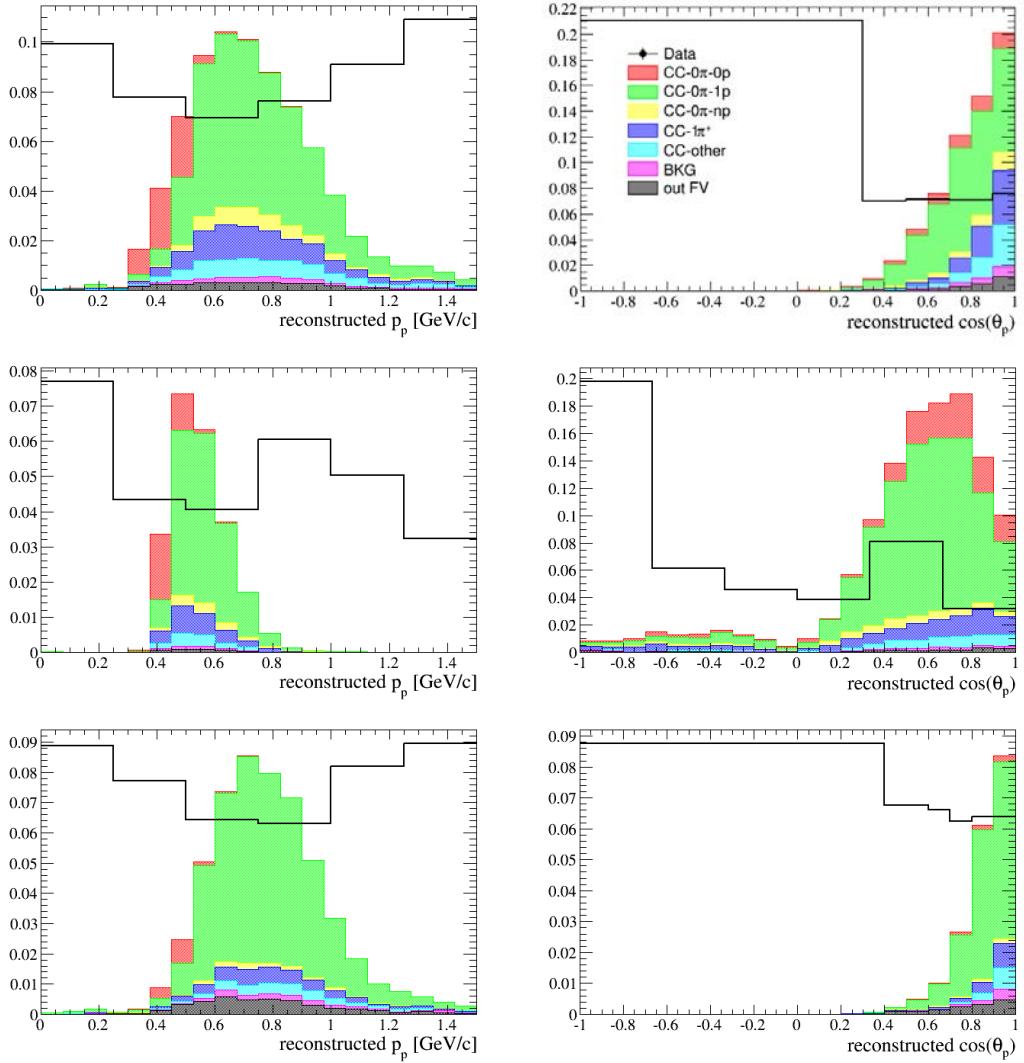


FIGURE 5.44: Erreurs systématiques relatives de détecteur sur l'angle et l'impulsion reconstruits du proton dans la région de signal $CC0\pi-1p$. En haut : μ TPC p TPC, au milieu : μ TPC p FGD, en bas : μ FGD p TPC.

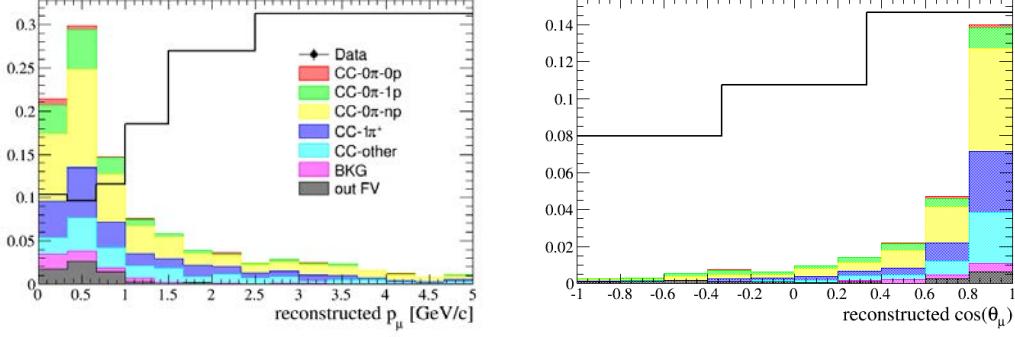


FIGURE 5.45: Erreurs systématiques relatives de détecteur sur l'angle et l'impulsion reconstruits du muon dans la région de signal $CC0\pi-np$.

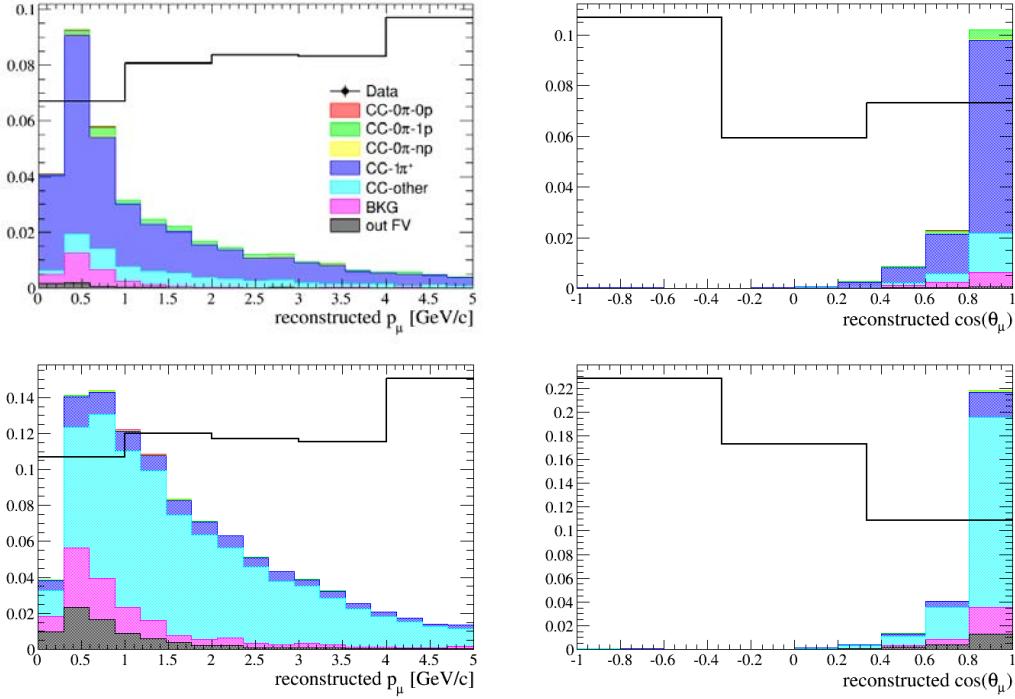


FIGURE 5.46: Erreurs systématiques relatives de détecteur sur l'angle et l'impulsion reconstruits du muon dans les région de contrôles. En haut : $CC1\pi^+$, en bas : $CCAutres$.

Les figures 5.47 à 5.51 montrent l'effet total des systématiques de détecteur en utilisant la segmentation utilisée pour l'extraction de section efficace présentée dans le prochain chapitre, ainsi que les effets des deux systématiques les plus importantes dans chaque intervalle. Les incertitudes sur le nombres d'événements $CC0\pi-1p$ reconstruits sont dominée par les effets dus aux proton FSI, amplifiés par la présence du seuil à 500 MeV.

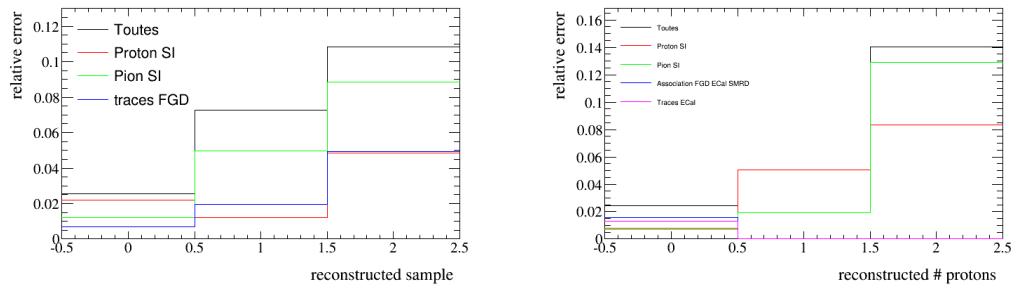


FIGURE 5.47: Erreurs systématiques relatives de détecteur pour les événements reconstruits. L'effet total ainsi que les effets individuels des deux systématiques les plus importantes dans chaque intervalle sont montrés.

5.8 Effet de l'ensemble des systématiques

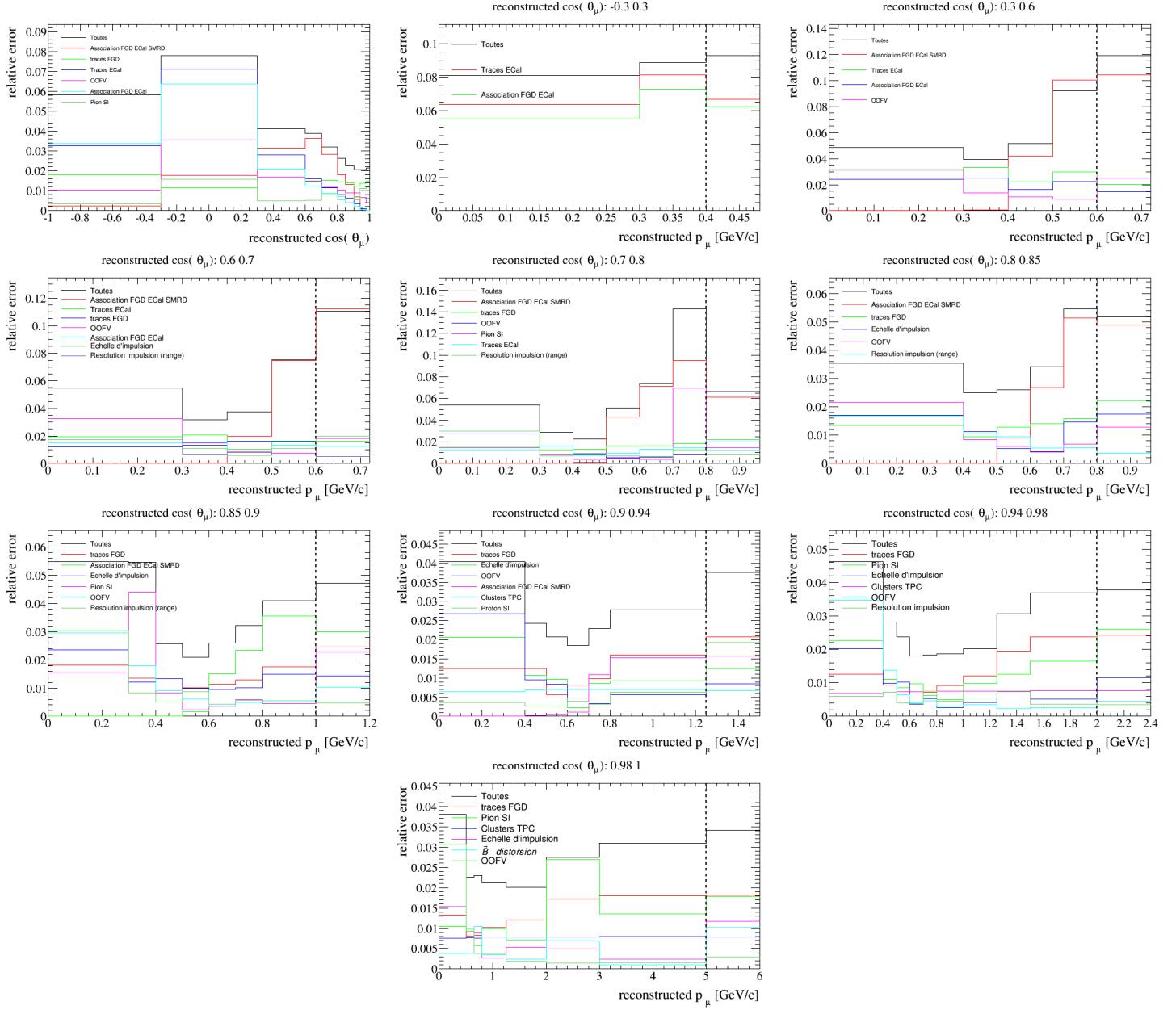


FIGURE 5.48: Erreurs systématiques relatives de détecteur pour les événements reconstruits dans la région de signal $CC0\pi-0p$. L'effet total ainsi que les effets individuels des deux systématiques les plus importantes dans chaque intervalle sont montrés.

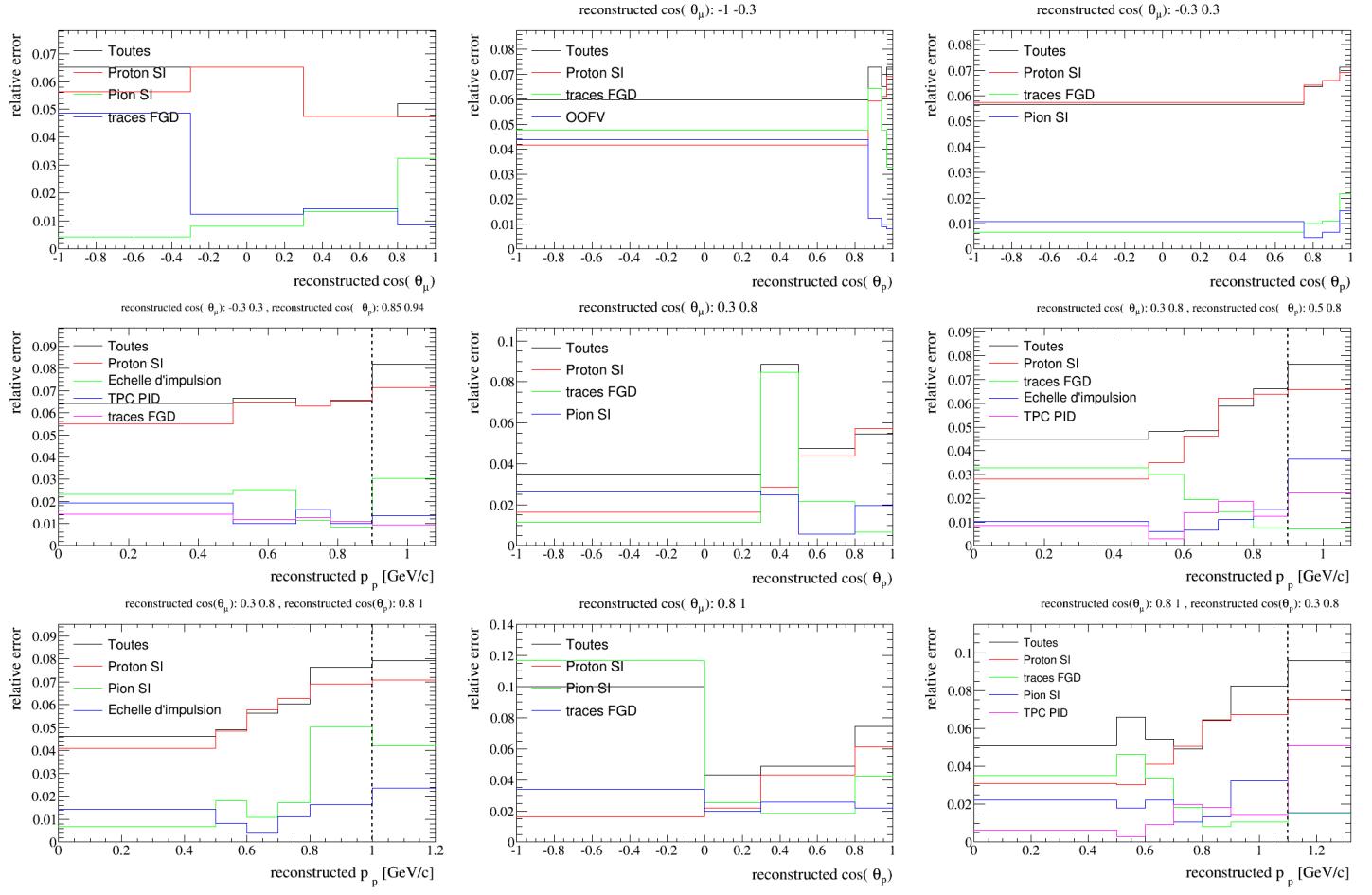


FIGURE 5.49: Erreurs systématiques relatives de détecteur pour les événements reconstruits dans la région de signal $CC0\pi-1p$. L'effet total ainsi que les effets individuels des deux systématiques les plus importantes dans chaque intervalle sont montrés.

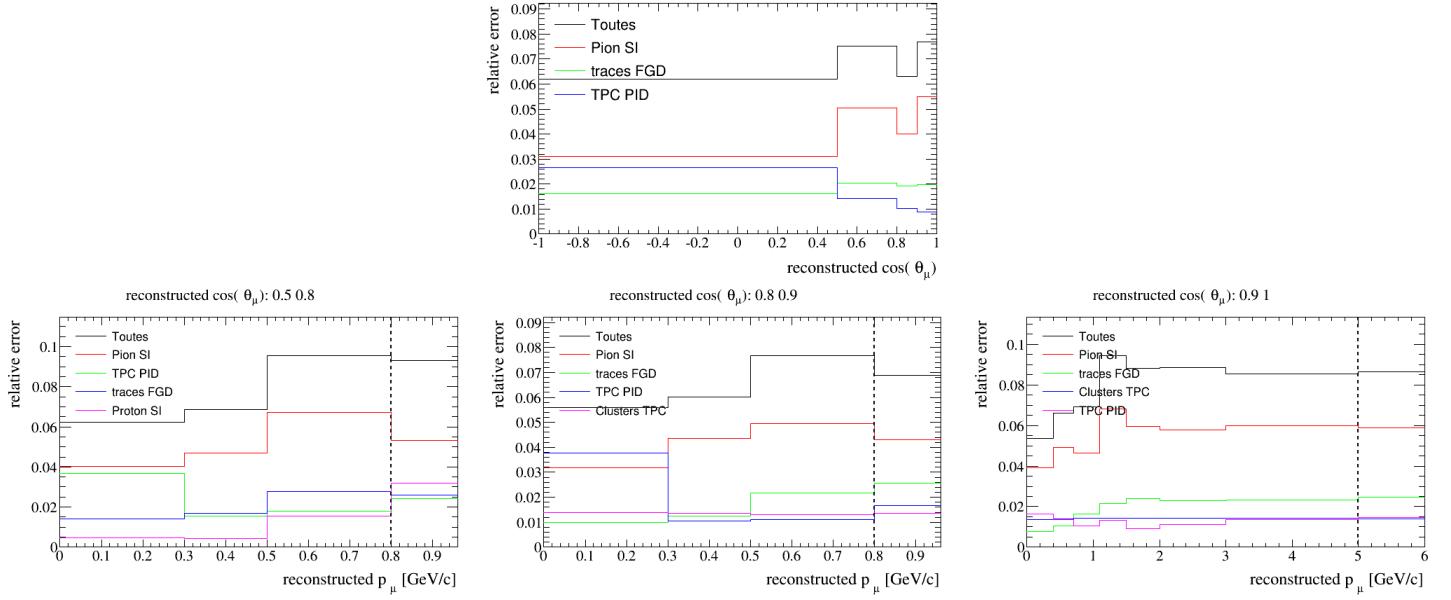


FIGURE 5.50: Erreurs systématiques relatives de détecteur pour les événements reconstruits dans la région de contrôle $CC1\pi^+$. L'effet total ainsi que les effets individuels des deux systématiques les plus importantes dans chaque intervalle sont montrés.

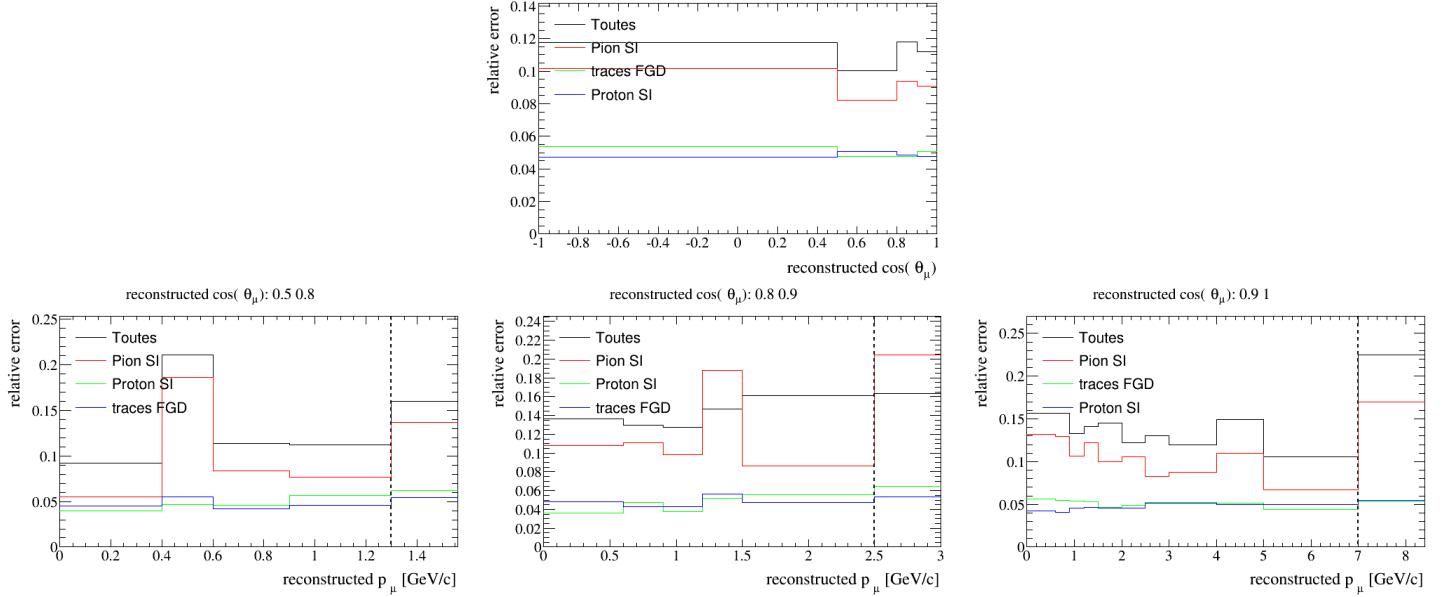


FIGURE 5.51: Erreurs systématiques relatives de détecteur pour les événements reconstruits dans la région de contrôle $CCAutres$. L'effet total ainsi que les effets individuels des deux systématiques les plus importantes dans chaque intervalle sont montrés.

Chapitre 6

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

Sommaire

6.1	Motivations	150
6.2	Stratégie de la mesure	151
6.2.1	Ajustement	154
6.2.2	Échantillon nominal	163
6.2.3	Mesure de la section efficace	164
6.3	Incertitudes	165
6.3.1	Incertitudes statistiques	166
6.3.1.1	Incertitudes statistiques des données	166
6.3.1.2	Incertitudes statistiques de l'échantillon Monte Carlo nominal	169
6.3.2	Incertitudes systématiques de détecteur	172
6.3.3	Incertitudes systématiques théoriques	176
6.3.3.1	Sections efficaces des bruits de fond	177
6.3.3.2	Interactions des états finaux des pions	180
6.3.3.3	Interactions des états finaux des nucléons	186
6.3.3.4	Sections efficaces de signal	189
6.3.4	Incertitudes systématiques sur le flux	192
6.3.5	Incertitude sur le nombre de nucléons cibles	196
6.3.6	Résumé des incertitudes	198
6.4	Validation de l'ajustement	205
6.4.1	Tests de clôture sans systématiques	205
6.4.2	Tests de clôture avec les systématiques	209
6.4.3	Fausses données	212
6.4.3.1	Signal biaisé	212
6.4.3.2	Bruits de fond biaisés	216

6.4.3.3	Monte Carlo GENIE	219
6.5	Résultat de l'ajustement aux données	222
6.5.1	Résultat de l'ajustement au niveau reconstruit	222
6.5.2	Résultat de l'ajustement sur les sections efficaces	227

6.1 Motivations

La mesure de l'interaction quasi élastique des neutrinos par courant chargé est nécessaire pour 3 raisons :

- C'est l'interaction dominante aux énergies de T2K, dont le flux pique à 600 MeV. Les résultats d'oscillations dépendent donc fortement de la connaissance de cette interaction :
 - Pour prédire le nombre d'événements attendus au détecteur lointain
 - Pour reconstruire l'énergie du neutrino incident
- Pour de futures mesures de δ_{cp} et de la hiérarchie de masse, des sensibilités de l'ordre de quelques pour cent sont nécessaires. Les incertitudes de sections efficace d'interaction des neutrinos doivent donc être elles mêmes plus petites que cela.
- Les interactions des neutrinos sur des noyaux sont intéressantes en elles même.

Comme expliqué dans le chapitre 2, l'accord des modèles existants aux résultats expérimentaux, et, ce qui est peut être plus important, l'accord de ces différents résultats expérimentaux entre eux n'est pas établi. Des résultats les plus indépendants que possible des modèles doivent donc être produits par les expérimentateurs, pour pouvoir les comparer aux futurs modèles et résultats expérimentaux.

La définition même de l'interaction que l'on cherche à mesurer peut contenir un certain degré de dépendance aux modèles. Une définition du signal correspondant à ce que l'on observe concrètement dans l'état final permet de palier à cet effet : on mesurera donc dans cette analyse la section efficace d'interaction $CC0\pi$, c'est à dire de courant chargé et produisant un état final ne contenant pas de pions. En effet, il n'existe aucune différence mesurable dans notre détecteur entre une interaction $CCQE$ et une interaction par courant chargé résonante produisant un pion réabsorbé ensuite avant même de s'être échappé du noyau.

Les efficacités des sélections des expériences pouvant dépendre de la reconstruction ou non d'un proton dans l'état final, il est intéressant, pour faciliter les comparaisons et par intérêt intrinsèque, de mesurer la section efficace d'interaction $CC0\pi$ en fonction du (vrai) nombre de protons présents dans l'état final et de leur cinématique.

Cette analyse vise donc à mesurer les sections efficaces d'interaction des neutrinos par courant chargé sans production de pion dans l'état final, et ce en fonction de toutes les variables de l'état final, c'est à dire non seulement la cinématique du muon mais aussi la multiplicité et la cinématique des protons.

6.2 Stratégie de la mesure

Pour mesurer la section efficace d'interaction $CC0\pi$ des ν_μ , deux stratégies sont possibles :

- Ajuster les paramètres d'un modèle préalablement choisi, en faisant varier entre autres M_A^{QE} et p_f pour faire correspondre les prédictions aux données.
- Mesurer directement la section efficace, et ce pour plusieurs régions de l'espace des phases de l'état final afin d'obtenir une mesure de la section efficace différentielle.

La première stratégie :

- Nécessite uniquement d'ajuster les paramètres du modèle choisi.
- Donne des informations sur des paramètres théoriques sous-jacents, et permet donc d'extrapoler les résultats à des régions non mesurées de l'espace des phases.

La seconde stratégie :

- Nécessite d'ajuster autant de paramètres que de régions de l'espace des phases dont on veut mesurer la section efficace.
- Ne donne pas d'information sur des paramètres théoriques sous-jacents, et ne permet donc pas d'extrapoler (ou permet de ne pas extrapoler) les résultats à des régions non mesurées de l'espace des phases.
- Permet de ne pas avoir à choisir parmi les modèles existants.
- Permet de comparer plus facilement les résultats de différentes expériences.
- Permet de comparer d'éventuels futurs modèles aux données de ND280.

Dans le but d'obtenir une mesure la plus indépendante du modèle que possible, la seconde stratégie a été choisie pour cette analyse. La section efficace d'interaction $CC0\pi$ est mesurée en fonction des particules présentes dans l'état final et de leur cinématique :

- $CC0\pi-0p$: Aucun proton plus rapide que 500 MeV/c n'est produit. L'espace des phases est ensuite segmenté en fonction de la cinématique du muon :
 - Le cosinus de son angle, $\cos(\theta_\mu)$
 - Son impulsion, p_μ
- $CC0\pi-1p$: Un seul proton plus rapide que 500 MeV/c est produit. L'espace des phases est ensuite segmenté en fonction :
 - De l'angle du muon, $\cos(\theta_\mu)$
 - De l'angle du proton, $\cos(\theta_p)$
 - De l'impulsion du proton, p_p , uniquement lorsque la statistique est suffisante. L'espace des phases n'est pas segmenté plus profondément en fonction de l'impulsion du muon en raison de la faible statistique restante dans chaque intervalle.
- $CC0\pi-np$: Au moins deux protons plus rapides que 500 MeV/c sont produits. En raison de la faible statistique dans l'échantillon reconstruit correspondant, l'espace des phases n'est pas segmenté plus profondément pour cette réaction.

Les tableaux 6.1 et 6.2 montrent la segmentation utilisée pour la mesure de section efficace, respectivement pour les réactions $CC0\pi-0p$ et $CC0\pi-1p$. Pour la réaction $CC0\pi-np$, un seul intervalle intégral est présent.

$\cos\theta_\mu$	p_μ (GeV)
-1, -0.3	
-0.3, 0.3	0, 0.3, 0.4, 30
0.3, 0.6	0, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 30
0.6, 0.7	0, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 30
0.7, 0.8	0, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 30
0.8, 0.85	0, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 30
0.85, 0.9	0, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 1.0, 30
0.9, 0.94	0, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 1.25, 30
0.94, 0.98	0, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 1.0, 1.25, 1.5, 2.0, 30
0.98, 1.0	0, 0.5, 0.65, 0.8, 1.25, 2.0, 3.0, 5.0, 30.0

TABLE 6.1: Segmentation utilisée pour la mesure de section efficace d'interaction $CC0\pi-0p$. La même segmentation est utilisée pour les variables vraies des événements $CC0\pi$ et pour les variables reconstruites dans la région de signal.

$\cos \theta_\mu$	$\cos \theta_p$	p_p (GeV)
-1, -0.3	-1.0, 0.87, 0.94, 0.97, 1.0	(0.0) 0.5 ,0.68, 0.78, 0.9, 30.0
	-1.0, 0.75	
	0.75, 0.85	
	0.85, 0.94	
	0.94, 1.0	
	-1.0, 0.3	
	0.3, 0.5	
	0.5, 0.8	
	0.8, 1.0	
	-1.0, 0.0	
0.3, 0.8	0.0, 0.3	(0.0) 0.5 , 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 30.0
	0.3, 0.8	
	0.5, 0.8	
	0.8, 1.0	
0.8, 1.0	-1.0, 0.0	(0.0) 0.5 , 0.6, 0.7, 0.8, 1.0, 30.0
	0.0, 0.3	
	0.3, 0.8	
	0.8, 1.0	

TABLE 6.2: Segmentation utilisée pour la mesure de section efficace d’interaction $CC0\pi-1p$. La même segmentation est utilisée pour les variables vraies des événements $CC0\pi$ et pour les variables reconstruites dans la région de signal, excepté pour la segmentation en impulsions du proton qui commence à 500 MeV pour les variables vraies et à 0 MeV pour les variables reconstruites.

La figure 6.1 montre la distribution des vrais événements $CC0\pi$ sélectionnés dans l’échantillon Monte Carlo nominal en utilisant cette segmentation. Comme expliqué précédemment, étendre la mesure de section efficace en la réalisant en fonction de la multiplicité et de la cinématique des protons présente un intérêt en soit mais vise aussi à rendre les résultats de T2K plus facilement comparables à ceux d’autres expériences dont les mesures de section efficace dépendent de la reconstruction ou non d’un proton.

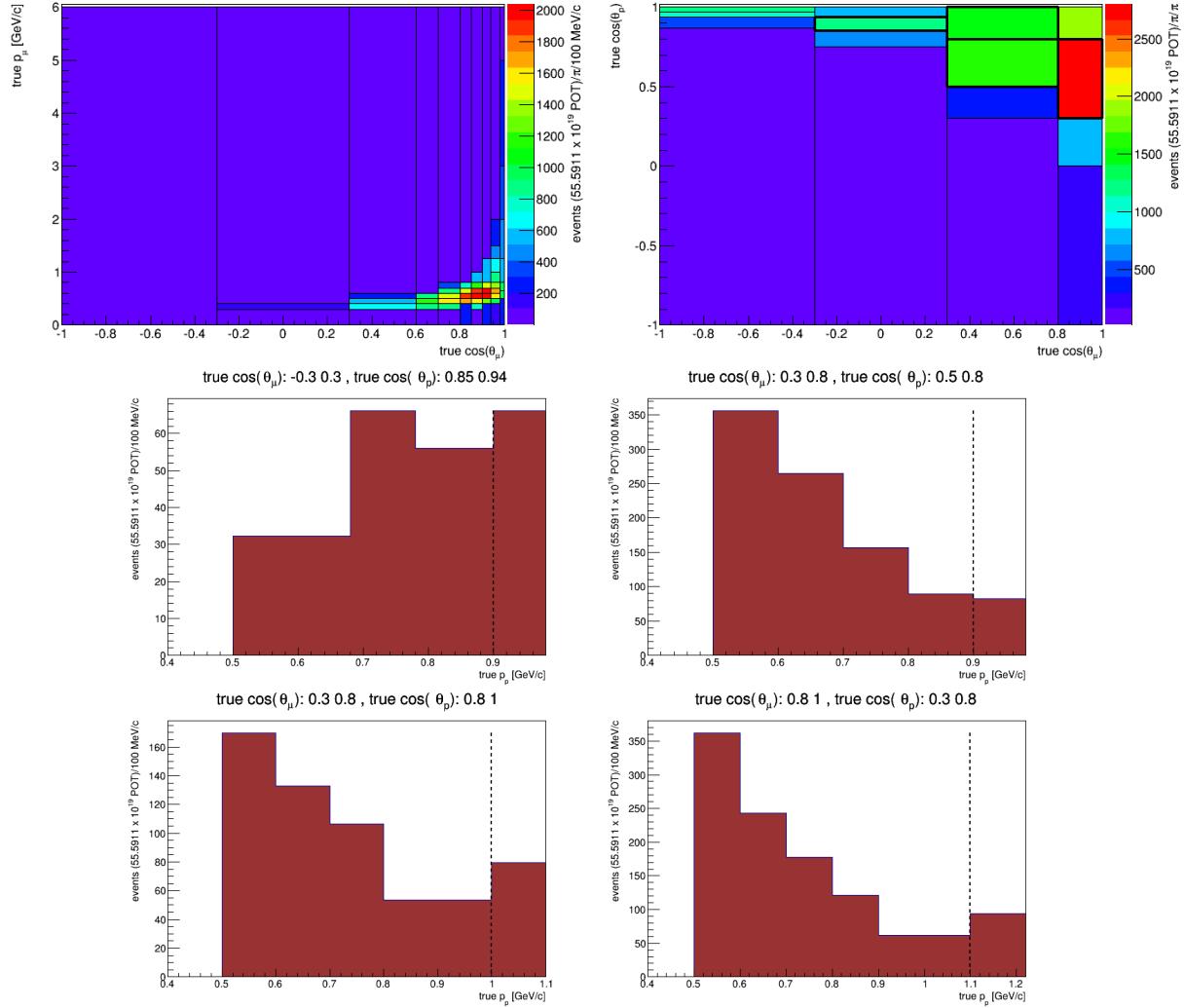


FIGURE 6.1: Distribution des vrais événements $CC0\pi$ sélectionnés dans l'échantillon Monte Carlo nominal. En haut à droite : événements $CC0\pi-0p$ repartis selon les vrais angle et impulsion du muon. En haut à gauche : événements $CC0\pi-1p$ repartis selon le vrai angle du muon et du proton. Les 4 des intervalles $CC0\pi-1p$ entourés en gras possèdent suffisamment de statistique pour permettre une segmentation supplémentaire en fonction de l'impulsion vraie du proton. Au milieu et en bas : événements $CC0\pi-1p$ de ces 4 intervalles repartis en fonction de la vraie impulsion du proton. Sur les 6 histogrammes l'impulsion va jusqu'à 30 GeV mais le dernier intervalle est tronqué pour permettre une meilleure visualisation. Sur les 4 histogrammes du bas, le dernier intervalle en vraie impulsion du proton n'est pas normalisé par la largeur de l'intervalle.

6.2.1 Ajustement

Soit $N_i^{CC0\pi}$ le nombre d'événements $CC0\pi$ du Monte Carlo nominal sélectionnés dans chaque intervalle i de l'espace des phases, segmenté comme expliqué précédemment en fonction des vrais paramètres de l'état final suivants : $\cos\theta_\mu^{vrai}$, p_μ^{vrai} , $n_{protons}^{vrai}$, $\cos\theta_p^{vrai}$, et p_p^{vrai} .

Soit N_j^{pred} (N_j^{obs}) le nombre d'événements sélectionnés dans le Monte Carlo nominal (dans les données) dans chaque intervalle j de la segmentation de reconstruction, fonction des variables reconstruites suivantes : $\cos\theta_\mu^{rec}$, p_μ^{rec} , $n_{protons}^{rec}$, $\cos\theta_p^{rec}$, et p_p^{rec} .

Le principe de l'ajustement est d'extraire les corrections données/Monte Carlo c_i à appliquer à $N_i^{CC0\pi}$ pour faire correspondre les prédictions obtenues par simulation, N_j^{pred} , aux données, N_j^{obs} .

Par simplicité et pour avoir une correspondance directe avec ce que l'on mesure dans le détecteur, la segmentation utilisée pour les variables reconstruites de la région de signal est la même que celle utilisée pour les vrais paramètres de l'état final, au détail près qu'un intervalle en impulsion reconstruite du proton allant de 0 MeV à 500 MeV est ajouté à la segmentation.

La segmentation utilisée pour les variables reconstruites des deux régions de contrôle est faite en fonction de la cinématique reconstruite du muon, $\cos\theta_\mu^{rec}$, p_μ^{rec} . Les tableaux 6.3 et 6.4 montrent la segmentation utilisée respectivement pour la région de contrôle $CC1\pi^+$ et la région de contrôle $CCAutres$.

$\cos\theta_\mu$	p_μ (GeV)
-1, 0.5	
0.5, 0.8	0, 0.3, 0.5, 0.8, 30
0.8, 0.9	0, 0.3, 0.5, 0.8, 30
0.9, 1.0	0, 0.4, 0.7, 1.1, 1.5, 2.0, 3.0, 5.0, 30

TABLE 6.3: Segmentation utilisée pour la région de contrôle $CC1\pi^+$.

$\cos\theta_\mu$	p_μ (GeV)
-1, 0.5	
0.5, 0.8	0, 0.4, 0.6, 0.9, 1.3, 30
0.8, 0.9	0, 0.6, 0.9, 1.2, 1.5, 2.5, 30
0.9, 1.0	0, 0.6, 0.9, 1.2, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 4.0, 5.0, 7.0, 30

TABLE 6.4: Segmentation utilisée pour la région de contrôle $CCAutres$.

Les figures 6.2 à 6.6 montrent la distribution des événements en utilisant la segmentation de reconstruction.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

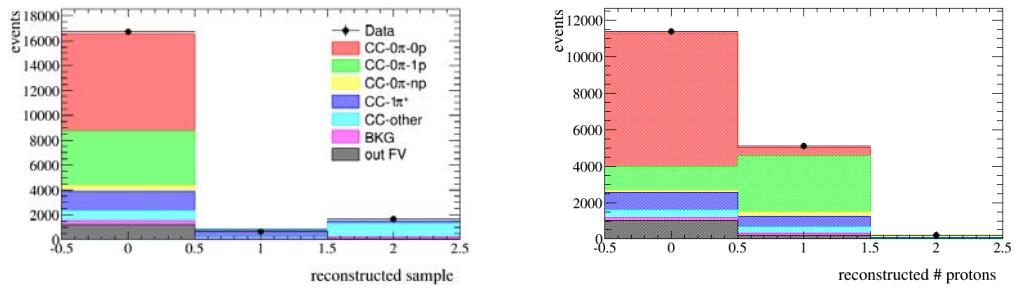


FIGURE 6.2: Distribution des événements reconstruits. Les derniers intervalles en impulsions vont jusqu'à 30 GeV mais sont tronqués sur les figures des distributions, et leur contenu n'est pas normalisé par leur largeur.

6.2 Stratégie de la mesure

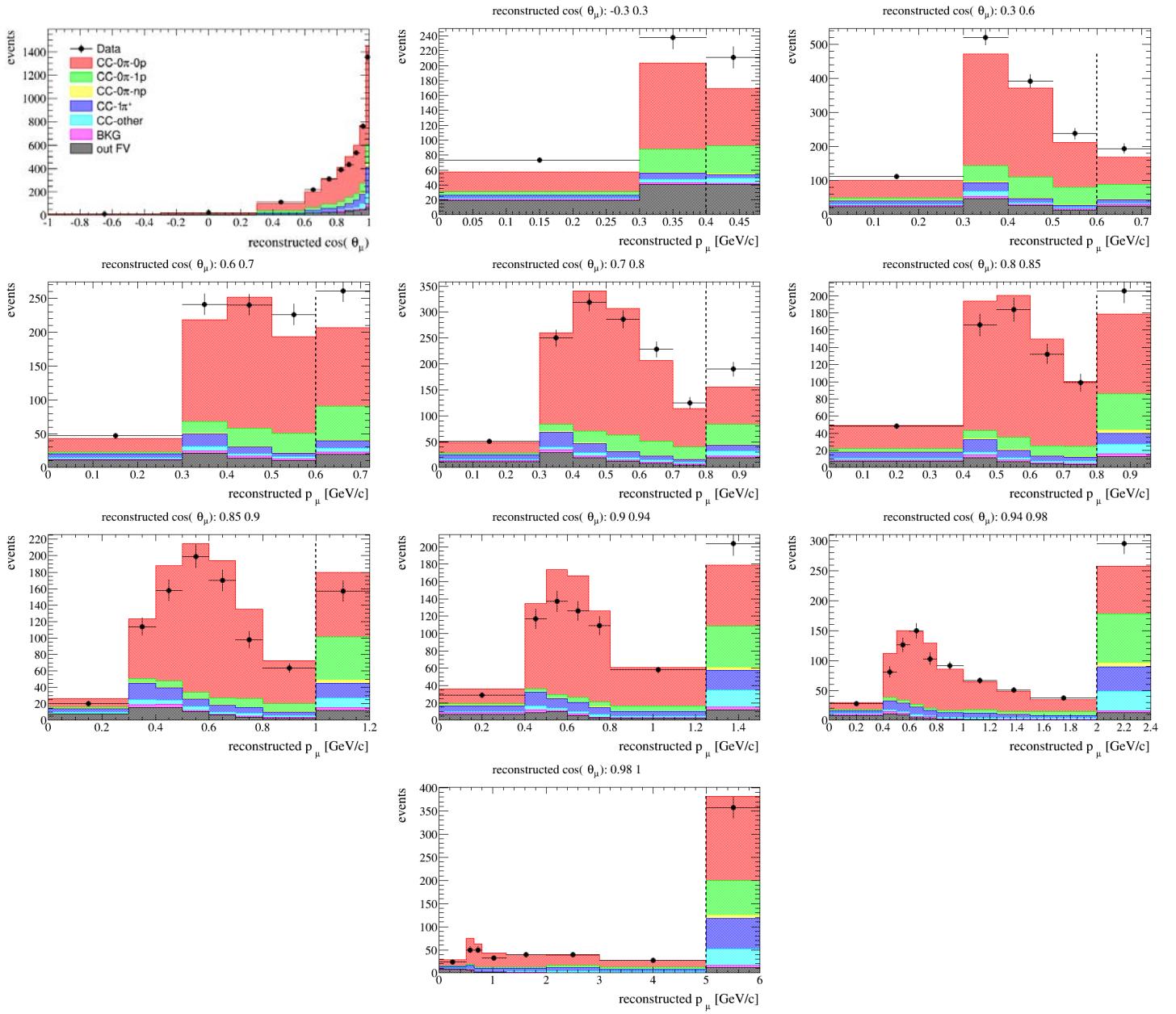


FIGURE 6.3: Distribution des événements reconstruits dans la région de signal $CC0\pi-0p$. Les derniers intervalles en impulsions vont jusqu'à 30 GeV mais sont tronqués sur les figures des distributions, et leur contenu n'est pas normalisé par leur largeur.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

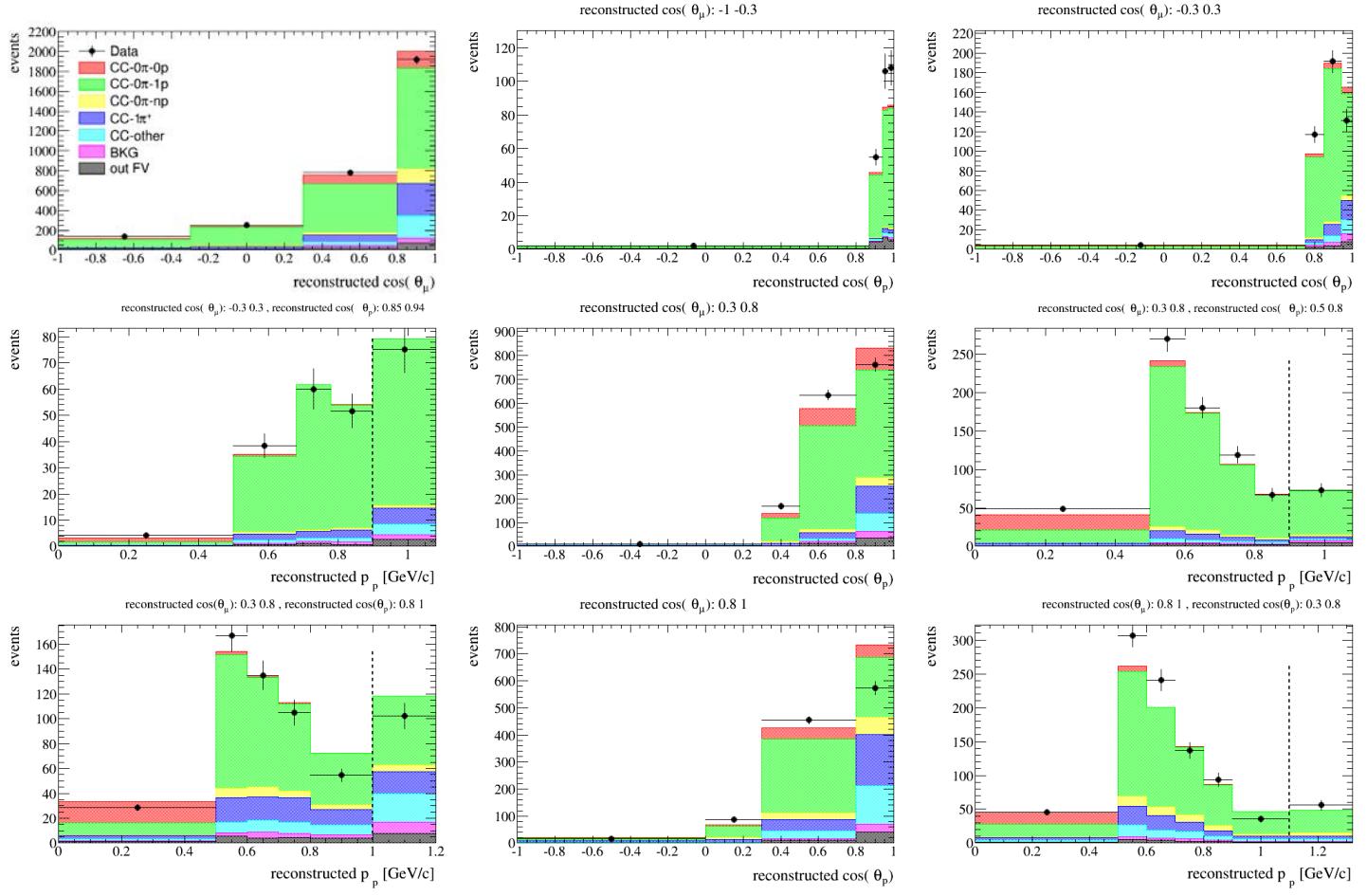


FIGURE 6.4: Distribution des événements reconstruits dans la région de signal $CC0\pi-1p$. Les derniers intervalles en impulsions vont jusqu'à 30 GeV mais sont tronqués sur les figures des distributions, et leur contenu n'est pas normalisé par leur largeur.

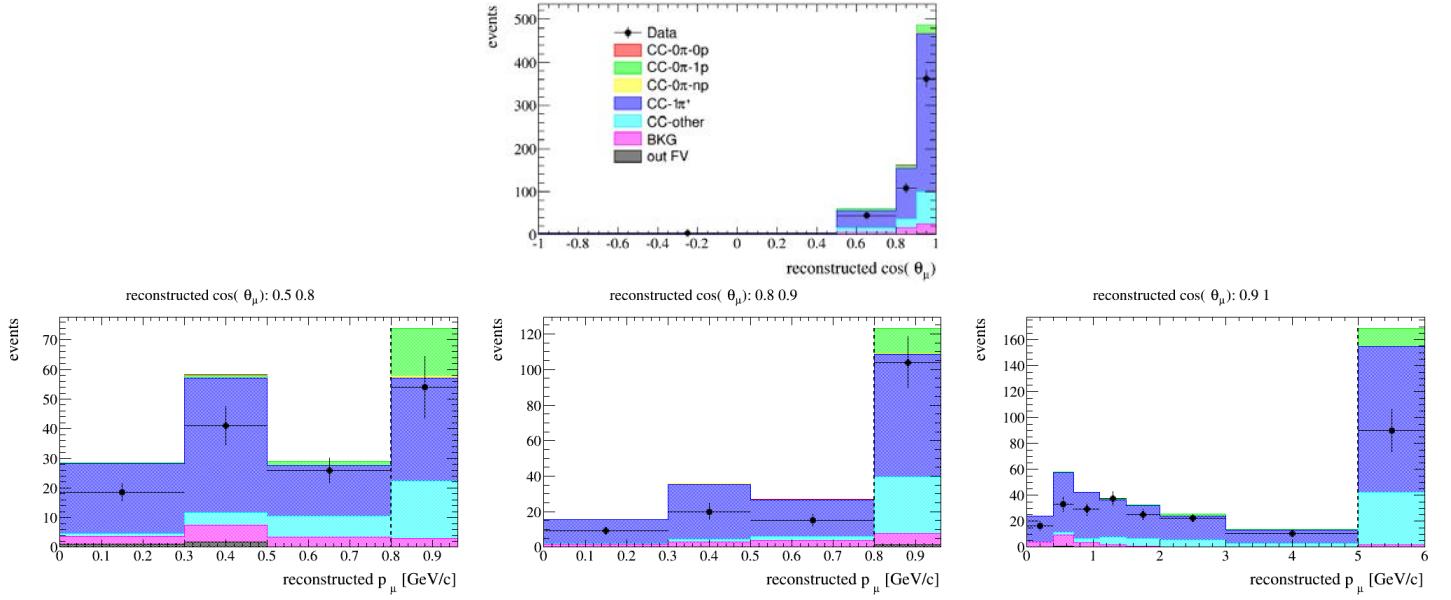


FIGURE 6.5: Distribution des événements reconstruits dans la région de contrôle $CC1\pi^+$. Les derniers intervalles en impulsions vont jusqu'à 30 GeV mais sont tronqués sur les figures des distributions, et leur contenu n'est pas normalisé par leur largeur.

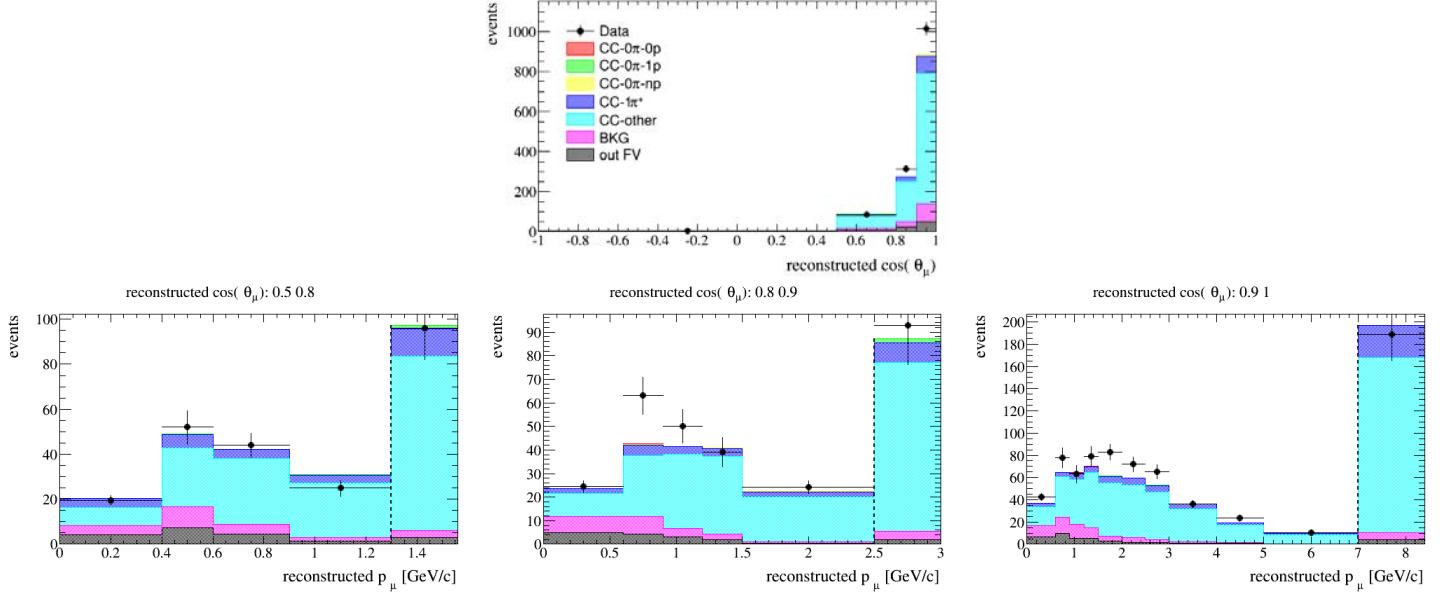


FIGURE 6.6: Distribution des événements reconstruits dans la région de contrôle $CCAutres$. Les derniers intervalles en impulsions vont jusqu'à 30 GeV mais sont tronqués sur les figures des distributions, et leur contenu n'est pas normalisé par leur largeur.

Lors de l'ajustement (de la génération des expériences simulées), on fait varier les c_i ainsi que certains (tous les) paramètres systématiques et on calcule N_j^{pred} (N_j^{toy}) :

$$N_j^{pred}(\vec{c}, \vec{f}, \vec{x}, \vec{d}) = d_j \times \left(\sum_i \sum_k^{vraies \ flux} f_k \times t_{jik}^{CC0\pi} \times c_i \times N_{ik}^{CC0\pi} \times \prod_l^{théo} w_l(x_l)_{jik}^{CC0\pi} \right. \\ \left. + \sum_{b \neq CC0\pi}^{réaction} \sum_i^{vraies \ flux} \sum_k f_k \times t_{jik}^b \times N_{ik}^b \times \prod_l^{théo} w_l(x_l)_{jik}^b \right) \quad (6.1)$$

Somme des événements $CC0\pi$, auxquels on applique les corrections données/Monte Carlo c_i , et des événements de bruit de fond, provenant d'autres types de réactions et dont les distributions dépendent uniquement des paramètres théoriques de sections efficaces, avec :

- $t_{jik}^b = \frac{N_{jik}^b}{N_{ik}^b}$: la fraction des événements de l'échantillon Monte Carlo nominal de réaction b de l'intervalle $i \otimes k$ appartenant à l'intervalle j . La matrice de transfert $t_{ji}^{CC0\pi}$ (non segmentée selon E_ν et uniquement pour la région de signal) est montrée en figure 6.7.
- c_i : la correction données/Monte Carlo pour l'intervalle i de la segmentation de l'espace des phases de l'état final, $i = 0..136$. Ces paramètres sont laissés complètement libres et donc non contraints par une distribution a priori lors de l'ajustement.
- d_j : le paramètre systématique de détecteur du $j^{\text{ème}}$ intervalle reconstruit, $j = 0..92$. Ces paramètres sont contraints par notre connaissance a priori des différences entre le détecteur réel et sa simulation.
- f_k : le $k^{\text{ème}}$ paramètre systématique de flux. Chaque paramètre de flux correspondant à un intervalle en énergie vraie de neutrino incident, E_ν^{vrai} . Ces paramètres sont contraints par notre connaissance a priori des différences entre le faisceau réel et sa simulation (voir section 3.2.1.2). Le même modèle de flux que celui utilisé pour l'analyse d'oscillation (voir figure 3.16) est utilisé ici.
- $w_l(x_l)_{jik}^b$: le poids des événements de réaction b appartenant à l'intervalle $j \otimes i \otimes k$ en fonction de la valeur x_l du $l^{\text{ème}}$ paramètre théorique de section efficace, $b \in \{CC0\pi, CC1\pi^+, CCAutres, Backg, OOFV\}$. Ces fonctions de transfert sont calculées en faisant varier les paramètres théoriques du générateur puis en recalculant le poids de chaque événement avec ces nouvelles valeurs, comme expliqué en section 6.3.3. Le même modèle de sections efficaces que celui utilisé pour l'analyse d'oscillation (voir figure 3.16) est utilisé ici, en y ajoutant des paramètres d'interaction dans l'état final des nucléons, comme expliqué dans la section 6.3.3.3.

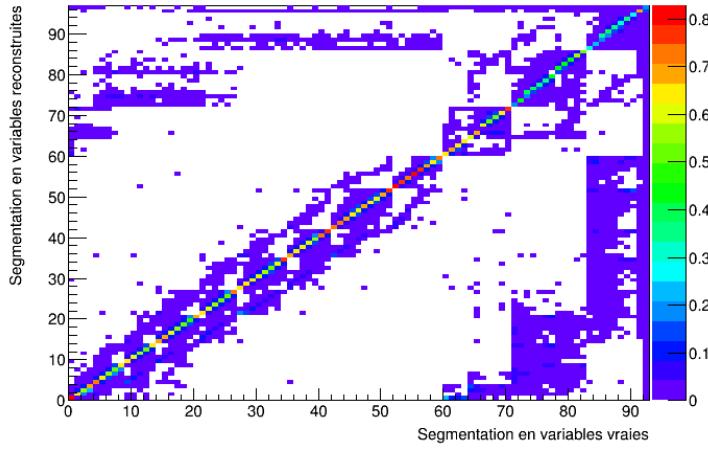


FIGURE 6.7: Matrice de transfert $t_{ji}^{CC0\pi}$ de la distribution en variables vraies vers la distribution en variables reconstruites des événements de l'échantillon Monte Carlo nominal de réaction $CC0\pi$.

On peut remarquer sur l'équation 6.1 que même si la stratégie choisie dans cette analyse pour réaliser la mesure de section efficace $CC0\pi$ n'implique pas de mesurer les paramètres d'un modèle théorique, ceux-ci ont une influence sur le nombre d'événements $CC0\pi$ sélectionnés, à travers $w_l(x_l)_{jik}^{CC0\pi}$. En effet, le nombre d'événements sélectionnés dans un intervalle d'espace des phases dépend de l'efficacité de reconstruction, qui peut varier à l'intérieur de cet intervalle : changer la forme du signal à l'intérieur même d'un intervalle change donc le nombre d'événements sélectionnés dans cet intervalle. Comme expliqué dans la section 6.3.3.4, cet effet systématique est pris en compte en faisant varier les paramètres théoriques (dont M_A^{QE}) et en ne gardant que l'effet dû à la forme du signal sur l'efficacité dans les fonctions de transfert $w_l(x_l)_{jik}^{CC0\pi}$. Les paramètres correspondant ne sont pas ajustés mais uniquement utilisés lors de la génération d'expériences simulées pour évaluer l'incertitude systématique due à cet effet de la forme du signal sur l'efficacité de reconstruction dans chaque intervalle.

Une partie des N_j événements de chaque intervalle de la segmentation de reconstruction est constituée d'événements de bruit de fond, ce qui engendre une incertitude systématique liée à celle des paramètres théoriques correspondant. Comme montré dans la section 6.3.3, ces incertitudes sont réduites en incluant ces paramètres dans l'ajustement et en utilisant les régions de contrôle, riches en événements de bruit de fond.

Comme décrit section 6.3.4, ajuster les paramètres de flux permet de les contraindre fortement grâce à la présence des régions de contrôle, mais la distribution des événements dans ces régions est totalement dépendante des modèles de section efficace utilisés. Par conséquent et même si l'incertitude systématique engendrée est une des plus élevées, ceux-ci ne sont pas ajustés lors de la mesure de section efficace mais uniquement inclus dans l'évaluation des incertitudes systématiques.

En résumé et afin de limiter la dépendance de la mesure aux modèles, l'effet systématique de tous les paramètres décrits précédemment est pris en compte, mais seuls les paramètres de détecteur et ceux des modèles théoriques de bruit de fond sont ajustés. Les effets de second ordre de dépendance aux modèles restant proviennent :

- De l'effet de la forme du signal dans les intervalles où l'efficacité n'est pas plate, évalué en utilisant les paramètres du modèle théorique de section efficace du signal.
- De la contamination de la région de signal en événements de bruit de fond, et donc des modèles de section efficace (et d'interaction dans l'état final) utilisés pour calculer les incertitudes systématiques liées.

L'ajustement est réalisé en ajustant les paramètres \vec{c} , \vec{f} , \vec{x} , et \vec{d} pour maximiser la vraisemblance :

$$\mathcal{L}(\vec{c}, \vec{f}, \vec{x}, \vec{d}) = \mathcal{L}_{stat}(\vec{c}, \vec{f}, \vec{x}, \vec{d}) \times \mathcal{L}_{syst}(\vec{f}, \vec{x}, \vec{d})$$

avec \mathcal{L}_{stat} , produit des vraisemblances de Poisson dans chaque intervalle de la segmentation de reconstruction :

$$\mathcal{L}_{stat}(\vec{c}, \vec{f}, \vec{x}, \vec{d}) = \prod_j \frac{(N_j^{pred})^{N_j^{obs}} \times e^{-N_j^{pred}}}{N_j^{obs}!}$$

et \mathcal{L}_{syst} , produit des vraisemblances des paramètres de flux, théoriques, et de détecteur, en modélisant les probabilités de distribution a priori par des distributions gaussiennes multivariées :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{syst}(\vec{f}, \vec{x}, \vec{d}) &= \frac{1}{(2\pi)^{\frac{rang(\vec{f})}{2}} |V_{flux}|^{\frac{1}{2}}} e^{-\frac{1}{2} \Delta \vec{f}^t V_{flux}^{-1} \Delta \vec{f}} \\ &\times \frac{1}{(2\pi)^{\frac{rang(\vec{x})}{2}} |V_{théo}|^{\frac{1}{2}}} e^{-\frac{1}{2} \Delta \vec{x}^t V_{théo}^{-1} \Delta \vec{x}} \\ &\times \frac{1}{(2\pi)^{\frac{rang(\vec{d})}{2}} |V_{det}|^{\frac{1}{2}}} e^{-\frac{1}{2} \Delta \vec{d}^t V_{det}^{-1} \Delta \vec{d}} \end{aligned}$$

avec $\Delta \vec{f} = \vec{f} - \mathbb{E}[\vec{f}]$, $\Delta \vec{x} = \vec{x} - \mathbb{E}[\vec{x}]$, $\Delta \vec{d} = \vec{d} - \mathbb{E}[\vec{d}]$, les différences entre les paramètres systématiques et leurs valeurs moyennes a priori, et V_{flux} , $V_{théo}$, V_{det} , les matrices de covariances respectives de ces paramètres. Pour maximiser \mathcal{L} , on minimise $\chi^2 = -2 \ln(\mathcal{L})$:

$$\begin{aligned} \chi^2 &= \chi_{stat}^2 + \chi_{syst}^2 \\ \chi_{stat}^2 &= 2 \sum_j^{reco} (N_j^{pred} - N_j^{obs} + N_j^{obs} \ln \frac{N_j^{obs}}{N_j^{pred}}) \\ \chi_{syst}^2 &= \Delta \vec{f}^t V_{flux}^{-1} \Delta \vec{f} + \Delta \vec{x}^t V_{théo}^{-1} \Delta \vec{x} + \Delta \vec{d}^t V_{det}^{-1} \Delta \vec{d} \end{aligned} \quad (6.2)$$

en utilisant l'approximation de Stirling pour calculer χ_{stat}^2 .

La minimisation est en pratique réalisée en utilisant Minuit avec la stratégie MIGRAD, décrite dans [89]. Pour le choix de la segmentation qui s'est fait en fonction des erreurs statistiques et a nécessité plusieurs itérations, une version plus rapide n'incluant pas les paramètres de nuisances et résolvant l'équation normale a été utilisée.

Le choix d'utiliser Minuit et MIGRAD provient du fait :

- Qu'il n'y a pas de solution exacte au problème des moindres carrés avec des erreurs poissonniennes.
- Que la non linéarité de $w_l(x_l)_{jik}^b$ oblige à utiliser des algorithmes de type Gauss-Newton, équivalents en complexité à la variante de l'algorithme de Davidon-Letcher-Powell utilisé par MIGRAD.
- Que Minuit est robuste, bien testé, et facilement invocable dans ROOT.

6.2.2 Échantillon nominal

L'échantillon Monte Carlo nominal utilisé a été généré en utilisant le générateur d'événements neutrinos NEUT [90]. Des événements allant de quelques MeV à plusieurs centaines de TeV sont générés.

Pour générer des interactions $CCQE$ sur les noyaux, NEUT utilise un modèle RFG + RPA + MEC, et exige une impulsion minimale pour le nucléon éjecté (217 MeV sur le carbone) pour simuler le blocage dû au principe d'exclusion de Pauli. Les effets multinucléons proviennent de Nieves et de ses collaborateurs [64]. Un paramètre de normalisation de l'interaction multinucléons prédite par ce modèle théorique permet de modifier l'intensité de l'effet, et possède une valeur nominale de 100%. Ni la cinématique des nucléons impactés après interaction ni leur état avant interaction ne sont rédits par ce modèle (ni par les autres modèles existant comme celui de Martini). NEUT utilise donc son propre modèle relativement simplifié, en supposant que les nucléons sont, avant l'interaction, dans des états entièrement décorrélés et similaires à ceux des interactions $CCQE$, et que l'impulsion est partagée équitablement entre les nucléons.

Les interactions résonantes utilisent le modèle de Rein et Sehgal déjà cité [55]. La production cohérente de pions est simulée grâce à un modèle lui aussi dû à Rein et Sehgal [91] et utilisant le théorème d'Adler couplé aux mesures existantes de diffusion des pions sur les noyaux atomiques. Les distributions partoniques utilisées pour simuler les interactions inélastiques profondes proviennent de [92]. PYTHIA [93] est utilisé pour simuler l'hadronisation au dessus de 2 GeV. En dessous de ce seuil, NEUT simule lui-même le processus.

Le transport des particules produites dans le milieu nucléaire (FSI) est simulé de manière discrète en propageant chaque particule avec un pas dépendant de son libre parcours moyen. À chaque étape, la particule peut subir une interaction (diffusion élastique ou inélastique, absorption...), dans ce cas les particules produites subissent à leur tour une simulation de transport, sinon, la particule initiale continue sa propagation jusqu'à la prochaine étape. La simulation s'arrête quand toutes les particules, primaires ou provenant elles mêmes de réinteractions, se sont échappées ou ont été absorbées dans le noyau. Des données provenant d'expériences de diffusions des pions sur les noyaux [94] sont utilisées pour ajuster les paramètres du modèle de transport.

Les valeurs utilisées pour générer l'échantillon nominal sont montrées dans le tableau 6.5.

Parameters	nominal NEUT values
M_A^{QE}	1.20
$p_F {}^{12}C$	217
$MEC {}^{12}C$	100%
$E_B {}^{12}C$	25
$p_F {}^{16}O$	225
$MEC {}^{16}O$	100%
$E_B {}^{16}O$	27
$CA5^{RES}$	1.01
M_A^{RES}	0.95
$BgRES$	1.3
CC $\frac{\nu_e}{\nu_\mu}$	1.0
CC $\frac{\bar{\nu}_e}{\bar{\nu}_\mu}$	1.0
CC Other Shape	0.0
CC Coh ${}^{12}C$	1.0
CC Coh ${}^{16}O$	1.0
NC Coh	1.0
NC 1γ	1.0
NC Other	1.0
MEC $\bar{\nu}$	100%
Fr_{Low}^{Inel}	0.0
Fr_{High}^{Inel}	0.0
Fr_{PiProd}^{Inel}	0.0
Fr^{Abs}	0.0
Fr_{Low}^{CEx}	0.0
Fr_{High}^{CEx}	0.0

TABLE 6.5: Paramètres théoriques utilisés par NEUT [90]. En haut : paramètres $CCQE$ et MEC ($2p$ - $2h$), au milieu : paramètres des section efficaces des bruits de fond, en bas : paramètres de réinteractions des pions dans l'état final.

6.2.3 Mesure de la section efficace

Pour obtenir la section efficace dans chaque intervalle i de la segmentation de l'espace des phases, il faudrait connaître quelle fraction $\omega(E_\nu)$ des neutrinos d'énergie E_ν engendre un état final contenu dans cet intervalle, c'est à dire utiliser un modèle de section efficace permettant de faire le lien entre l'énergie du neutrino incident et les particules produites ainsi que leur cinématique dans l'état final :

$$\frac{d\sigma^{CC0\pi}}{dv_i} = \frac{c_i \times N_i^{CC0\pi}}{\epsilon_i^{CC0\pi} \times N_{neutrons}^{FV} \times \int_0^\infty \omega(E_\nu) \Phi(E_\nu) dE_\nu} \times \frac{1}{\Delta v_i}$$

Pour ne pas dépendre de $\omega(E_\nu)$, la section efficace mesurée dans cette analyse, que l'on appellera par la suite simplement σ_i , est dite de flux intégré :

$$\sigma_i = \frac{d\sigma_{flux\ int.}^{CC0\pi}}{dv_i} = \frac{c_i \times N_i^{CC0\pi}}{\epsilon_i^{CC0\pi} \times N_{neutrons}^{FV} \times \Phi} \times \frac{1}{\Delta v_i}$$

Avec :

- Δv_i : le volume de l'espace de phase de l'intervalle i , produit des largeurs selon chaque variable, par exemple l'angle solide du proton $\Delta\Omega_p = 2\pi\Delta\cos(\theta_p)$ ou l'impulsion du muon Δp_μ , les intervalles de plus haute dimension ayant par exemple un volume $\Delta v_i = \Delta\Omega_\mu\Delta\Omega_p\Delta p_p$.
- $\epsilon_i^{CC0\pi}$: l'efficacité de reconstruction nominale des événements $CC0\pi$ dans l'intervalle i .
- $N_{neutrons}^{FV}$: le nombre de neutrons dans le volume fiduciel.
- Φ : le flux intégré.

La section efficace de flux intégré mesurée n'est donc pas à proprement parler une section efficace et dépend complètement de l'expérience. L'avantage est que cette mesure est complètement indépendante du modèle : n'importe lequel peut être convolé avec le flux de T2K et comparé à ce résultat. L'incertitude sur le nombre de cibles (ici de neutrons) est calculée et appliquée séparément comme une normalisation globale.

En plus des sections efficaces σ_i dans les intervalles les plus profonds de la segmentation, les résultats seront aussi montrés dans chaque intervalle avant qu'ils ne soient segmentés plus finement, comme par exemple la section efficace en fonction du nombre de protons, ou celle en fonction de l'angle du muon, avant segmentation en fonction d'autres variables comme l'impulsion du muon.

6.3 Incertitudes

Pour évaluer les incertitudes systématiques et statistiques on génère des expériences simulées. Chaque expérience simulée nous donne une distribution d'événements N_j^{toy} , que l'on ajuste de la même manière que N_j^{obs} . L'incertitude sur les sections efficaces σ_i est proportionnelle à celle sur les corrections données/Monte Carlo c_i , et est obtenue en calculant la variance (ou plus rigoureusement son estimateur) des c_i^t obtenus en ajustant chaque expérience simulée t :

$$V_{ii'}^c = \frac{1}{N_{toys} - 1} \sum_{t=1}^{N_{toys}} (c_i^t - \bar{c}_i) \times (c_{i'}^t - \bar{c}_{i'})$$

Avec :

- N_{toys} : le nombre d'expériences simulées.
- $\bar{c}_i = \frac{1}{N_{toys}} \sum_{t=1}^{N_{toys}} c_i^t$: la moyenne empirique de c_i .

6.3.1 Incertitudes statistiques

Deux sources d'incertitudes statistiques sont présentes dans cette analyse :

- L'incertitude statistique sur les nombres reconstruit d'événements N_j^{obs} observés dans les données dans chaque intervalle j .
- L'incertitude statistique dans l'échantillon Monte Carlo nominal, qui entraîne une incertitude sur les prédictions.

6.3.1.1 Incertitudes statistiques des données

Pour évaluer l'effet de l'incertitude statistique, on génère des expériences simulées en faisant varier le nombre total d'événements de l'échantillon Monte Carlo nominal (renormalisé pour correspondre au nombre de POT des données) dans chaque intervalle de la segmentation de reconstruction N_j selon une distribution poissonienne, que l'on ajuste ensuite sans inclure aucun des paramètres de nuisance. 100 expériences simulées sont générées, les figures 6.8 à 6.10 montrent l'erreur relative résultante sur les sections efficaces σ_i (et celles correspondant à chaque intervalle de segmentation moins profonde, comme sur la figure 6.8).

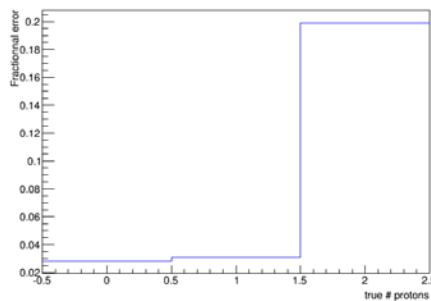


FIGURE 6.8: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi$ dues aux incertitudes statistiques.

6.3 Incertitudes

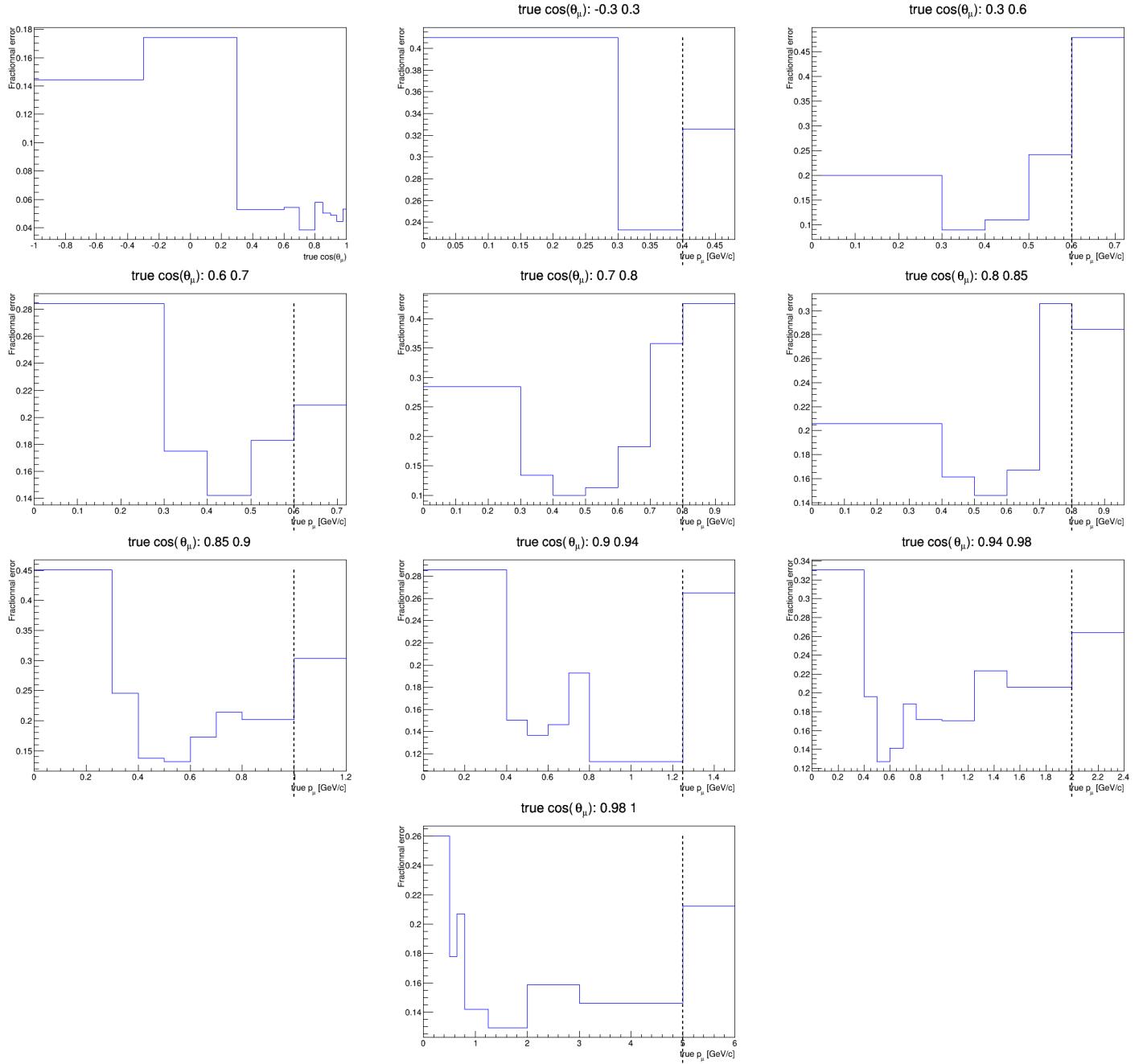


FIGURE 6.9: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi-0p$ dues aux incertitudes statistiques.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

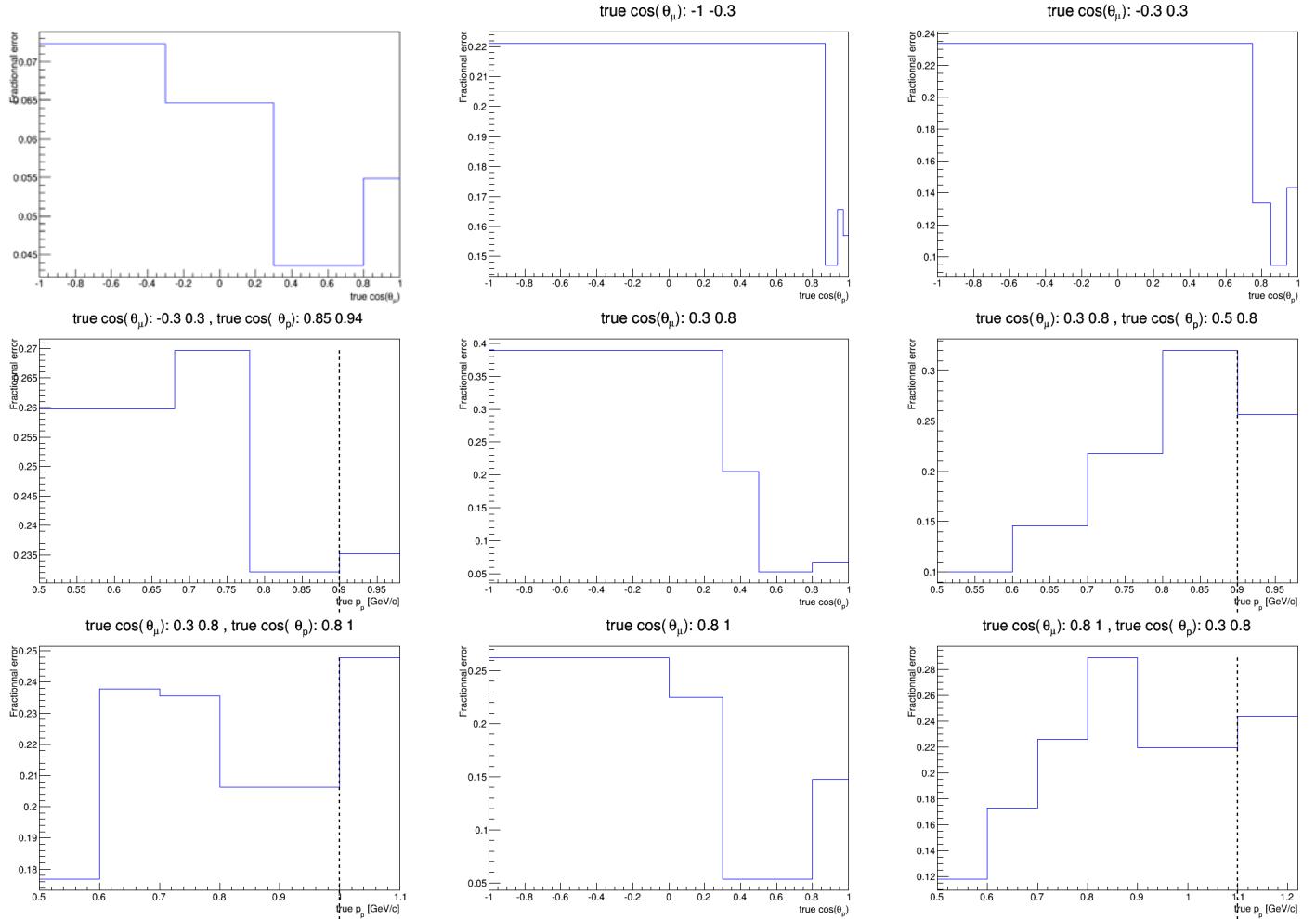


FIGURE 6.10: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi-1p$ dues aux incertitudes statistiques.

L'effet final peut être plus grand que la simple incertitude poissonnienne sur le signal :

- La variation poissonnienne des N_j modifie à la fois le nombre d'événements de signal et celui d'événements de bruit de fond, l'ajustement doit donc varier les c_i de manière à compenser l'effet cumulé.
- La variation étant faite sur les nombres d'événements dans la segmentation de reconstruction, chaque c_i correspondant à chaque intervalle de variables vraies peut inclure des contributions de plusieurs intervalles en variables reconstruites.

6.3.1.2 Incertitudes statistiques de l'échantillon Monte Carlo nominal

Les incertitudes statistiques de l'échantillon Monte Carlo nominal sont prises en compte à travers leur effet sur l'efficacité prédictive $\epsilon_i^{CC0\pi}$ dans chaque intervalle, et montrées sur les figures 6.11 à 6.13.

L'erreur due aux incertitudes statistiques de l'échantillon Monte Carlo nominal est calculée comme suit :

$$\delta\epsilon_i^{CC0\pi} = \frac{\sqrt{\sum_a^{sel} w_a^2 (\sum_b^{sel} w_b)^2 + \sum_b^{sel} w_b^2 (\sum_a^{sel} w_a)^2}}{(\sum_c^{all} w_c)^2} \quad (6.3)$$

Avec :

- $w_{a,b,c}$, le poids de chaque événement Monte Carlo.
- a , l'indice parcourant tous les événements $CC0\pi$ simulés dans l'intervalle i et sélectionnés.
- b , l'indice parcourant tous les événements $CC0\pi$ simulés dans l'intervalle i et non sélectionnés.
- c , l'indice parcourant tous les événements $CC0\pi$ simulés dans l'intervalle i .

Les $\delta\epsilon_i^{CC0\pi}$ sont inférieurs à 2% dans la plupart des intervalles mais peuvent atteindre jusqu'à 6% dans les intervalles de faible statistique, dans lesquels l'incertitude statistique des données est de toute manière bien plus grande.

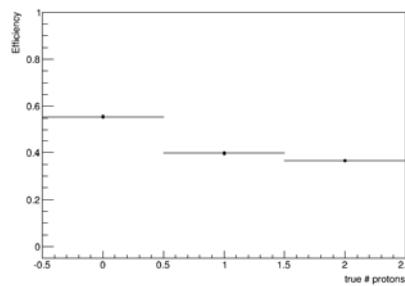


FIGURE 6.11: Efficacité de sélection pour les événements $CC0\pi$ en fonction de leur vrai nombre de proton.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

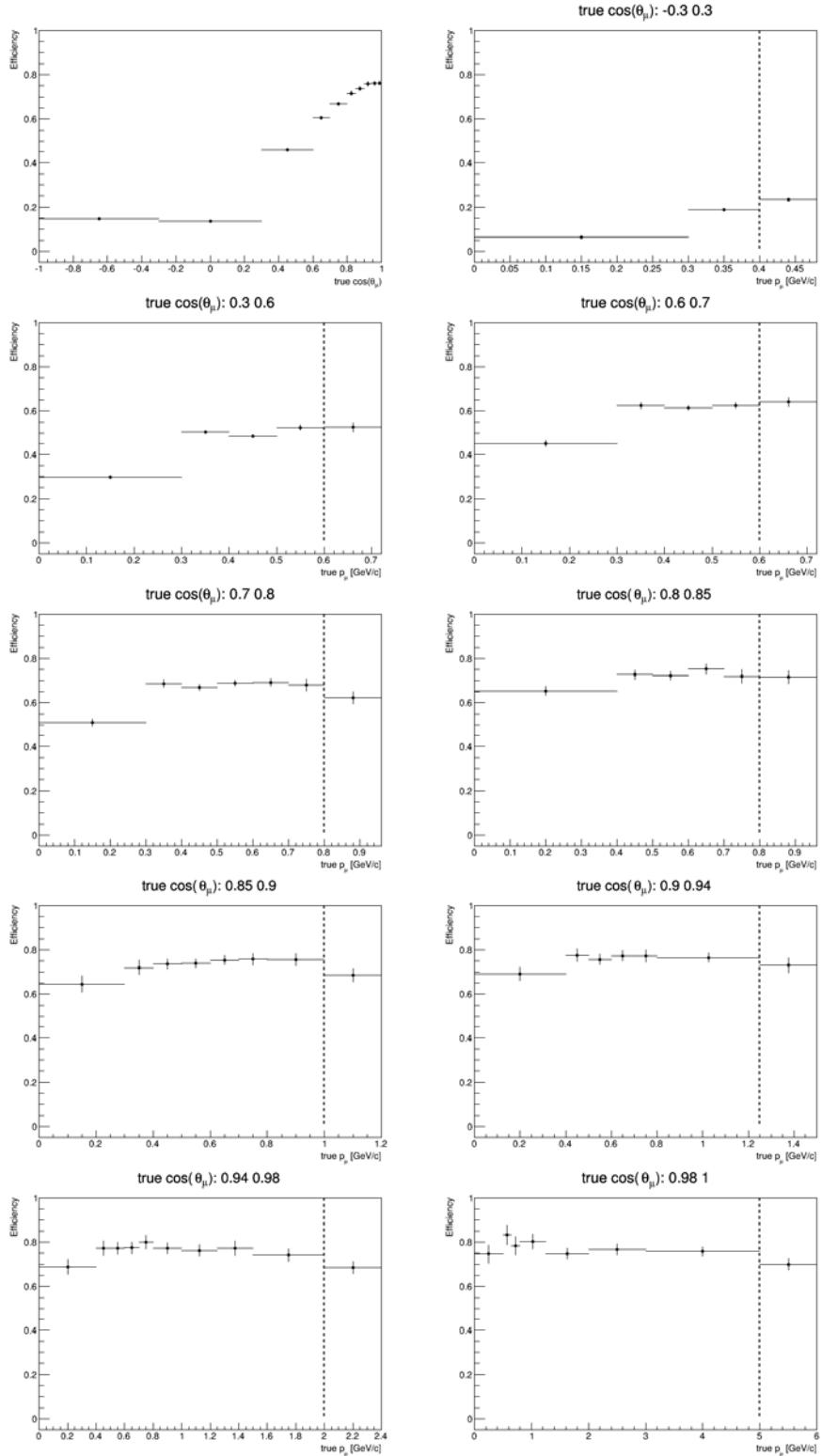
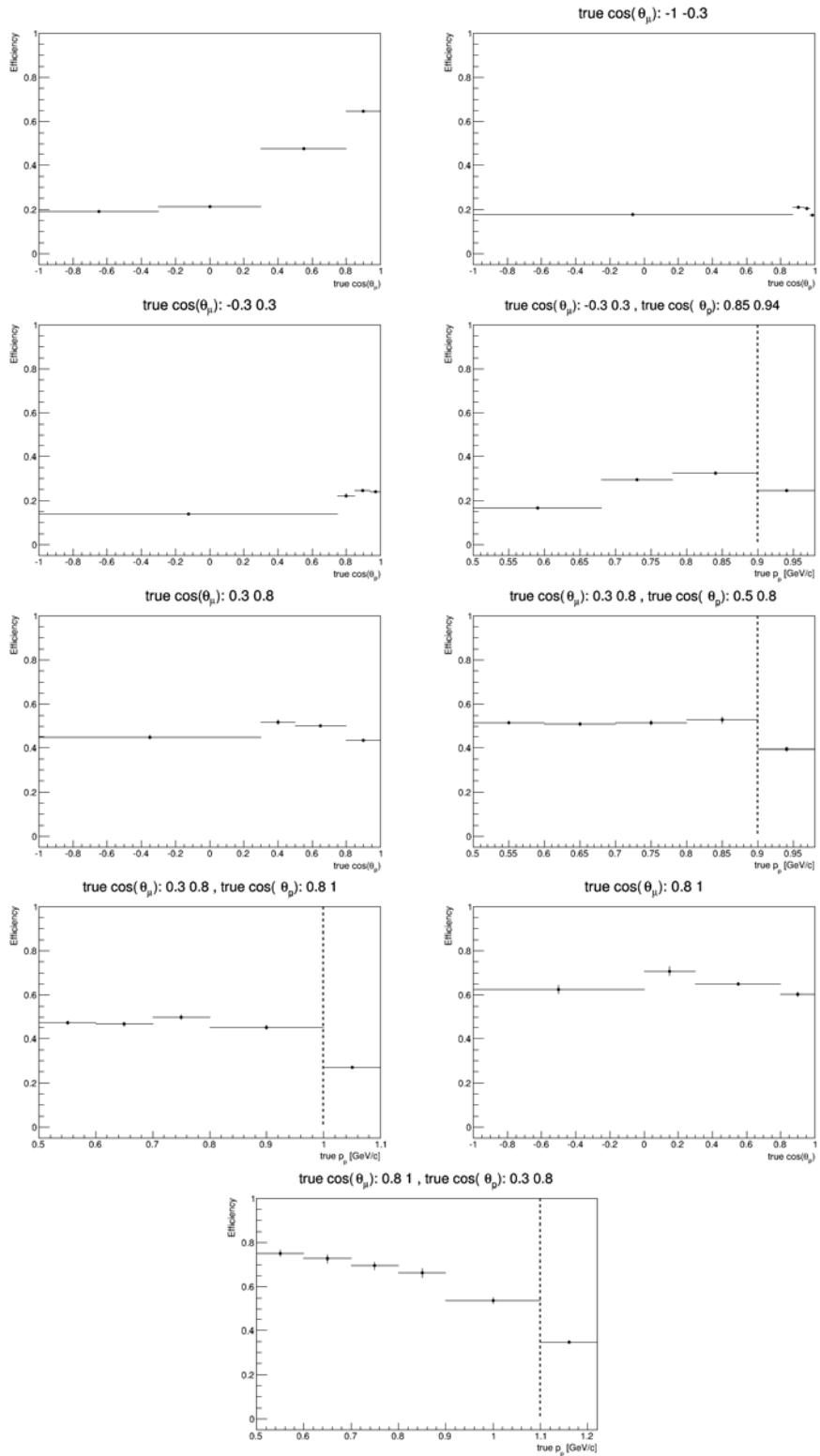


FIGURE 6.12: Efficacité de sélection pour les événements $CC0\pi-0p$.


 FIGURE 6.13: Efficacité de sélection pour les événements $CC0\pi-0p$.

6.3.2 Incertitudes systématiques de détecteur

L'évaluation des systématiques de détecteur est expliquée dans le chapitre précédent. L'incertitude relative sur les N_j (le nombre **total** d'événements dans chaque intervalle en variables reconstruites) est stockée dans une matrice de covariance V^{det} , montrée en figure 6.14 :

$$V_{jj'}^{det} = \frac{1}{N_{toys}^{selection}} \sum_{t=1}^{N_{toys}^{selection}} \left(\frac{N_j^t}{N_j} - 1 \right) \times \left(\frac{N_{j'}^t}{N_{j'}} - 1 \right)$$

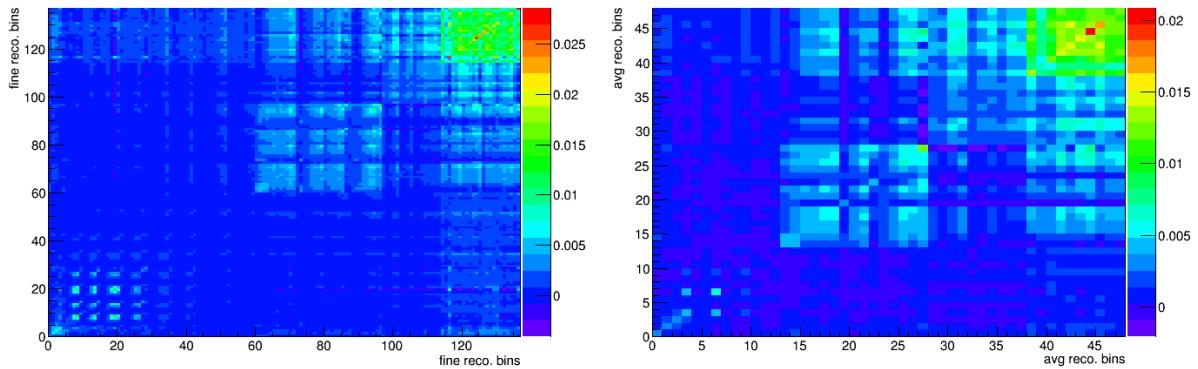


FIGURE 6.14: Matrice de covariance de détecteur. À gauche : segmentation fine, à droite segmentation grossière.

Inclure tous les paramètres de détecteurs dans l'ajustement rajoute autant de paramètres à ajuster qu'il y a d'intervalles en variables reconstruites, ce qui diminue le taux de convergence de l'ajustement. Par conséquent, une segmentation plus grossière, et présentée sur les tableaux 6.6 à 6.9, est utilisée lors de l'ajustement. Pour ne pas sous estimer les erreurs, les expériences simulées sont générées avec la segmentation normale.

$\cos\theta_\mu$	p_μ (GeV)
-1, -0.3	
-0.3, 0.6	0, 0.3, 0.4, 30
0.6, 0.8	0, 0.4, 0.6, 30
0.8, 0.9	0, 0.5, 0.7, 30
0.9, 1.0	0, 0.5, 0.8, 30.0

TABLE 6.6: Segmentation utilisée pour l'ajustement des paramètres de nuisance des systématiques de détecteur dans la région de signal $CC0\pi-0p$.

$\cos\theta_\mu$	$\cos\theta_p$	p_p (GeV)
-1, -0.3	-1.0, 0.94, 1.0	
-0.3, 0.3	-1.0, 0.85 0.85, 0.94 0.94, 1.0	0.0, 0.78, 30.0
0.3, 0.8	-1.0, 0.5 0.5, 1.0	0.0, 0.8, 30.0
0.8, 1.0	-1.0, 0.3 0.3, 0.8 0.8, 1.0	0.0, 0.7, 0.9, 30.0

TABLE 6.7: Segmentation utilisée pour l'ajustement des paramètres de nuisance des systématiques de détecteur dans la région de signal $CC0\pi-1p$.

$\cos\theta_\mu$	p_μ (GeV)
-1, 0.5	
0.5, 0.8	0.0, 0.5, 0.8, 30.0
0.8, 0.9	0.0, 0.5, 0.8, 30.0
0.9, 1.0	0.0, 1.1, 3.0, 30.0

TABLE 6.8: Segmentation utilisée pour l'ajustement des paramètres de nuisance des systématiques de détecteur dans la région de signal $CC1\pi^+$.

$\cos\theta_\mu$	p_μ (GeV)
-1, 0.5	
0.5, 0.8	0.0, 0.4, 0.9, 30.0
0.8, 0.9	0.0, 0.9, 1.5, 30.0
0.9, 1.0	0.0, 1.2, 3.0, 30.0

TABLE 6.9: Segmentation utilisée pour l'ajustement des paramètres de nuisance des systématiques de détecteur dans la région de signal $CCAutres$.

L'effet sur les sections efficaces, évalué en ajustant 100 expériences simulées, est montré sur les figures 6.15 à 6.17, et inclut aussi l'incertitude sur l'efficacité due aux erreurs statistiques de l'échantillon Monte Carlo nominal.

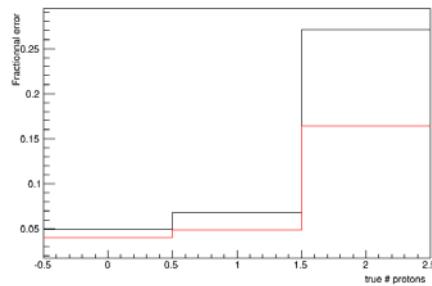


FIGURE 6.15: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi$ dues aux incertitudes de détecteur et aux erreurs statistiques de l'échantillon Monte Carlo nominal. En noir : les paramètres de détecteurs ne sont pas ajustés, en rouge : ils sont inclus comme paramètres de nuisance.

6.3 Incertitudes

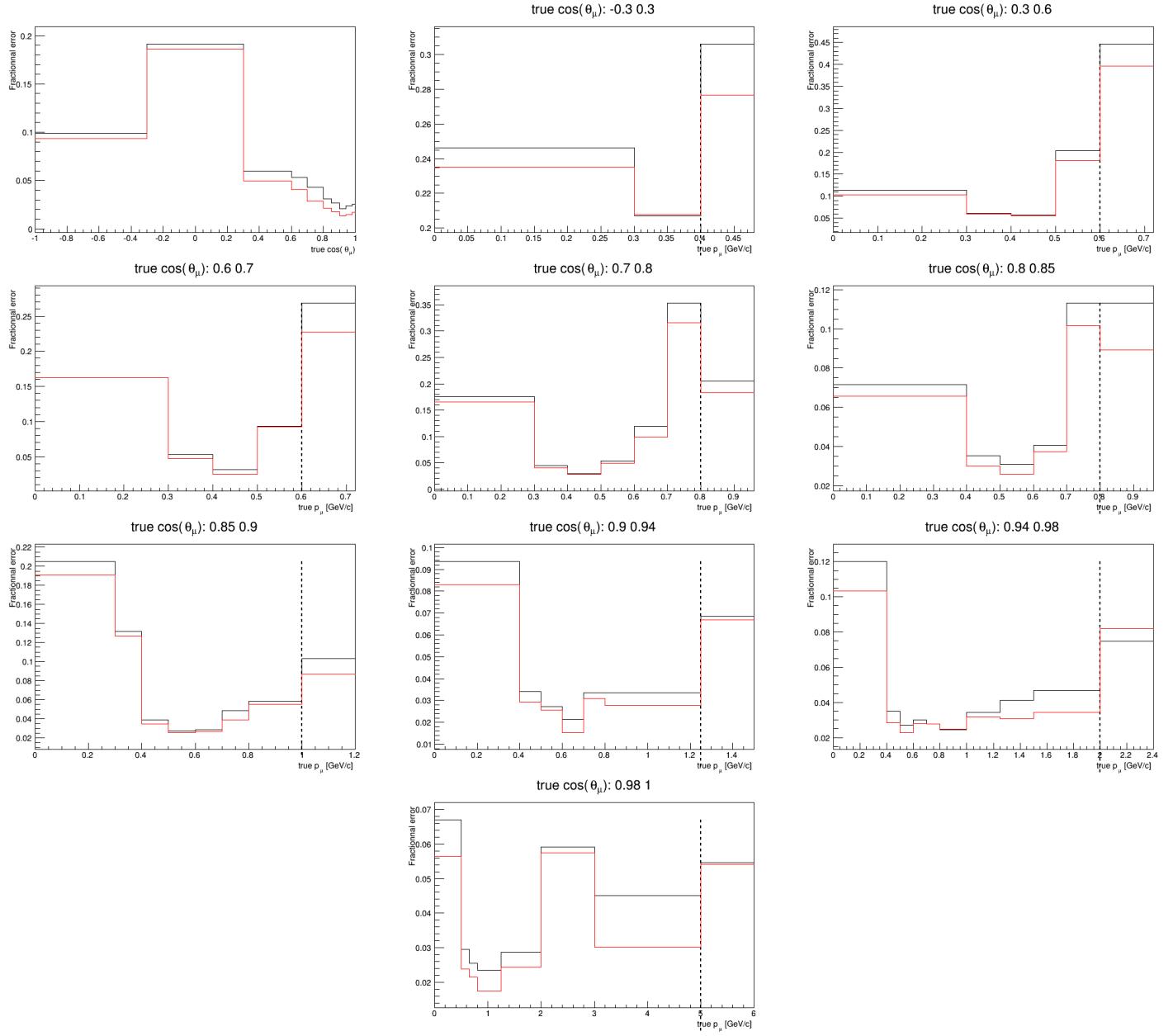


FIGURE 6.16: Erreurs relatives sur les sections efficaces d’interaction $CC-0\pi-0p$ dues aux incertitudes de détecteur et aux erreurs statistiques de l’échantillon Monte Carlo nominal. En noir : les paramètres de détecteurs ne sont pas ajustés, en rouge : ils sont inclus comme paramètres de nuisance.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

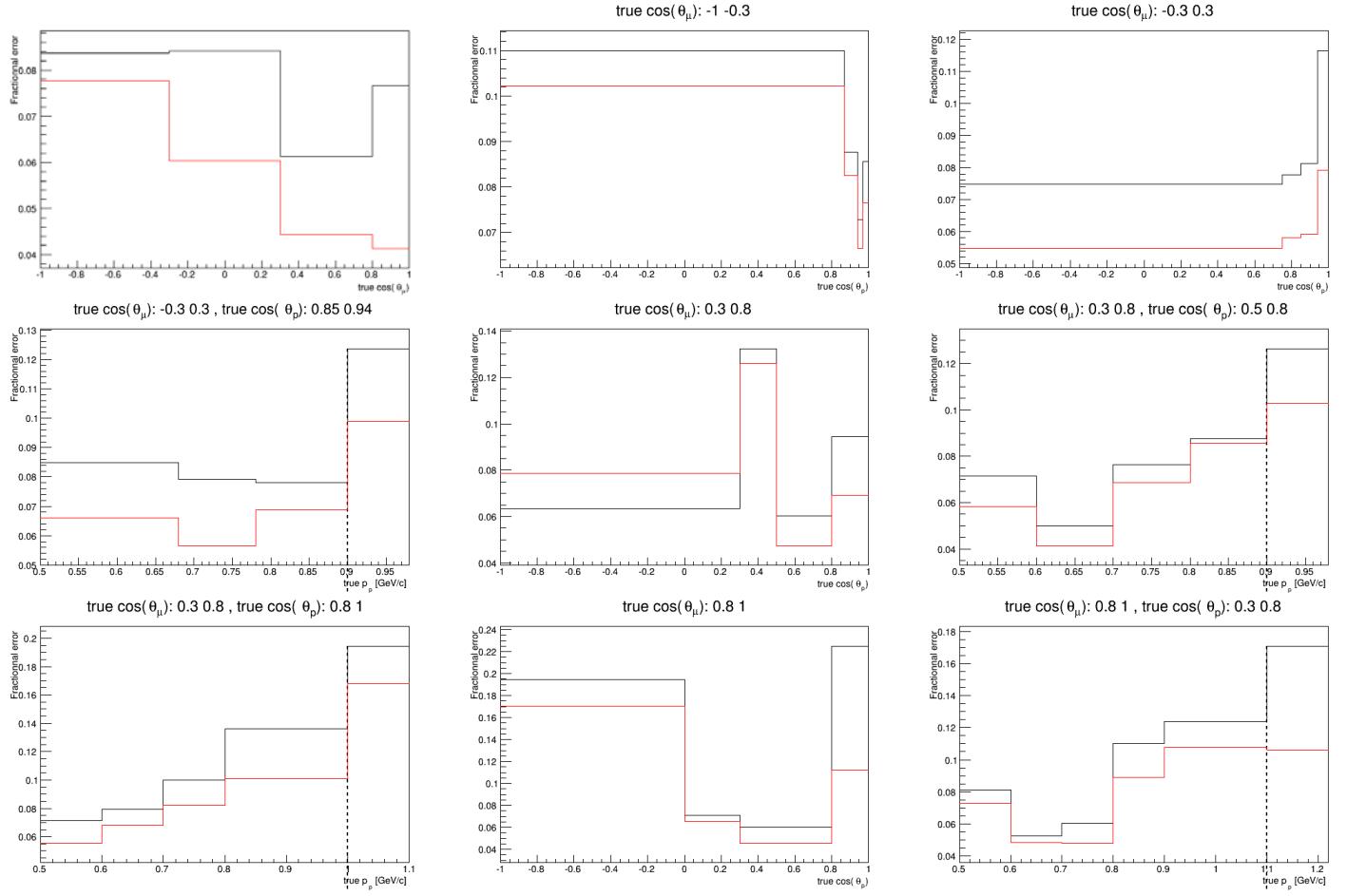


FIGURE 6.17: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi-1p$ dues aux incertitudes de détecteur et aux erreurs statistiques de l'échantillon Monte Carlo nominal. En noir : les paramètres de détecteur ne sont pas ajustés, en rouge : ils sont inclus comme paramètres de nuisance.

6.3.3 Incertitudes systématiques théoriques

Pour évaluer les systématiques dues à la modélisation du signal et des bruits de fond, on fait varier les paramètres théoriques entre -3σ et 3σ , chaque variation étant appelée un *dial*, et on répond à chaque événement du Monte Carlo nominal grâce à un appel au générateur utilisé pour les générer et en lui fournissant la valeur modifiée x_l^{dial} du paramètre l que l'on fait varier. On construit ensuite les fonctions de transfert $w_l(x_l)_{jik}^b$ dans chaque intervalle $j \otimes i \otimes k$:

$$w_l(x_l^{dial})_{jik}^b = \frac{N_{jik}^b(x_l^{dial})}{N_{jik}^b} \quad , b \neq CC0\pi$$

On obtient pour chaque $w_l(x_l)_{jik}^b$ une série de valeurs discrètes correspondant à chaque *dial* : $-3, -2, -1, 0, 1, 2$, et 3σ . Lors de l'utilisation de ces fonctions de transfert, on les interpole avec des splines cubiques pour pouvoir faire varier les x_l de manière continue.

Pour les événements de signal, on ne garde dans les fonctions de transfert que l'effet de la forme du signal sur l'efficacité :

$$w_l(x_l^{dial})_{jik}^{CC0\pi} = \frac{\epsilon_{ik}^{CC0\pi}(x_l^{dial})}{\epsilon_{ik}^{CC0\pi}}$$

Avec, en introduisant $N_{ik}^{all\ CC0\pi}$, le nombre total d'événements, sélectionnés ou non (contrairement à $N_{ik}^{CC0\pi}$, le nombre d'événements sélectionnés uniquement) :

$$\epsilon_{ik}^{CC0\pi} = \frac{N_{ik}^{CC0\pi}}{N_{ik}^{all\ CC0\pi}} \quad \epsilon_{ik}^{CC0\pi}(x_l^{dial}) = \frac{N_{ik}^{CC0\pi}(x_l^{dial})}{N_{ik}^{all\ CC0\pi}(x_l^{dial})}$$

Certains des événements *OOFV* proviennent d'interactions $CC0\pi$: de la même manière que pour les autres bruits de fond, l'intégralité de l'effet systématique est gardé pour ces événements.

Les paramètres sont ensuite variés lors de la génération des 100 expériences simulées et lors de l'ajustement pour les paramètres de nuisance, selon des distributions de probabilité a priori gaussiennes multivariées et prenant en compte les corrélations entre les différents paramètres. Ces distributions de probabilité a priori sont les mêmes que celles utilisées par le BANFF pour les analyses d'oscillations.

6.3.3.1 Sections efficaces des bruits de fond

Pour évaluer l'effet de la modélisation des bruits de fond sur les incertitude de section efficace, les paramètres suivants sont variés de manière corrélée : $CA5^{RES}$, M_A^{RES} , $BgRES$, $CCOtherShape$, $CCCoh^{12}C$, $NCCoh$ and $NCOther$. Le tableau 6.10 montre la matrice de covariance a priori de ces paramètres ainsi que les valeurs moyennes a priori utilisées.

Parameters	$CA5^{RES}$	M_A^{RES}	$BgRES$	$CCOtherShape$	$CCCoh^{12}C$	$NCCoh$	$NCOther$	prior
$CA5^{RES}$	0.12	0	0	0	0	0	0	1.01
M_A^{RES}		0.15	0	0	0	0	0	0.95
$BgRES$			0.2	0	0	0	0	1.3
$CCOtherShape$				0.4	0	0	0	0
$CCCoh^{12}C$					0.3	0	0	1
$NCCoh$						0.3	0	1
$NCOther$							0.3	1

TABLE 6.10: Matrice de covariance des paramètres de section efficace d'interaction de bruit de fond, présentée sous la forme signe(V_{ij}) $\times \sqrt{|V_{ij}|}$.

Tous ces paramètres sont inclus dans l'ajustement. Les figures 6.18 à 6.20 montrent l'incertitude engendrée sur les sections efficaces. Les erreurs obtenues sont de l'ordre de ou inférieures à 1% mais peuvent monter jusqu'à 6% dans les intervalles de faible ou de haute impulsion dans lesquels la contamination en bruit de fond est plus élevée (en fait, il n'y a pas directement de contamination dans les intervalles en variables vraies, mais dans les intervalles en variables reconstruites correspondant dans la matrice de transfert t_{ji}).

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

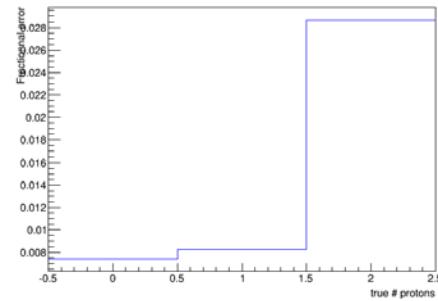


FIGURE 6.18: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi$ dues aux incertitudes sur les paramètres des modèles théoriques d'interaction de bruit de fond.

6.3 Incertitudes

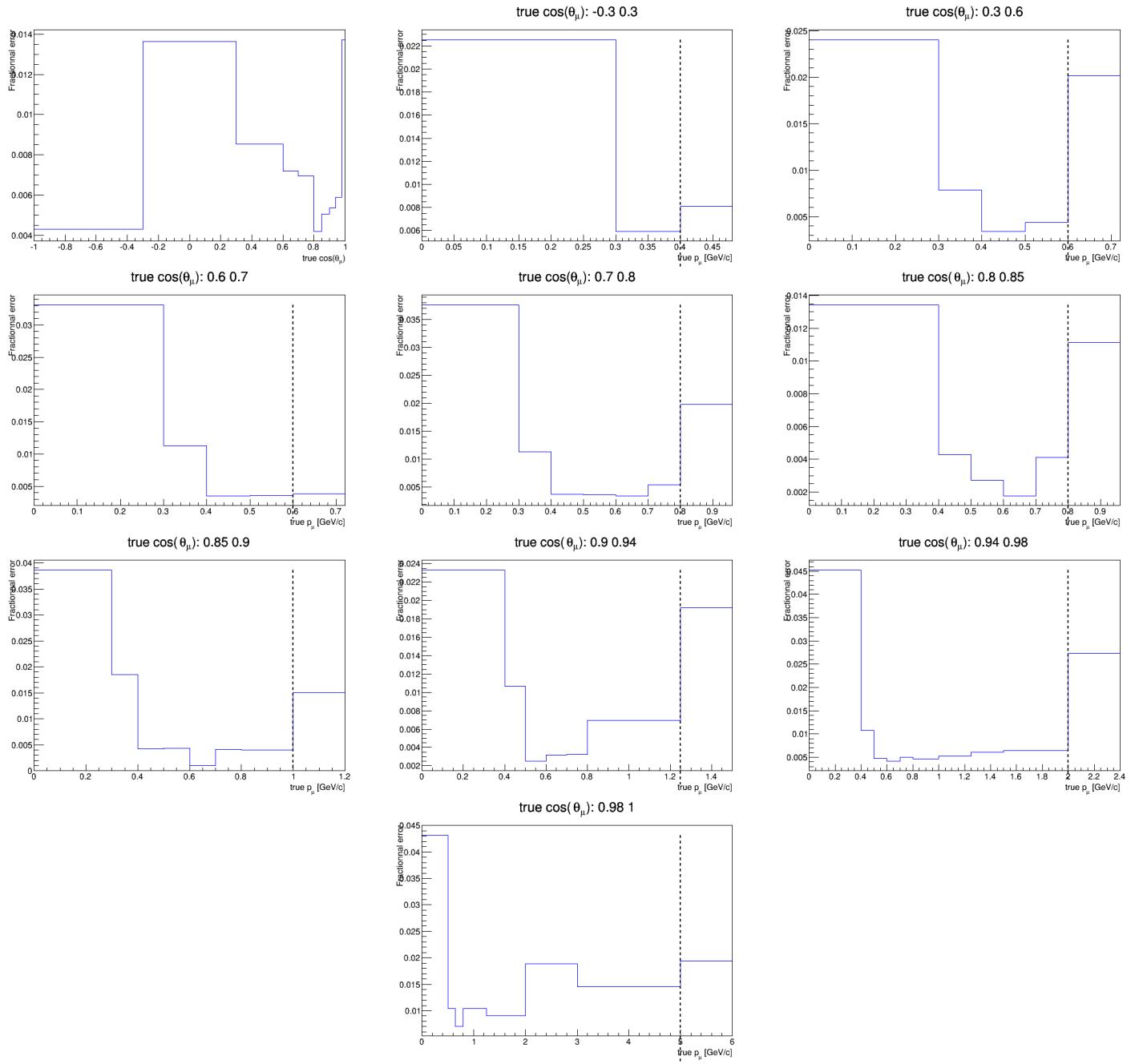


FIGURE 6.19: Erreurs relatives sur les sections efficaces d’interaction $CC-0\pi-0p$ dues aux incertitudes sur les paramètres des modèles théoriques d’interaction de bruit de fond.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

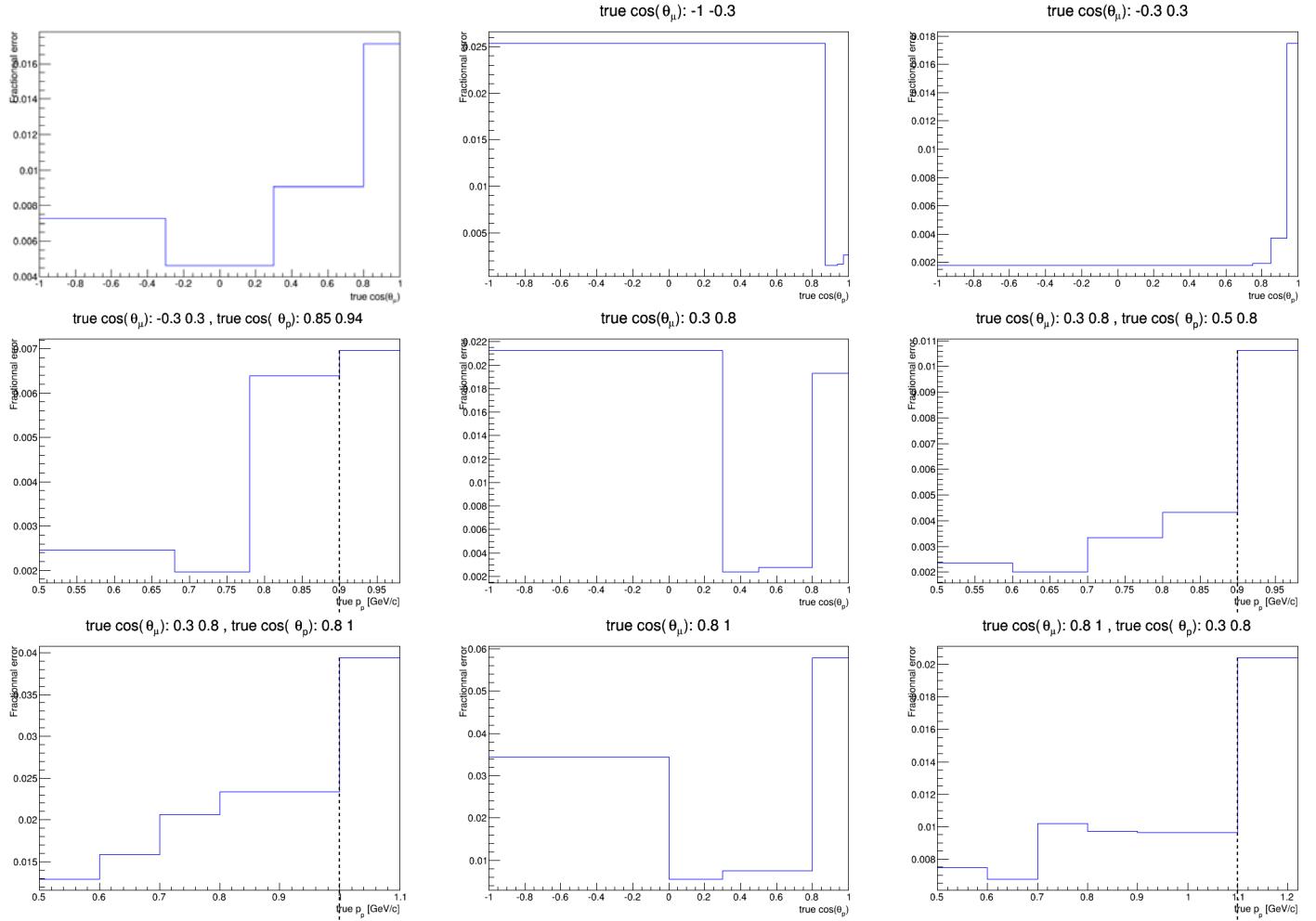


FIGURE 6.20: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi-1p$ dues aux incertitudes sur les paramètres des modèles théoriques d'interaction de bruit de fond.

6.3.3.2 Interactions des états finaux des pions

Pour évaluer l'effet de la modélisation des interactions des pions dans l'état final sur les incertitudes de section efficace, les paramètres suivants sont variés de manière corrélée : Fr_{Low}^{Inel} , Fr_{High}^{Inel} , Fr_{Prod}^{PiProd} , Fr^{Abs} , Fr_{Low}^{CEx} , et Fr_{High}^{CEx} . Le tableau 6.11 montre la matrice de covariance a priori de ces paramètres ainsi que les valeurs moyennes a priori utilisées.

Parameters	Fr_{Low}^{Inel}	Fr_{High}^{Inel}	Fr_{Prod}^{PiProd}	Fr^{Abs}	Fr_{Low}^{CEx}	Fr_{High}^{CEx}	prior
Fr_{Low}^{Inel}	0.412	-0.0527	0	0.151	0.0707	0	0
Fr_{High}^{Inel}	0.338		-0.408	-0.0355	-0.0456	-0.304	0
Fr_{Prod}^{PiProd}			0.5	-2.28e-09	0	0.373	0
Fr^{Abs}				0.412	-0.0477	-1.86e-09	0
Fr_{Low}^{CEx}					0.567	1.32e-09	0
Fr_{High}^{CEx}						0.278	0

TABLE 6.11: Matrice de covariance des paramètres d'interaction dans l'état final des pions, présentée sous la forme $\text{signe}(V_{ij}) \times \sqrt{|V_{ij}|}$.

Seuls Fr_{Low}^{Inel} , Fr^{Abs} , et Fr_{Low}^{CEx} sont inclus dans l'ajustement final, les autres paramètres d'interactions des pions dans l'état final étant très peu contraints par l'ajustement. Les figures 6.21 à 6.23 montrent l'incertitude engendrée sur les sections efficaces. Les erreurs obtenues sont de l'ordre de ou inférieures à 1% mais peuvent monter jusqu'à 5% dans les intervalles de faible ou de haute impulsion dans lesquels la contamination en bruit de fond est plus élevée.

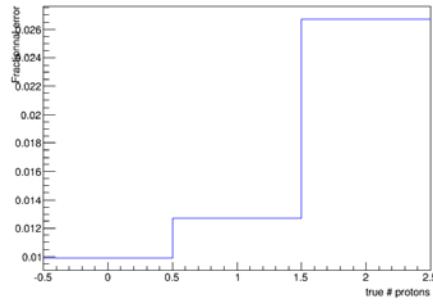


FIGURE 6.21: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi$ dues aux incertitudes sur les paramètres du modèle théorique d'interaction des pions dans l'état final.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

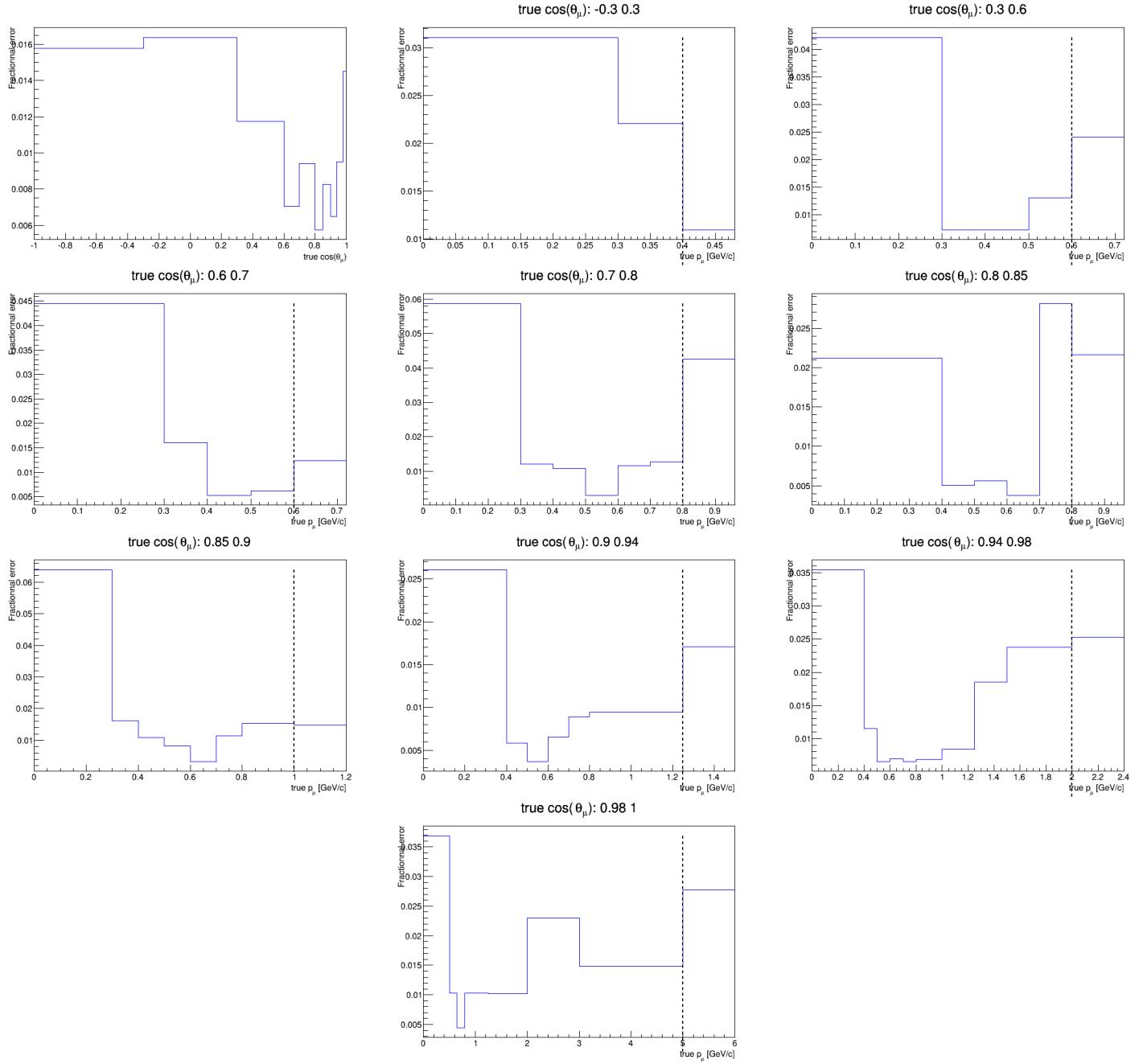


FIGURE 6.22: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi-0p$ dues aux incertitudes sur les paramètres du modèle théorique d'interaction des pions dans l'état final.

6.3 Incertitudes

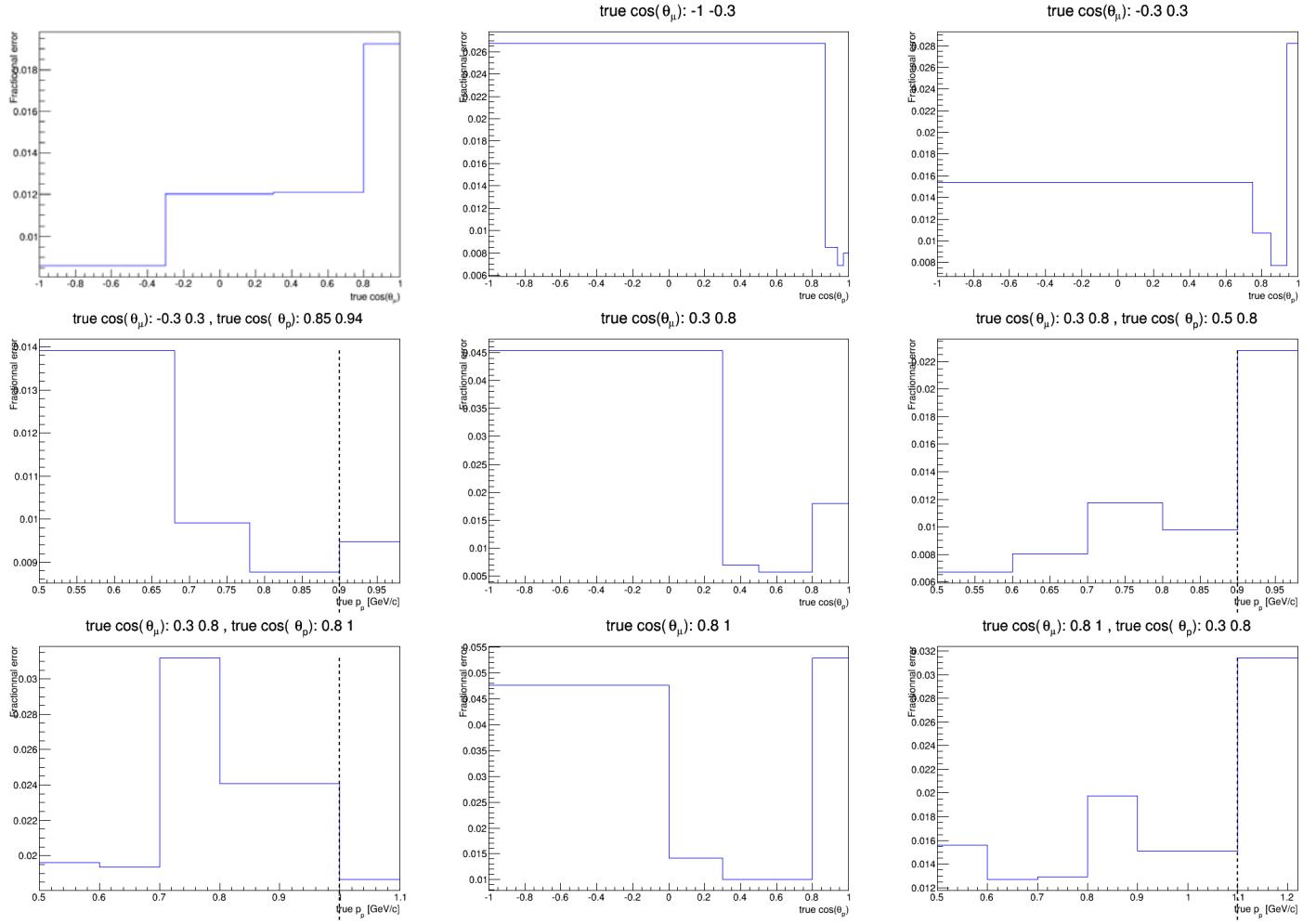


FIGURE 6.23: Erreurs relatives sur les sections efficaces d’interaction $CC-0\pi-1p$ dues aux incertitudes sur les paramètres du modèle théorique d’interaction des pions dans l’état final.

Les figures 6.24 à 6.26 montrent la réduction des erreurs systématiques engendrée par les incertitudes sur les paramètres de section efficace de bruit de fond et d’interaction des pions dans l’état final lorsqu’on les ajuste et grâce à la présence des régions de contrôle.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

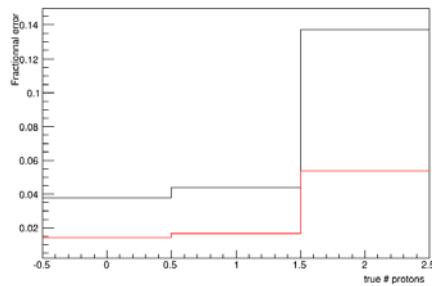


FIGURE 6.24: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi$ dues aux incertitudes sur les paramètres des modèles théoriques de bruit de fond (interaction des pions dans l'état final et sections efficaces). En noir : ajustement des expériences simulées sans paramètres de nuisance, en rouge : les paramètres sont ajustés.

6.3 Incertitudes

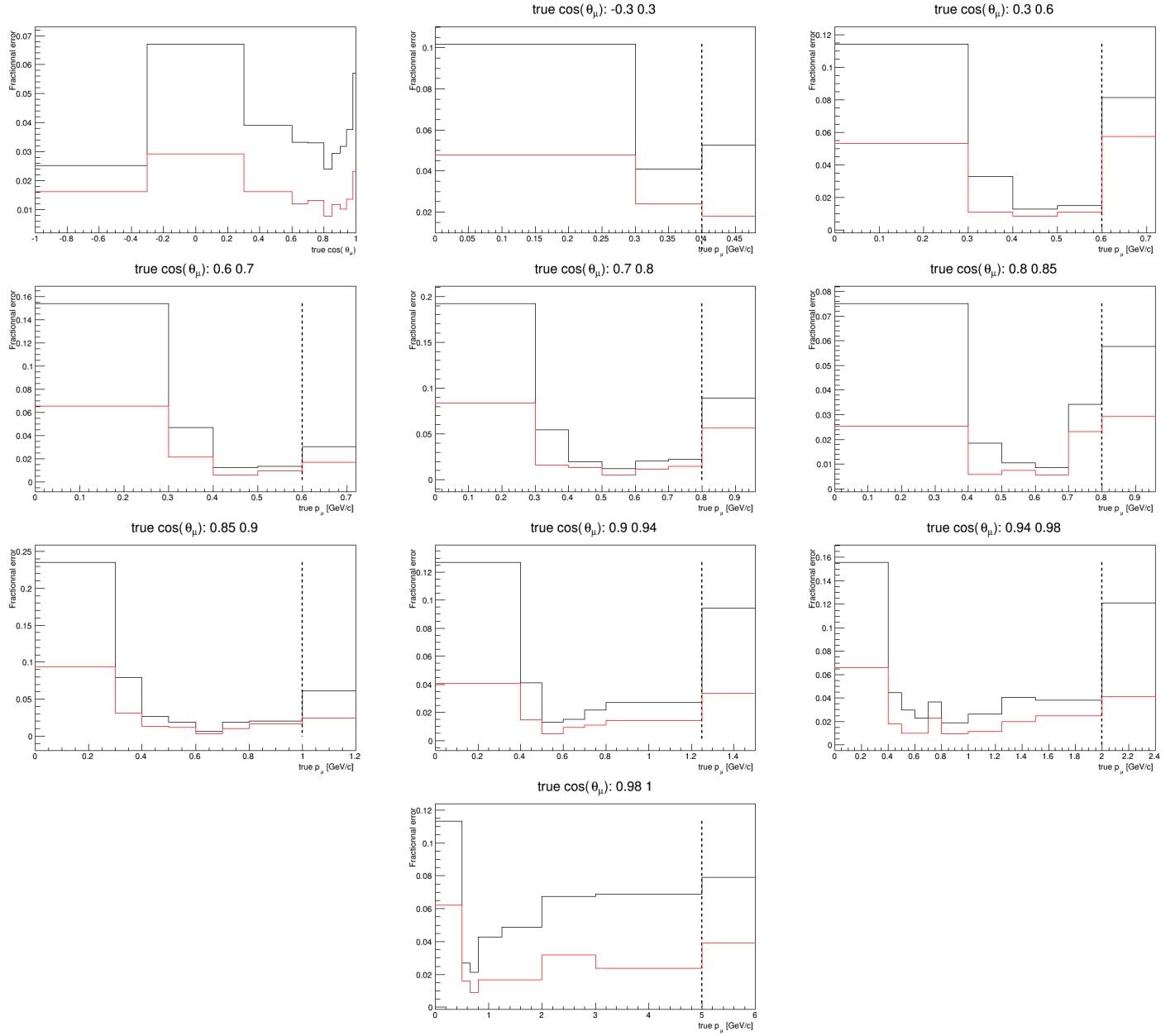


FIGURE 6.25: Erreurs relatives sur les sections efficaces d’interaction $CC-0\pi-0p$ dues aux incertitudes sur les paramètres des modèles théoriques de bruit de fond (interaction des pions dans l’état final et sections efficaces). En noir : ajustement des expériences simulées sans paramètres de nuisance, en rouge : les paramètres sont ajustés.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

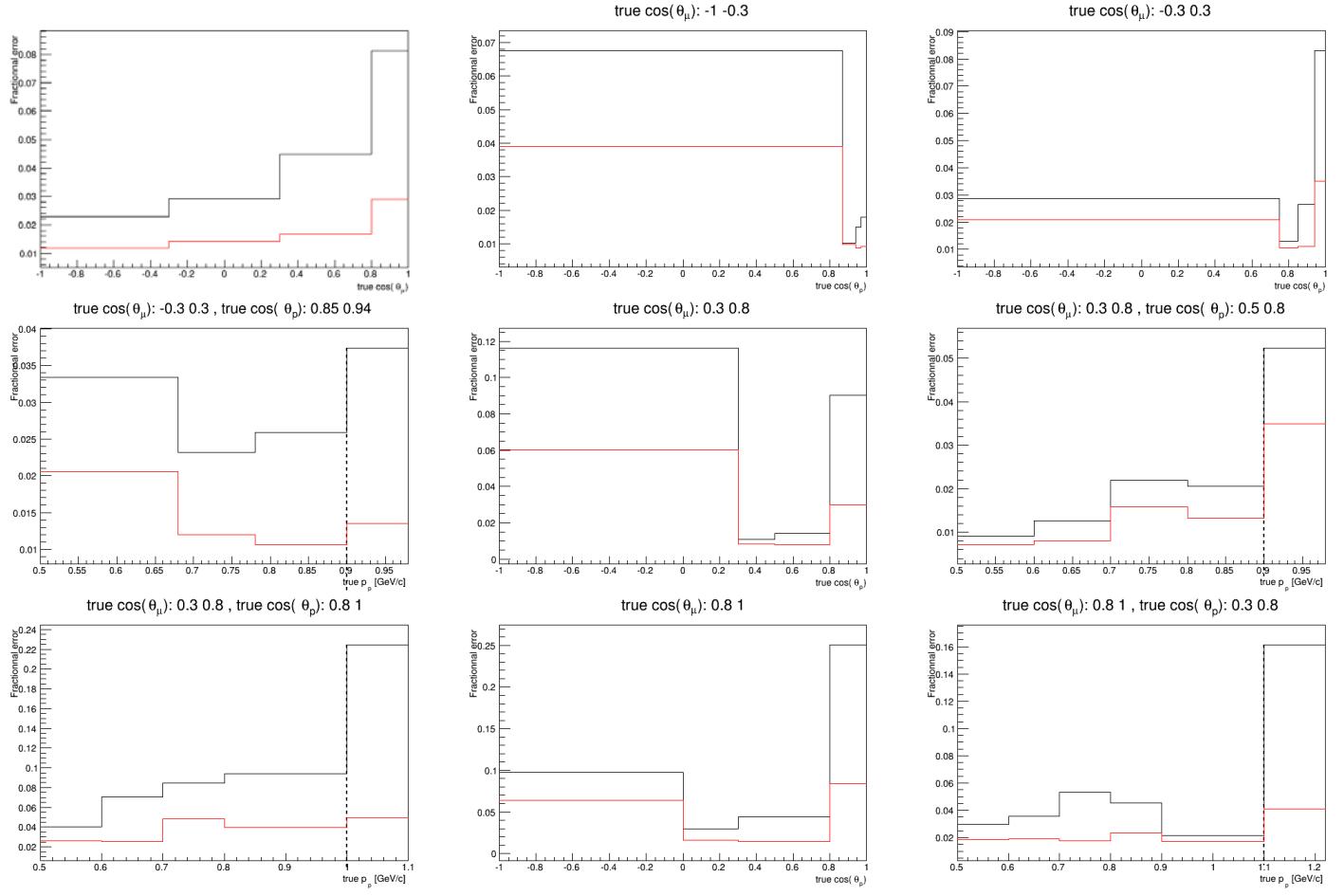


FIGURE 6.26: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi-1p$ dues aux incertitudes sur les paramètres des modèles théoriques de bruit de fond (interaction des pions dans l'état final et sections efficaces). En noir : ajustement des expériences simulées sans paramètres de nuisance, en rouge : les paramètres sont ajustés.

6.3.3.3 Interactions des états finaux des nucléons

Les incertitudes dues aux systématiques d'interaction des nucléons dans l'état final sont évaluées de la même manière que pour l'interaction des nucléons dans l'état final, mais en utilisant des Monte Carlo produits avec GENIE, la repondération des événements en faisant varier ces paramètres n'étant pas encore validée pour NEUT lors du développement de cette analyse.

Les paramètres variés sont N_{MFP} , le libre parcours moyen avant de subir n'importe laquelle des interactions suivantes : élastique, inélastique, d'absorption, de production de pion ou d'échange de charge, respectivement représentées par les paramètres N_{FrElas} , N_{FrInel} , N_{FrAbs} , $N_{Fr\pi Prod}$, et N_{FrCEx} . Les incertitudes de ces paramètres sont montrées sur le tableau 6.12.

Parameter	Description	Uncertainty
N_{MFP}	Nucleon mean free path (total rescattering probability)	20%
N_{FrElas}	Nucleon elastic reaction probability	30%
N_{FrInel}	Nucleon inelastic reaction probability	40%
N_{FrAbs}	Nucleon absorption probability (aka multinucleon knock-out)	20%
$N_{Fr\pi Prod}$	Nucleon π -production probability	20%
N_{FrCEx}	Nucleon charge exchange probability	50%

TABLE 6.12: Liste des paramètres de GENIE décrivant l’interaction des nucléons dans l’état final. Tous les paramètres ont une valeur nominale de 1.

Ces paramètres font partie des paramètres de signal (car ils induisent des migrations entre les différentes catégories $CC0\pi-0p$, $CC0\pi-1p$ et $CC0\pi-np$, et changent la cinématique du proton). Par conséquent et comme pour les paramètres de section efficace d’interaction $CC0\pi$, ceux-ci ne sont pas ajustés mais juste variés lors de la génération des expériences simulées. Les figures 6.27 à 6.29 montrent l’incertitude engendrée sur les sections efficaces. Les erreurs obtenues peuvent atteindre jusqu’à 25%.

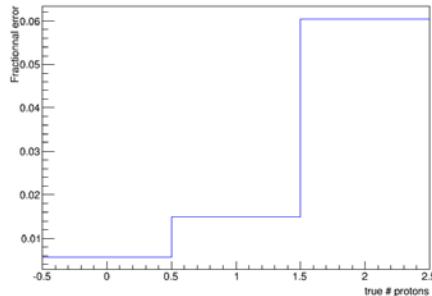


FIGURE 6.27: Erreurs relatives sur les sections efficaces d’interaction $CC-0\pi$ dues aux incertitudes sur les paramètres du modèle théorique d’interaction des nucléons dans l’état final.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

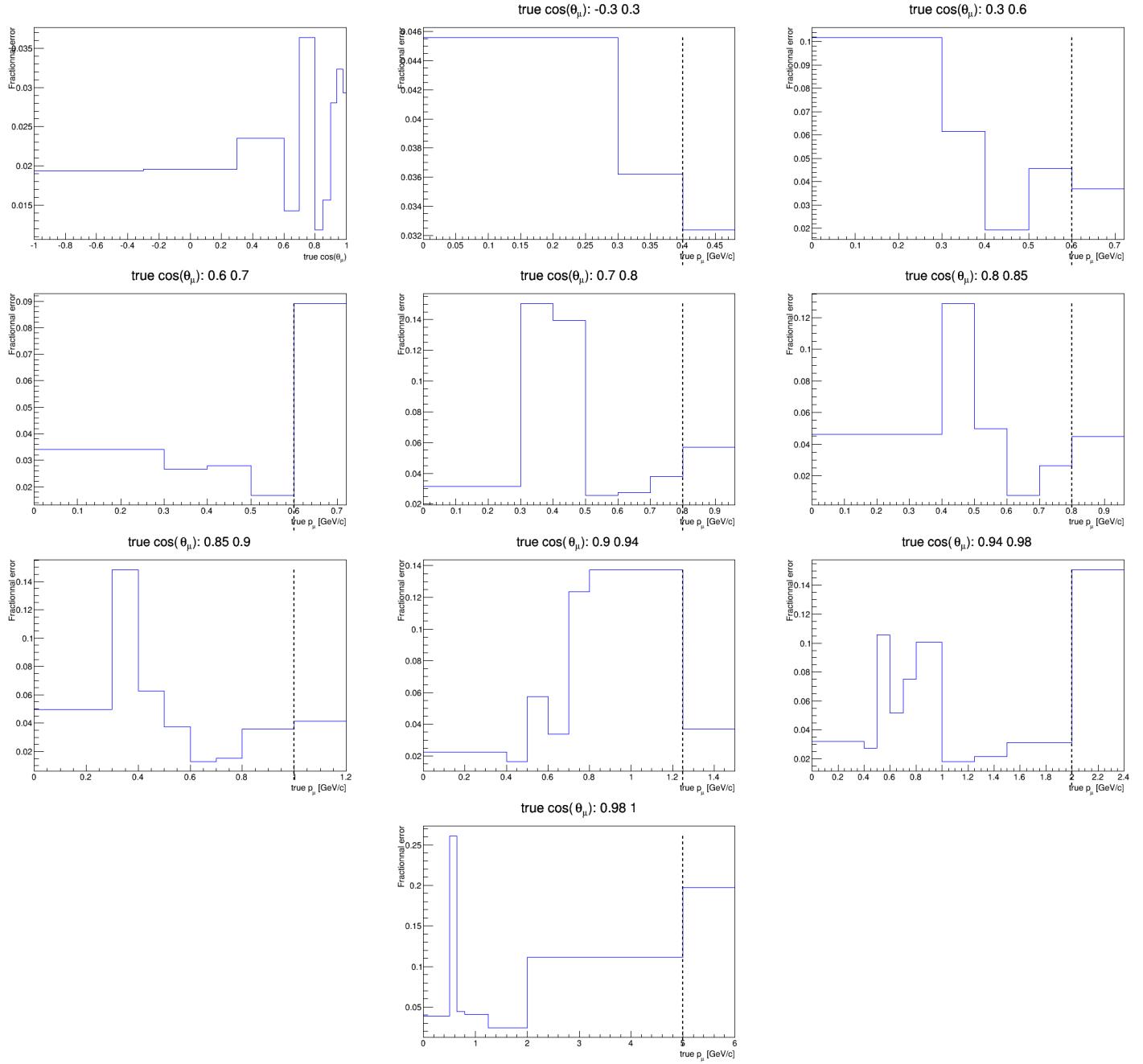


FIGURE 6.28: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi-0p$ dues aux incertitudes sur les paramètres du modèle théorique d'interaction des nucléons dans l'état final.

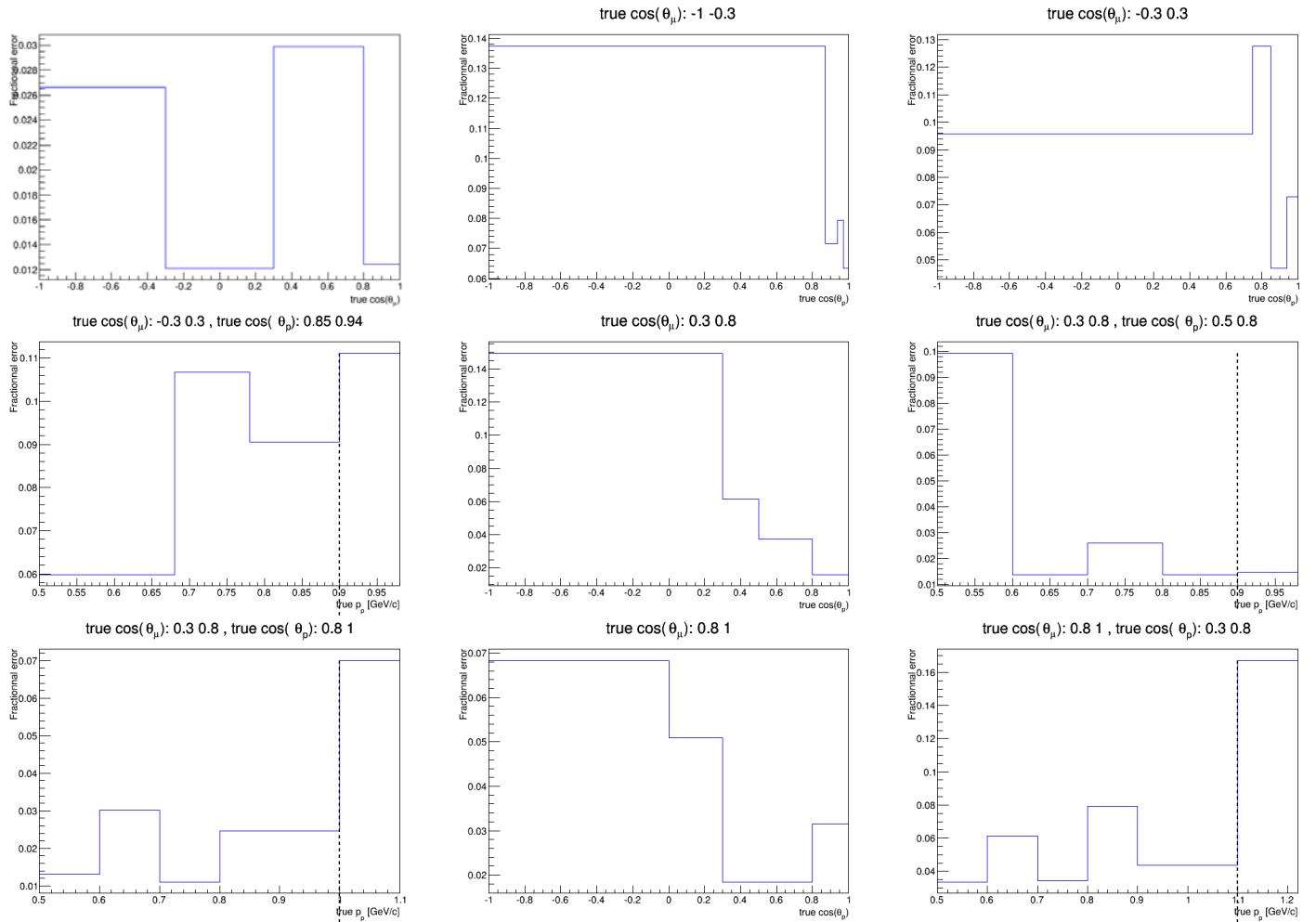


FIGURE 6.29: Erreurs relatives sur les sections efficaces d’interaction $CC-0\pi-1p$ dues aux incertitudes sur les paramètres du modèle théorique d’interaction des nucléons dans l’état final.

6.3.3.4 Sections efficaces de signal

La modélisation du signal a deux effets :

- Elle affecte l’estimation de l’efficacité de reconstruction des événements de signal $CC0\pi$ en changeant la distribution du signal à l’intérieur de chaque intervalle i : si l’efficacité n’y est pas plate, l’efficacité moyenne $\epsilon_i^{CC0\pi}$ est donc affectée.
- Elle affecte l’estimation du nombre d’événements provenant d’interactions $CC0\pi$ hors du volume fiduciel, c’est à dire une partie des événements OOV .

Comme expliqué précédemment, l’effet complet des *dial* est gardé pour les fonctions de transfert $w_l(x_l^{dial})_{jik}^{OOV}$, mais seul l’effet sur l’efficacité est gardé pour les fonctions de transfert $w_l(x_l^{dial})_{jik}^{CC0\pi}$.

Les paramètres de section efficace de signal que l'on fait varier sont M_A^{QE} , ainsi que p_F , MEC , et E_B , pour le carbone et pour l'oxygène. Contrairement aux autres paramètres théoriques pour lesquels on utilise les contraintes obtenues en interpolant les données de MiniBooNE et MINERvA, on utilise ici, tout comme le BANFF, des contraintes a priori très larges sous la forme de distributions uniformes de probabilité. Le tableau 6.13 montre les intervalles utilisés pour générer des distributions uniformes pour ces paramètres.

Parameters	min	max
M_A^{QE}	0	2
$p_F {}^{12}C$	200	275
$MEC {}^{12}C$	0%	200%
$E_B {}^{12}C$	12	42
$p_F {}^{16}O$	200	275
$MEC {}^{16}O$	0%	200%
$E_B {}^{16}O$	12	42

TABLE 6.13: Bornes inférieures et supérieures des distributions uniformes de probabilité utilisées pour générer les paramètres théoriques d'interaction $CC0\pi$ dans les expériences simulées.

Les figures 6.30 à 6.32 montrent l'incertitude engendrée sur les sections efficaces. Les erreurs résultantes sont $< 1\%$ dans la plupart des intervalles, excepté pour certains intervalles d'impulsion élevée ou basse dans lesquels la contamination en événements *OOFV* est plus élevée et entraîne une incertitude allant jusqu'à 18%.

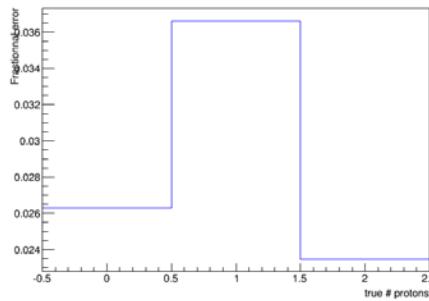


FIGURE 6.30: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi$ dues aux incertitudes sur les paramètres du modèle théorique d'interaction $CC0\pi$.

6.3 Incertitudes

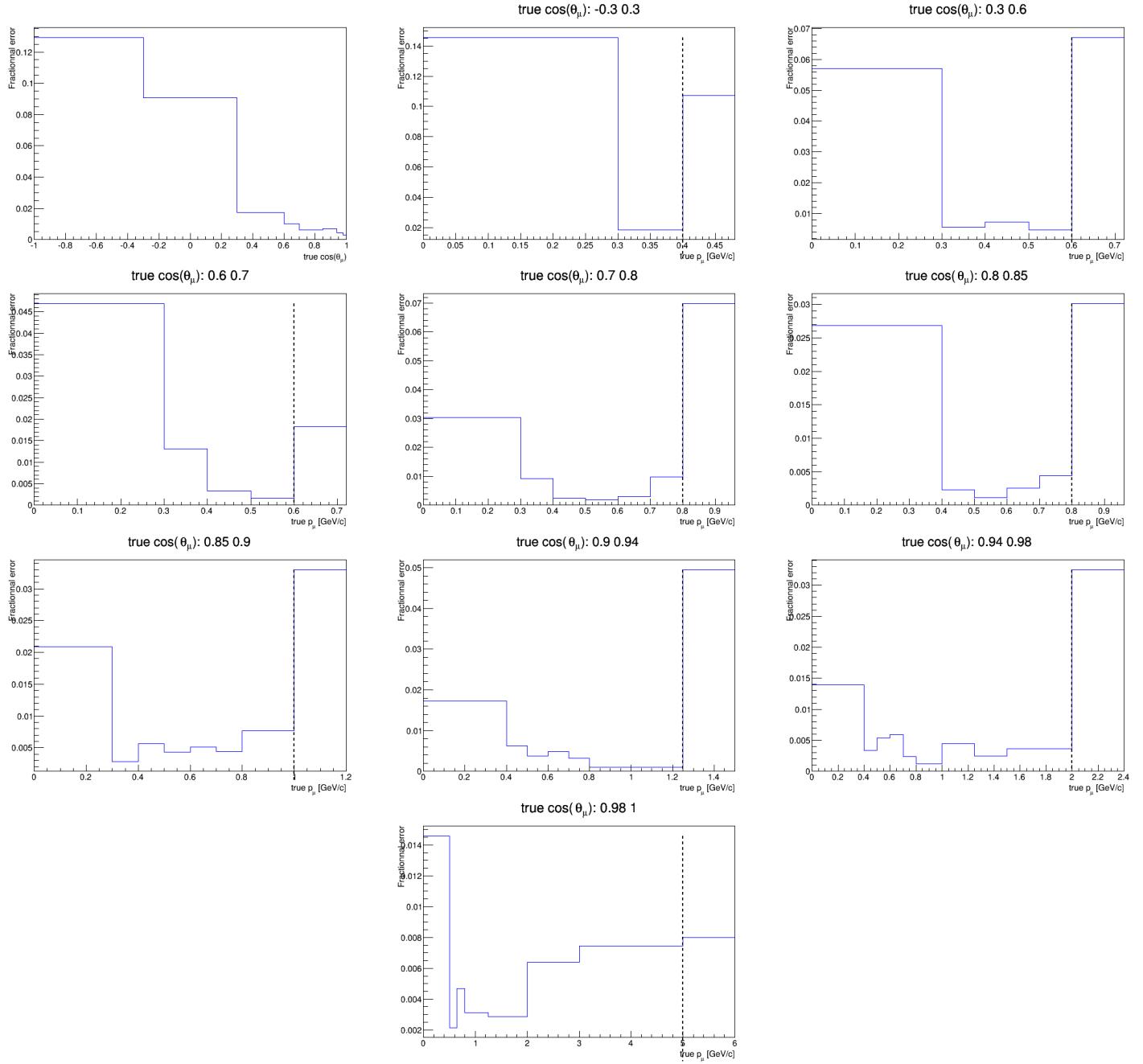


FIGURE 6.31: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi-0p$ dues aux incertitudes sur les paramètres du modèle théorique d'interaction $CC0\pi$.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

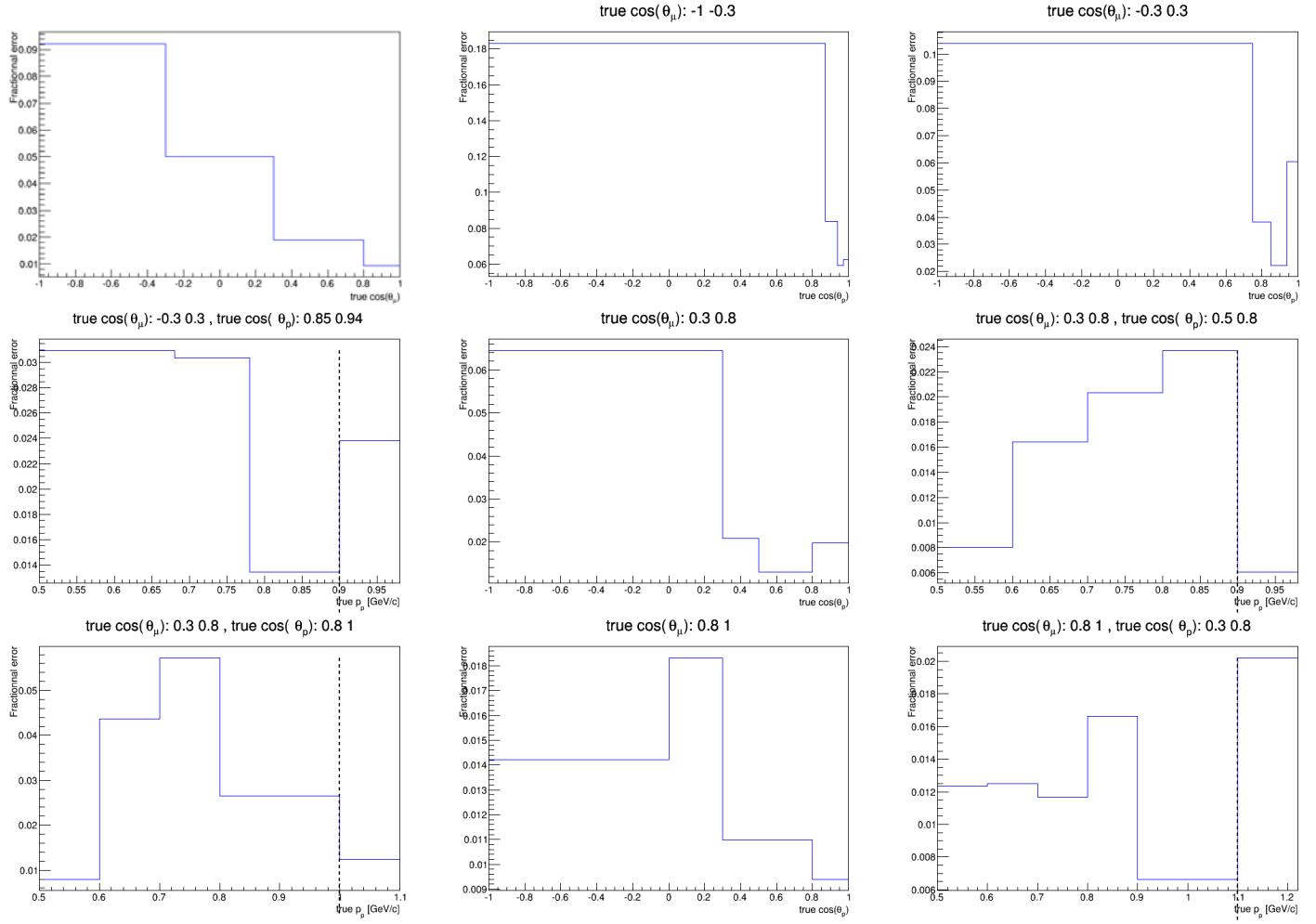


FIGURE 6.32: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi-1p$ dues aux incertitudes sur les paramètres du modèle théorique d'interaction $CC0\pi$.

6.3.4 Incertitudes systématiques sur le flux

Le modèle de flux utilisé dans cette analyse est le même que celui utilisé par le BANFF pour les analyses d'oscillations. La distribution du flux et sa matrice de covariance sont montrés en figure 6.33.

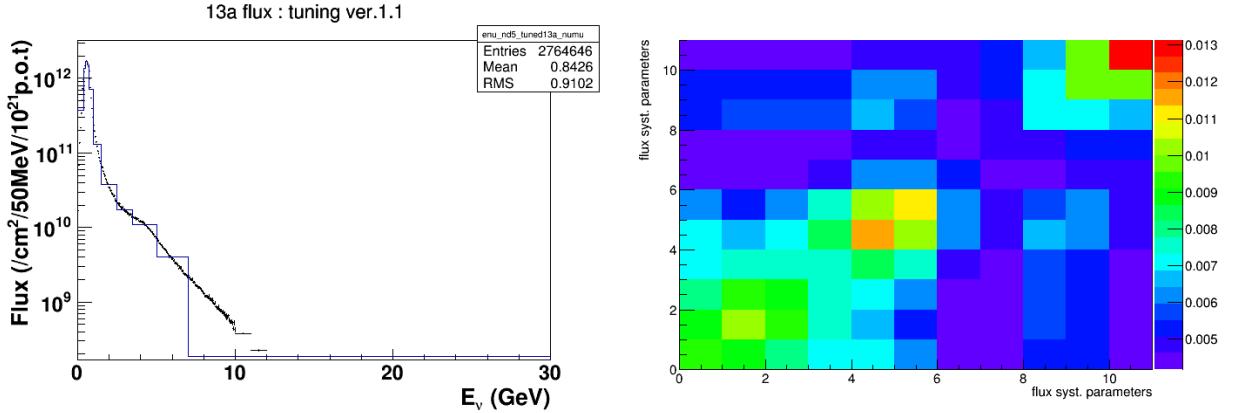


FIGURE 6.33: À Gauche : flux attendu à ND280 en fonction de l'énergie des neutrinos, en noir : distribution avec une segmentation fine, en bleu : distribution avec la segmentation utilisée pour les systématiques de flux. À Droite : matrice de covariance du flux en intervalle d' E_ν .

Le flux intégré total est de $1.93 \times 10^{13} / (cm^2 10^{21} POT)$ en moyenne au cours des runs 1 à 4, avec une incertitude relative de 8.4%. L'incertitude dominante provient de cette normalisation du flux : la figure 6.34, réalisée en générant 1000 expériences simulées dans lesquelles le flux intégré total est maintenu constant, montre l'incertitude sur la forme du flux.

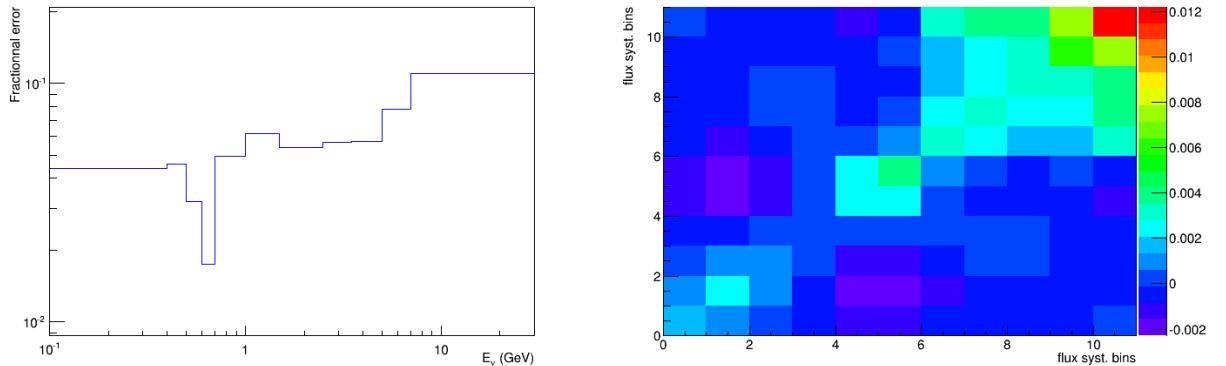


FIGURE 6.34: À gauche : incertitude relative sur la forme du flux. À droite : matrice de covariance de la forme du flux.

L'effet sur les sections efficaces, évalué en ajustant 100 expériences simulées, est montré sur les figures 6.35 à 6.37, avec et sans ajustement des paramètres de flux. On peut remarquer qu'inclure les paramètres de flux comme paramètres de nuisance dans l'ajustement permet de diminuer les erreurs sur les sections efficaces par un facteur allant de 3 à 6. Cette réduction est permise par la présence des échantillons de contrôle (autrement les effets du flux et des c_i sont complètement dégénérés) et dépend donc des modèles de bruit de fond. Par conséquent et pour ne pas créer de dépendance aux modèles dans cette analyse, les paramètres de flux ne sont pas ajustés.

De la même manière que pour les erreurs statistiques, l'erreur finale sur les sections efficaces est plus grande que la simple erreur sur le flux : en effet, varier le flux change le nombre **total** d'événements N_j , qu'ils soient de signal ou de bruit de fond. L'erreur sur les c_i cumule donc les deux effets.

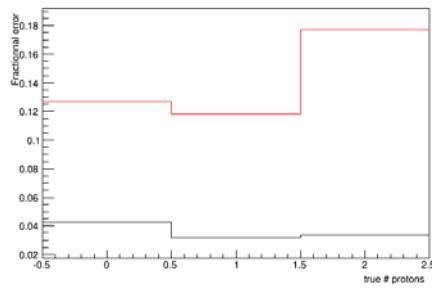


FIGURE 6.35: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi$ dues aux incertitudes sur les paramètres du modèle de flux. En noir : les paramètres sont ajustés, en rouge : ils ne le sont pas.

6.3 Incertitudes

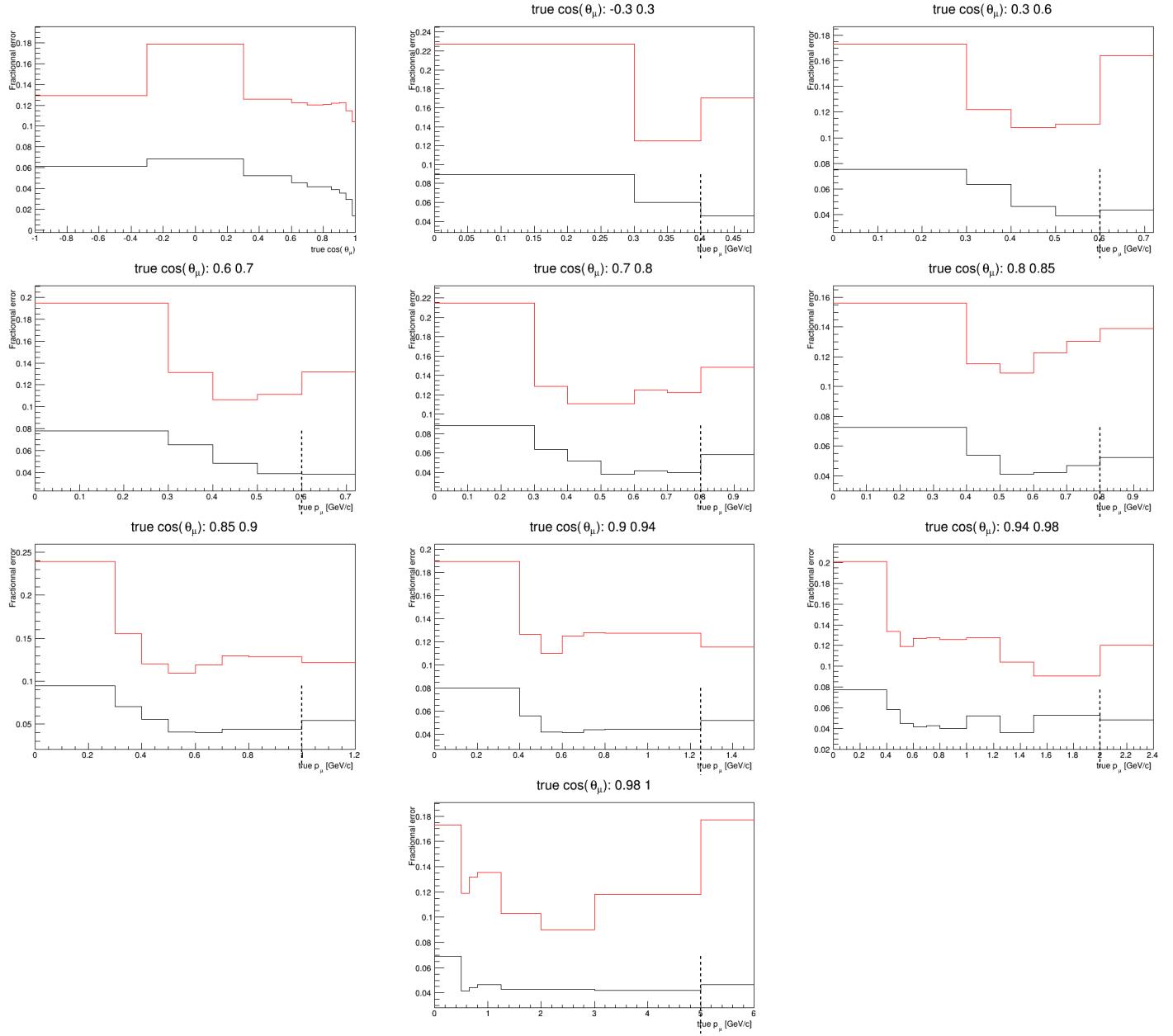


FIGURE 6.36: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi-0p$ dues aux incertitudes sur les paramètres du modèle de flux. En noir : les paramètres sont ajustés, en rouge : ils ne le sont pas.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

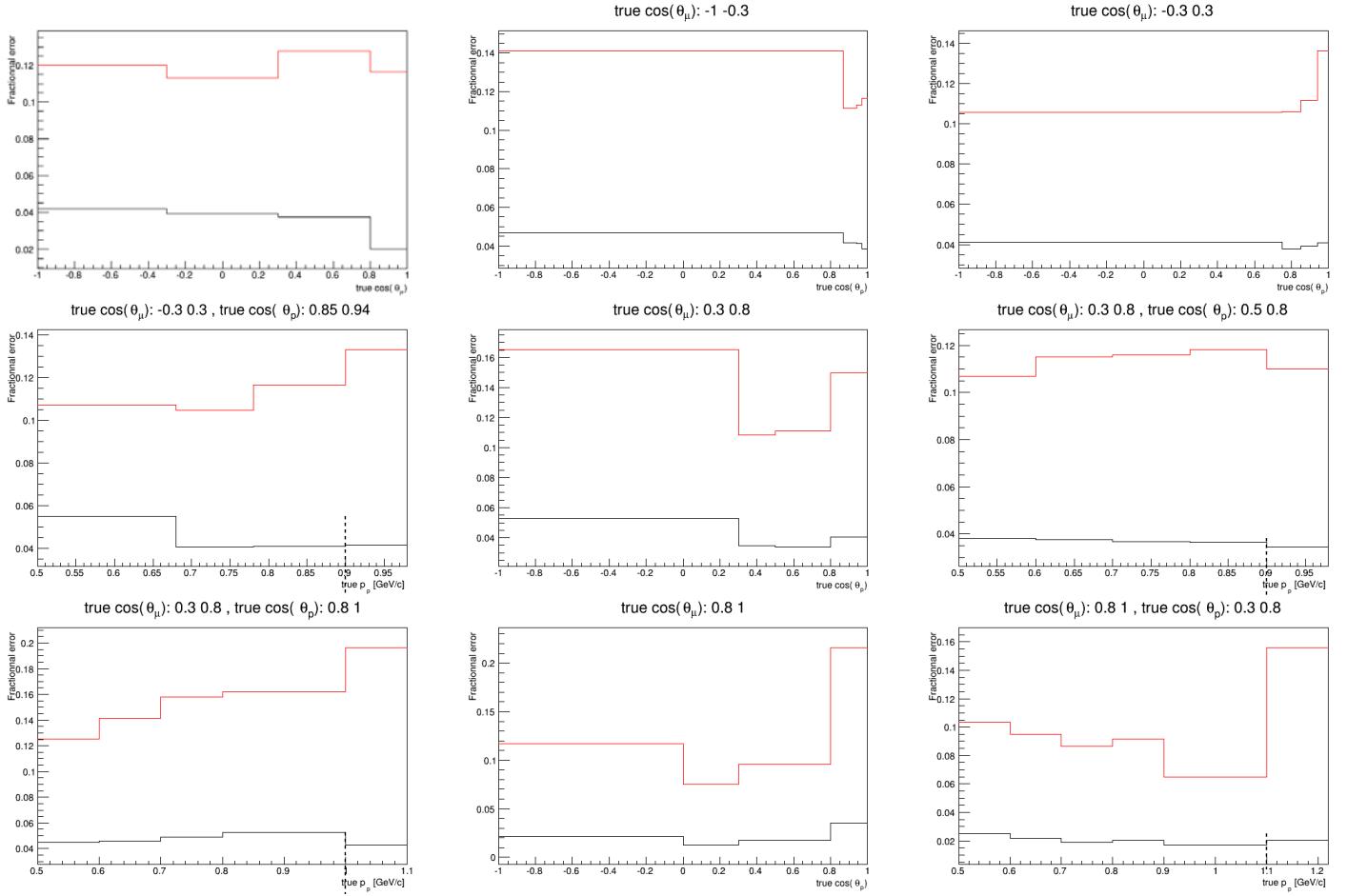


FIGURE 6.37: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi-1p$ dues aux incertitudes sur les paramètres du modèle de flux. En noir : les paramètres sont ajustés, en rouge : ils ne le sont pas.

6.3.5 Incertitude sur le nombre de nucléons cibles

Pour extraire la section efficace par nucléon, on doit diviser par le nombre total de neutrons dans le volume fiduciel :

$$\sum_i^{elements} (f_i \langle N_i \rangle) \frac{M_{TOT}}{\sum_i^{elements} \langle M_A^i \rangle} N_A = 2.75 \times 10^{29}$$

Avec i parcourant tout les éléments atomiques composant le FGD1, f_i la fraction de la masse du FGD1 constitué de l'élément i , $\langle N_i \rangle$ le nombre de neutron de l'élément i moyen pondéré par l'abondance des différents isotopes, $\langle M_A^i \rangle$ la masse du noyau i , M_{TOT} la masse totale du volume fiduciel, et N_A le nombre d'Avogadro, ces paramètres étant montrés sur le tableau 6.14.

Element	A	N_i	Natural abundance (%)	$\langle N_i \rangle$	$\langle M_A^i \rangle$	f_i
C	12	6	98.9	6.011	12.01078	86.10%
	13	7	1.1			
O	16	8	99.762	8.00438	15.99943	3.70%
	17	9	0.038			
	18	10	0.2			
H	1	0	99.985	0.00015	1.007947	7.35%
	2	1	0.015			
Ti	46	24	8	25.98	47.8671	1.65%
	47	25	7.5			
	48	26	73.8			
	49	27	5.5			
	50	28	5.4			
Si	28	14	92.22	14.1072	28.0855	1.01%
	29	15	4.68			
	30	16	3.09			
N	14	7	99.634	7.00366	14.00672	0.14%
	15	8	0.366			

TABLE 6.14: Informations sur les différents composants du FGD1.

La masse totale du volume fiduciel s'écrit :

$$M_{TOT} = \langle \rho \rangle \times V_{fid}$$

Avec V_{fid} le volume fiduciel et $\langle \rho \rangle$ la densité moyennée sur tout les composants du FGD1 (dont les densités sont montrées en figure 6.15) :

$$\langle \rho \rangle = \frac{\sum_j^{components} \rho_j \times \Delta z_j}{\sum_j^{components} \Delta z_j} = 0.958 g/cm^3$$

Components	$\Delta z(mm)$	$\rho(g/cm^3)$
G10 ($\times 2$)	0.232×2	1.700
glue layer 1 ($\times 2$)	0.188×2	0.920
glue layer 2	0.19	0.920
XY module	9.61×2	1.041
air	2.0	0.00129
fibers	0.0019	1.050

TABLE 6.15: Épaisseurs et densités de chaque composant dans chaque couche du FGD1.

On peut réécrire le nombre total de neutrons en fonction des densités surfaciques $a_i = \rho_i \times \Delta z_i$ montrées dans le tableau 6.16 :

$$\sum_i^{elements} \frac{\langle N_i \rangle}{\langle M_i^A \rangle} a_i \times \frac{V_{fid} N_A}{\Delta z_{TOT}} \quad (6.4)$$

Element	areal density (g/cm^2)
C	1.849 ± 0.0092
O	0.0794 ± 0.0048
H	0.1579 ± 0.0021
Ti	0.0355 ± 0.0059
Si	0.0218 ± 0.0043
N	0.0031 ± 0.0012
Total	2.147 ± 0.0144

TABLE 6.16: Densité surfacique pour chaque élément du volume fiduciel.

Pour évaluer l'incertitude sur le nombre total de neutrons, on propage celles sur les densités surfaciques dont les corrélations sont montrées dans le tableau 6.17.

Element	C	O	H	Ti	Si	N
C	1	0.210	0.587	-0.193	-0.161	0.226
O		1	0.115	0.830	0.068	-0.033
H			1	-0.121	-0.879	0.875
Ti				1	0.074	-0.097
Si					1	-0.972
N						1

TABLE 6.17: Corrélations entre les densités surfaciques des éléments du FGD1.

10000 valeurs sont générées, la dispersion de la distribution produite divisée par sa moyenne donne une erreur relative de 0.6% sur le nombre total de neutrons dans le volume fiduciel.

6.3.6 Résumé des incertitudes

L'effet de chaque incertitude systématique sur les sections efficaces est résumé sur les figures 6.38 à 6.40.

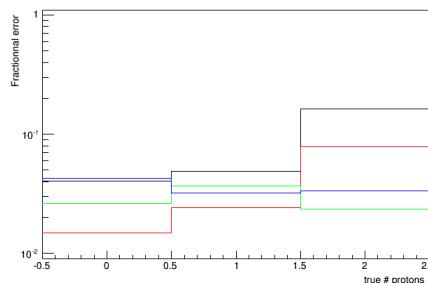


FIGURE 6.38: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi$ dues aux incertitudes systématiques. Noir : détecteur, rouge : sections efficaces de bruit de fond et interactions dans l'état final, vert : section efficace de signal, bleu : flux.

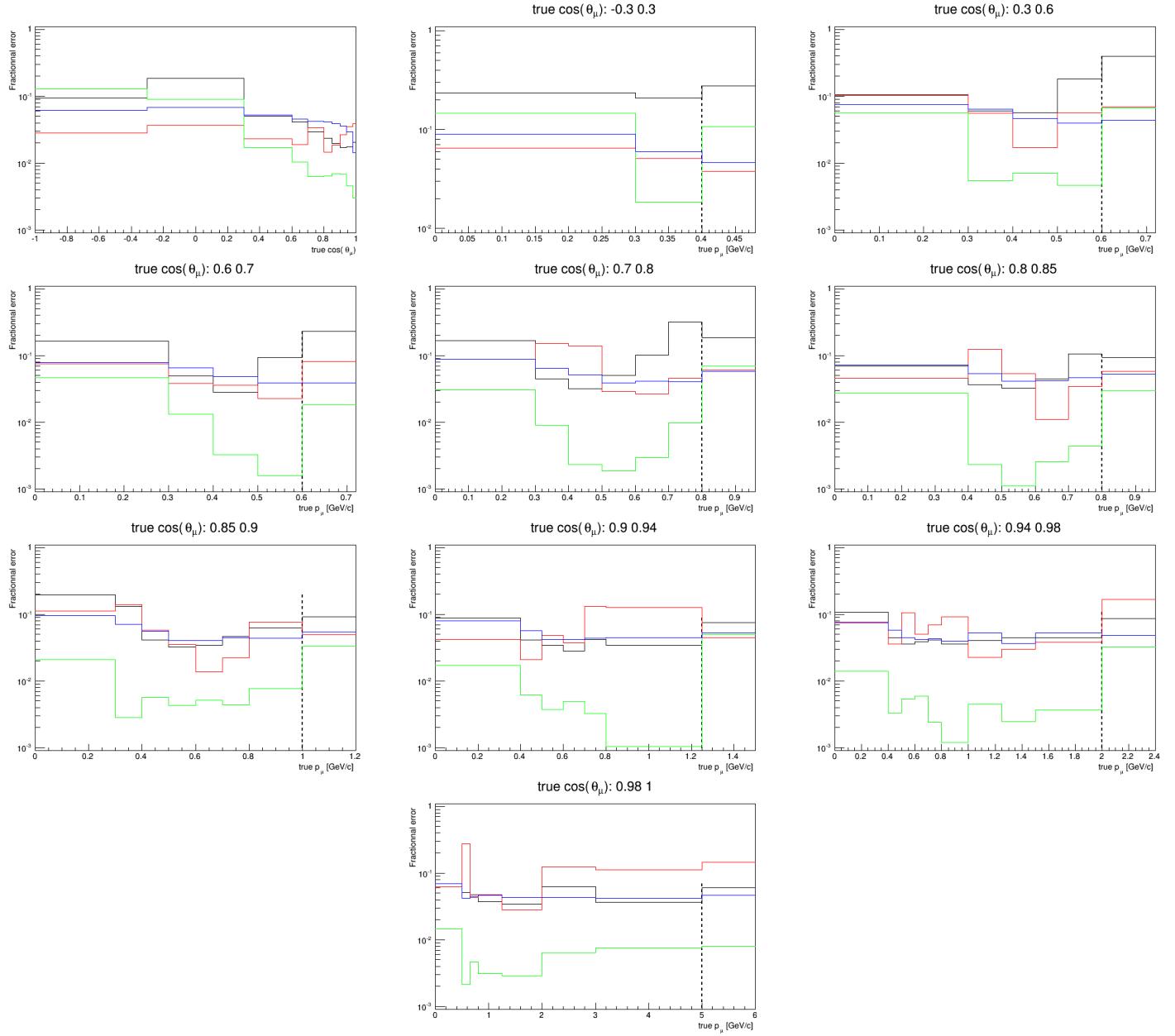


FIGURE 6.39: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi-0p$ dues aux incertitudes systématiques. Noir : détecteur, rouge : sections efficaces de bruit de fond et interactions dans l'état final, vert : section efficace de signal, bleu : flux.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

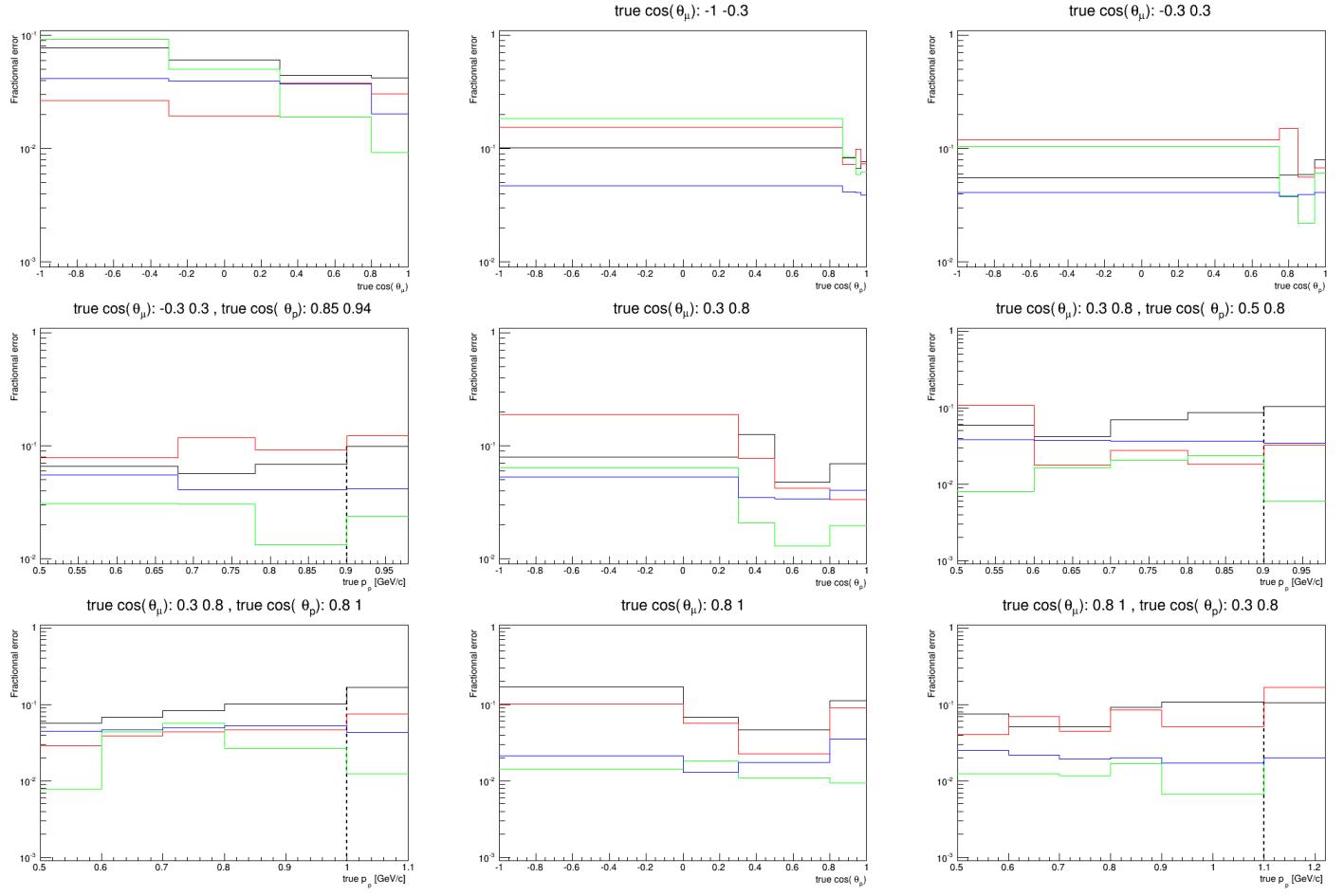


FIGURE 6.40: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi-1p$ dues aux incertitudes systématiques. Noir : détecteur, rouge : sections efficaces de bruit de fond et interactions dans l'état final, vert : section efficace de signal, bleu : flux.

Les figures 6.41 à 6.43 comparent l'incertitude due aux erreurs statistiques avec celle due à toutes les sources d'erreur systématique, évaluée en variant tous les paramètres systématiques en même temps pour générer 100 expériences simulées que l'on ajuste en incluant tous les paramètres de nuisance.

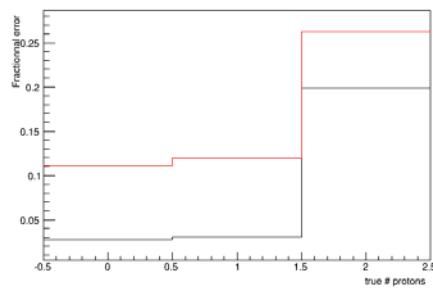


FIGURE 6.41: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi$ due aux erreurs statistiques (en noir) et systématiques (en rouge).

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

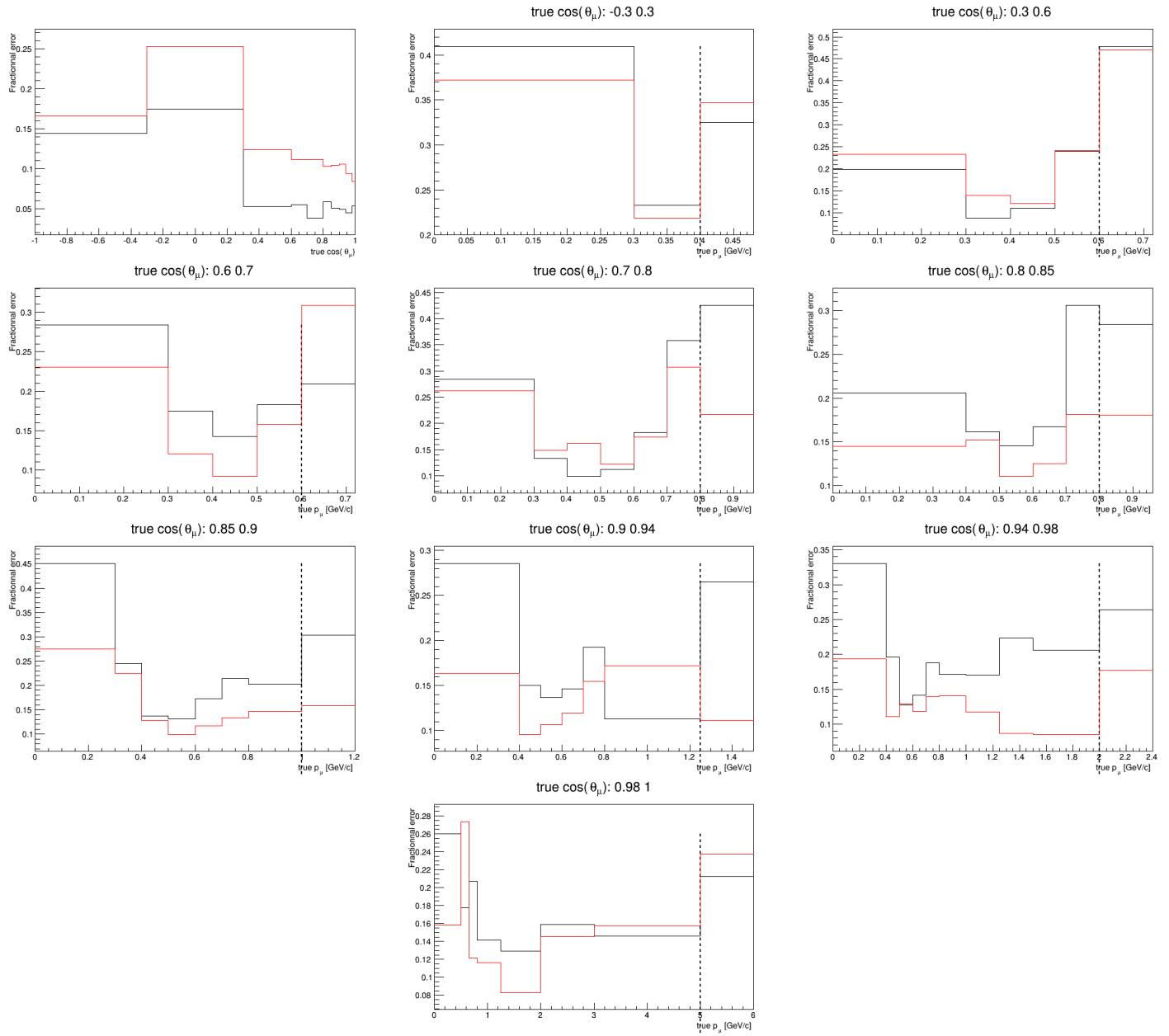


FIGURE 6.42: Erreurs relatives sur les sections efficaces d'interaction $CC-0\pi-0p$ due aux erreurs statistiques (en noir) et systématiques (en rouge).

6.3 Incertitudes

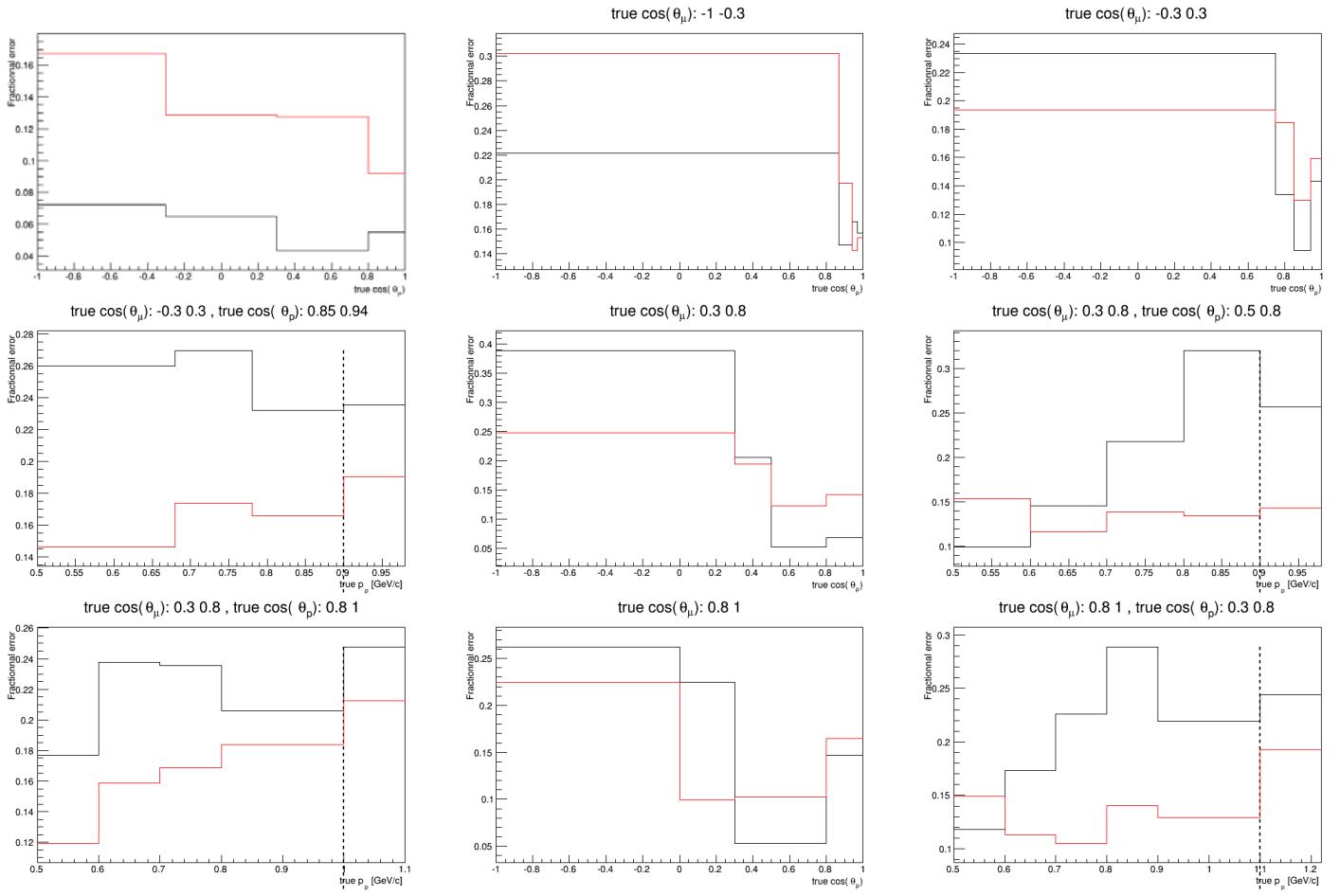


FIGURE 6.43: Erreurs relatives sur les sections efficaces d’interaction $CC-0\pi-1p$ due aux erreurs statistiques (en noir) et systématiques (en rouge).

Les figures 6.44 à 6.46 montrent les sections efficaces de l’échantillon nominal avec les erreurs obtenues, statistiques et systématiques.

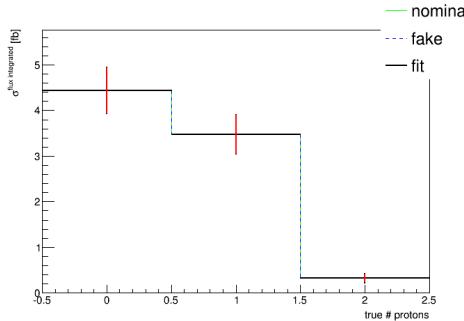


FIGURE 6.44: Sections efficaces de l’échantillon nominal, pour les événements $CC-0\pi$, avec les erreurs obtenues en générant des expériences simulées. En rouge : erreurs systématiques, en noir : somme en quadrature des erreurs systématiques et statistiques.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

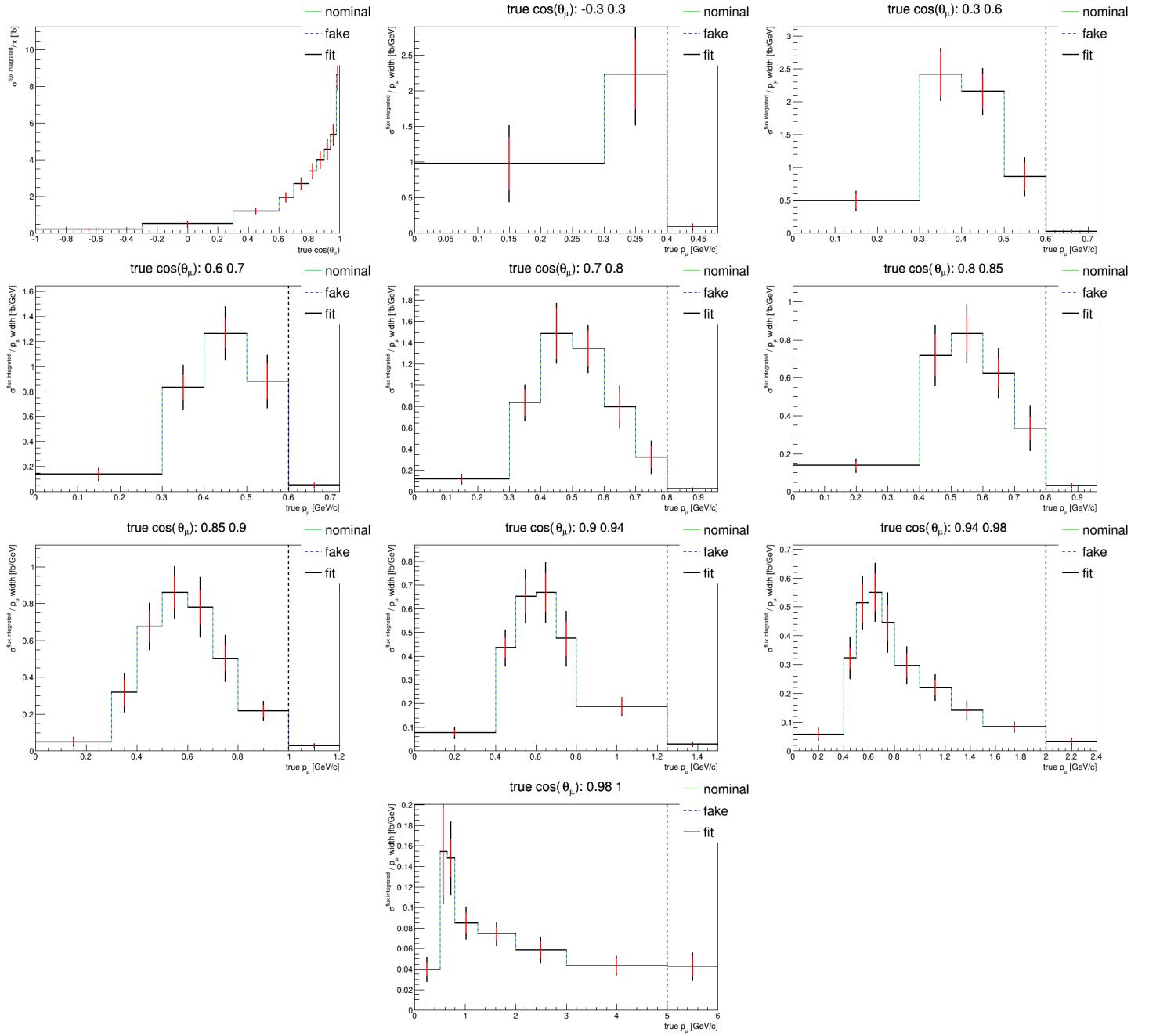


FIGURE 6.45: Sections efficaces de l'échantillon nominal, pour les événements $CC-0\pi-0p$, avec les erreurs obtenues en générant des expériences simulées. En rouge : erreurs systématiques, en noir : somme en quadrature des erreurs systématiques et statistiques.

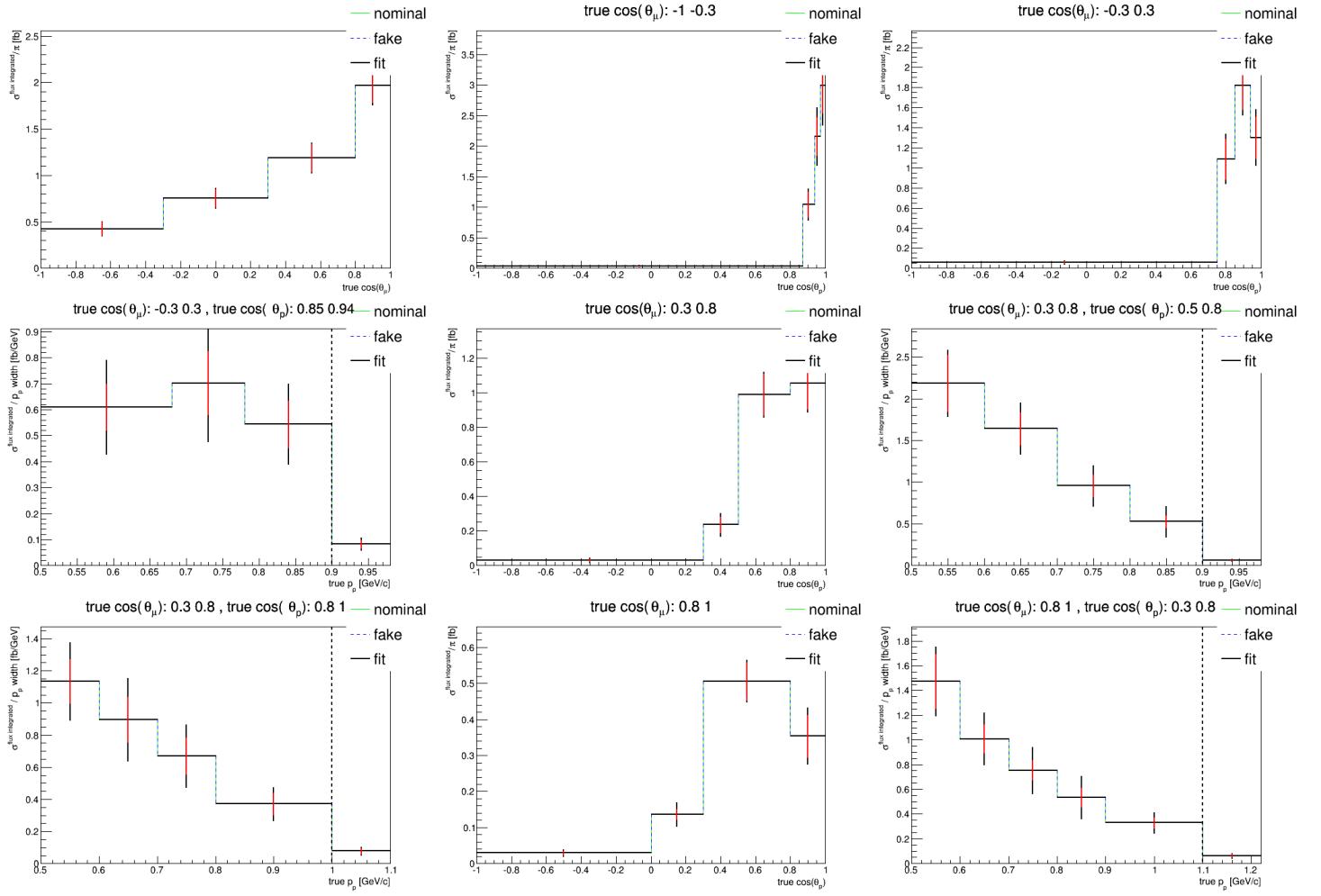


FIGURE 6.46: Sections efficaces de l'échantillon nominal, pour les événements $CC-0\pi-1p$, avec les erreurs obtenues en générant des expériences simulées. En rouge : erreurs systématiques, en noir : somme en quadrature des erreurs systématiques et statistiques.

6.4 Validation de l'ajustement

Pour valider la procédure d'ajustement, des tests de clôture ont été réalisés, ainsi que différents ajustements, sur des fausses données ou en changeant d'échantillon Monte Carlo nominal.

6.4.1 Tests de clôture sans systématiques

Comme expliqué dans la section 6.3.1, 100 expériences simulées sont générées en variant avec une probabilité poissonnienne le nombre d'événements attendus dans chaque intervalle de la segmentation de reconstruction N_j avec 57.34×10^{19} POT. Les figures 6.47 à 6.49 montrent les distributions nominales de $N_i^{CC0\pi}$ et les distributions corrigées après ajustement des c_i , $c_i \times N_i^{CC0\pi}$. Les barres d'erreurs correspondent aux dispersions des distributions des $c_i \times N_i^{CC0\pi}$ dans les expériences simulées.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

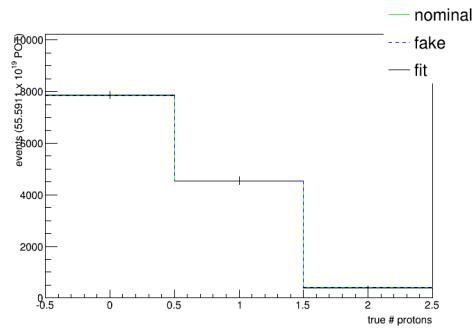


FIGURE 6.47: Distribution corrigée des événements $CC-0\pi$. Moyenne des c_i , $c_i \times N_i^{CC0\pi}$ (en noir), comparée aux nombres d'événements nominaux $N_i^{CC0\pi}$ (en bleu). Les barres d'erreurs correspondent à la dispersion des $c_i \times N_i^{CC0\pi}$ dans les expériences simulées générées uniquement avec les variations statistiques.

6.4 Validation de l'ajustement

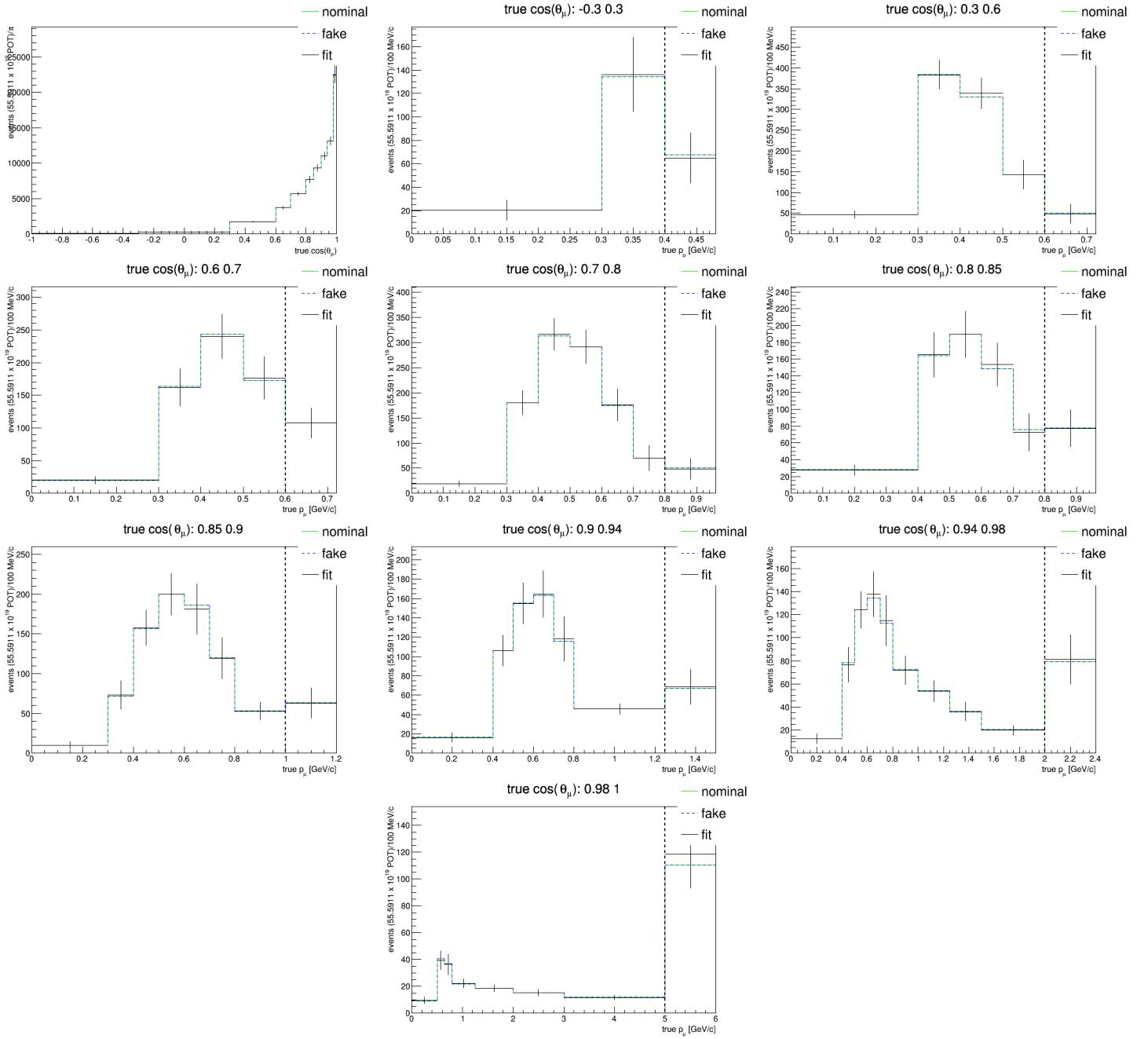


FIGURE 6.48: Distribution corrigée des événements $CC-0\pi-0p$. Moyenne des c_i , $c_i \times N_i^{CC0\pi}$ (en noir), comparée aux nombres d'événements nominaux $N_i^{CC0\pi}$ (en bleu). Les barres d'erreurs correspondent à la dispersion des $c_i \times N_i^{CC0\pi}$ dans les expériences simulées générées uniquement avec les variations statistiques.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

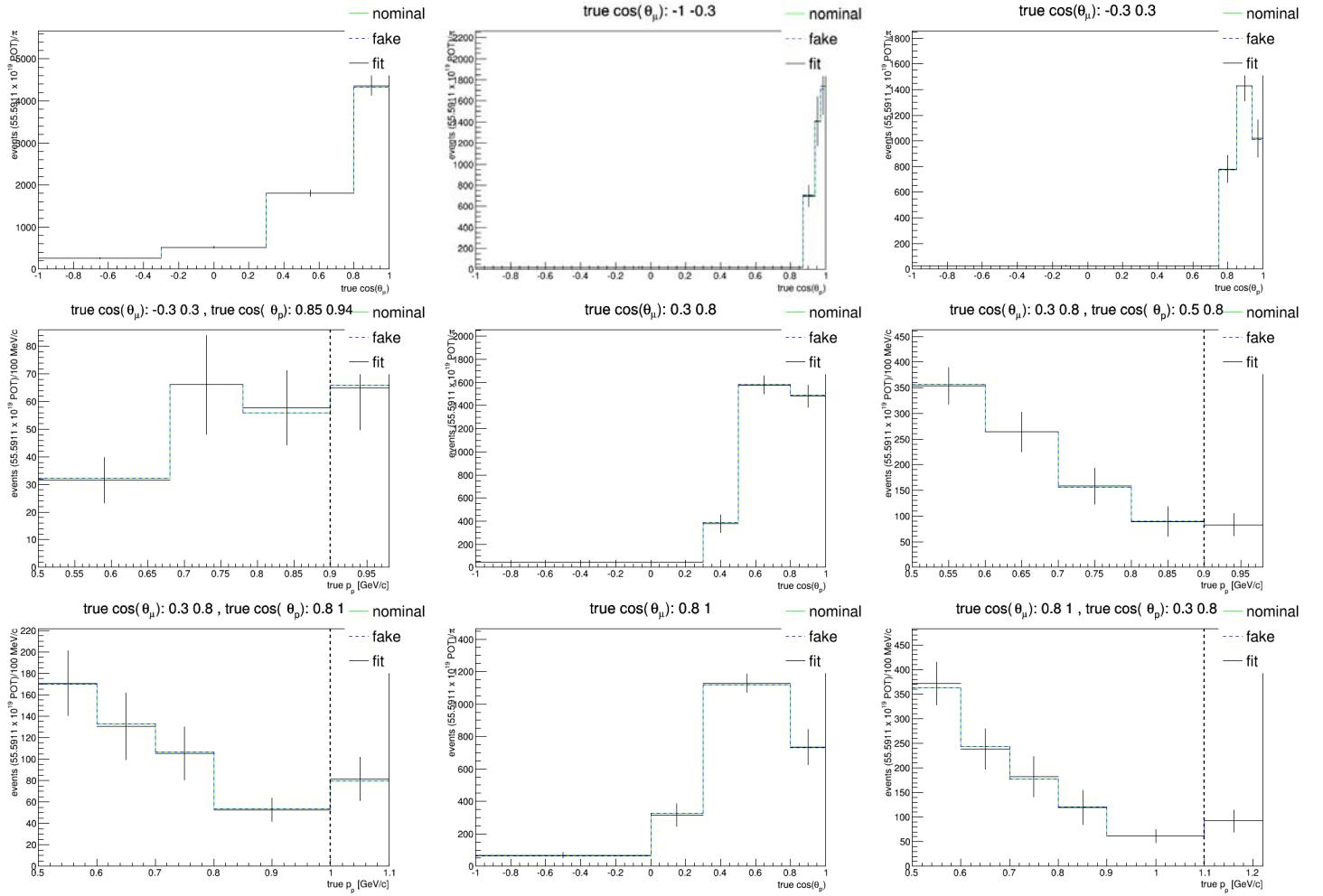


FIGURE 6.49: Distribution corrigée des événements $CC-0\pi-1p$. Moyenne des c_i , $c_i \times N_i^{CC0\pi}$ (en noir), comparée aux nombres d'événements nominaux $N_i^{CC0\pi}$ (en bleu). Les barres d'erreurs correspondent à la dispersion des $c_i \times N_i^{CC0\pi}$ dans les expériences simulées générées uniquement avec les variations statistiques.

La figure 6.50 montre les *pulls* des corrections données/Monte Carlo c_i , calculés avec l'équation 6.5. Ces *pulls* ont une moyenne compatible avec 0 et une dispersion compatible avec 1.

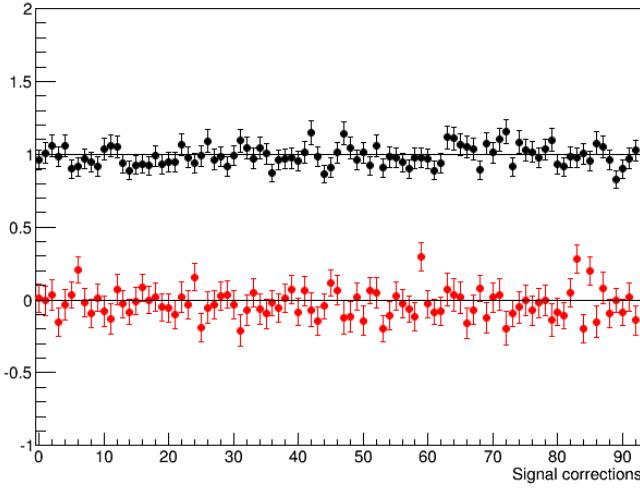


FIGURE 6.50: Moyenne (en rouge) et déviation standard (en noir) des *pulls* des corrections données/Monte Carlo c_i pour 100 expériences simulées uniquement avec les variations statistiques.

6.4.2 Tests de clôture avec les systématiques

100 expériences simulées sont générées en appliquant les variations statistiques poissonniennes ainsi qu'en variant tous les paramètres de nuisances (théoriques et de détecteur) selon leur distribution gaussienne multivariée a priori, toutes ces variations étant appliquées en même temps. Chaque expérience simulée est ensuite ajustée en variant les mêmes paramètres que lors de leur génération.

Les $Pull_p^t$ de tous les paramètres p ajustés sont ensuite calculés pour chaque expérience t :

$$Pull_p^t = \frac{p_t^{fit} - p_t^{sim}}{\sigma_{p_t^{fit}}} \quad (6.5)$$

Avec :

- p_t^{sim} : la valeur du paramètre p générée dans l'expérience simulée t .
- p_t^{fit} : la valeur du paramètre p obtenue après ajustement de l'expérience simulée t .
- $\sigma_{p_t^{fit}}$: l'erreur obtenue sur le paramètre p lors de l'ajustement, en calculant la matrice hessienne au minimum de χ^2 .

Comme le montre la figure 6.51, ces *pulls* ont une moyenne compatible avec 0 et une dispersion compatible avec 1.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

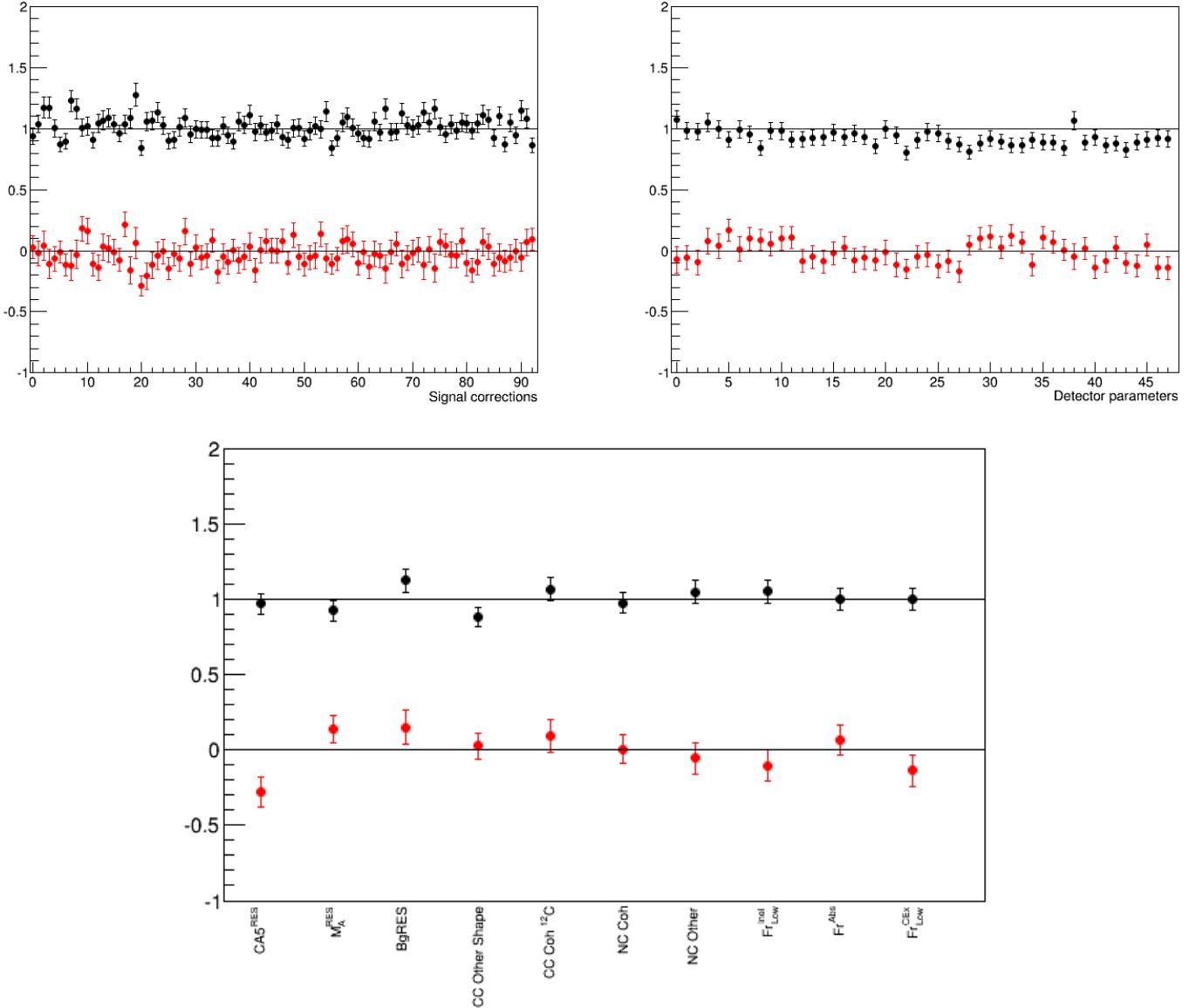


FIGURE 6.51: Moyenne (en rouge) et déviation standard (en noir) des *pulls* des paramètres ajustés pour 100 expériences simulées avec les variations statistiques et en variant tous les paramètres de nuisances. En haut à gauche : c_i , en haut à droite : paramètres de détecteur, en bas : paramètres théoriques.

Les erreurs $\sigma_{p_t^{fit}}$ obtenues en calculant les dérivées secondes du χ^2 par rapport aux paramètres ajustés ne sont pas utilisées dans cette analyse. En effet, les incertitudes dues aux paramètres non ajustés ne sont pas pris en compte de cette manière. Comme on ne peut pas non plus facilement propager analytiquement les incertitudes sur les paramètres non ajustés aux paramètres ajustés (principalement aux c_i), on génère des expériences simulées en faisant varier tous les paramètres (même non ajustés) et on prend la variance des distributions des paramètres ajustés dans ces expériences comme incertitude attendue, comme expliqué en section 6.3 pour les c_i . En résumé, on utilise comme incertitude attendue la dispersion des $p_t^{fit} - p_t^{sim}$ et non les erreurs $\sigma_{p_t^{fit}}$.

La matrice de covariance des paramètres p après ajustement est donc :

$$V_{pp'} = \frac{1}{N_{toys}-1} \sum_{t=1}^{N_{toys}} (p_t - \bar{p}_t) \times (p'_t - \bar{p}'_t)$$

Le compatibilité de ces *pulls* avec une moyenne de 0 et une largeur de 1, qui sert habituellement à valider les erreurs $\sigma_{p_t^{fit}}$ en montrant qu'elles sont comparables aux dispersions des expériences générées dans le but de les utiliser par la suite, permet tout de même de vérifier que l'ajustement se déroule correctement.

Pour vérifier qu'aucun biais non négligeable n'est présent dans cette analyse, on inclut tout les autres paramètres non ajustés ainsi que les variations statistiques dans la génération des expériences simulées et on calcule la distribution des biais des corrections c_i , montrée en figure 6.52, c'est à dire simplement $c_i - 1$ lorsqu'on ajuste les expériences simulées avec l'échantillon nominal.

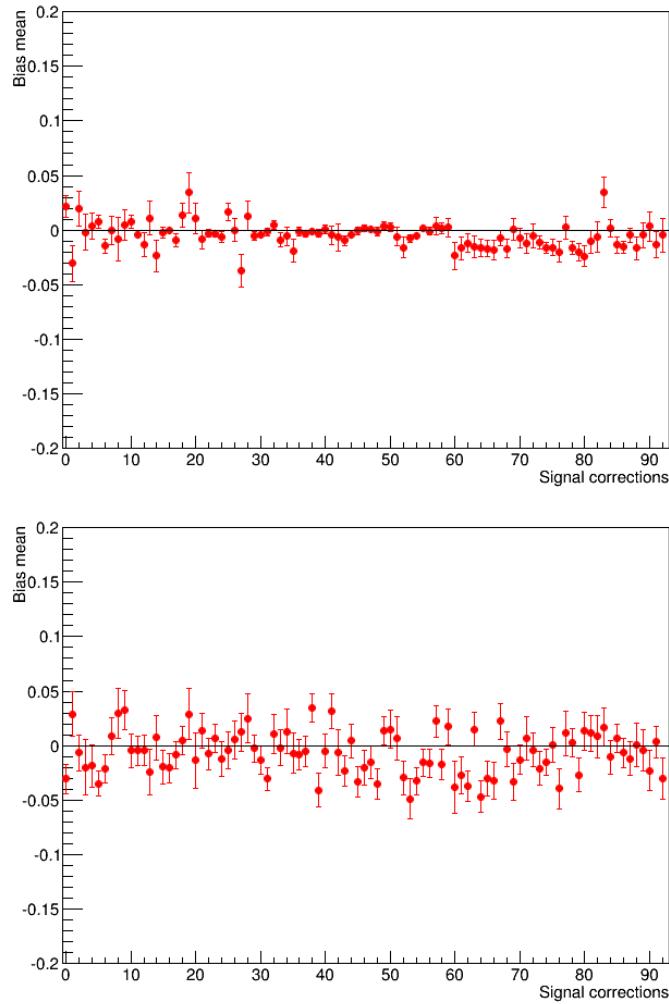


FIGURE 6.52: Biais moyen de chaque correction c_i en variant tous les paramètres de nuisances (en haut) et en y ajoutant les variations statistiques ainsi que tout les paramètres systématiques non ajustés (en bas), les barres d'erreurs correspondent à la dispersion des résultats.

6.4.3 Fausses données

Pour vérifier le bon fonctionnement de la méthode d'ajustement plusieurs jeux de fausses données ont été construits :

- En répondant l'échantillon Monte Carlo nominal.
- En utilisant des échantillons produits par d'autres générateurs Monte Carlo.

Ces fausses données ont ensuite été ajustées de la même manière que les données réelles :

- La même segmentation est utilisée pour grouper les événements et pour appliquer les corrections données/Monte Carlo, à la fois pour les variables reconstruites et les variables vraies.
- L'échantillon nominal est le même échantillon Monte Carlo NEUT
- Les paramètres de nuisance ajustés sont les mêmes que pour l'ajustement aux données réelles.
- Les paramètres non ajustés ne sont pas utilisés.

Ces jeux de fausses données étant générés par des simulations, on connaît les variables vraies de chaque événement, et on peut donc comparer les sections efficaces vraies à celles obtenues avec l'ajustement.

Pour évaluer la compatibilité des résultats avec les vraies sections efficaces, on évalue le χ^2 réduit :

$$\chi^2_{réduit} = \frac{1}{N_{bins}} \sum_i^{N_{bins}} \frac{(\sigma_{fausses données}^i - \sigma_{fit}^i)^2}{\delta_i^2}$$

Avec $\delta_i = \sqrt{V_{ii}}$.

Comme précisé dans la section précédente, les erreurs obtenues lors de l'ajustement en évaluant la matrice Hessienne au minimum du χ^2 ne sont pas utilisées : on utilise à la place directement les erreurs obtenues en simulant des expériences.

Un autre test de validation décrit dans l'appendice 7.1.1 consiste à modifier l'échantillon nominal utilisé en entrée de l'ajustement.

6.4.3.1 Signal biaisé

Un jeu de fausses données est construit à partir de l'échantillon Monte Carlo nominal en introduisant artificiellement un biais dépendant de l'énergie du neutrino E_ν dans la forme du signal. Les événements $CC0\pi$ sont pondérés d'un poids $w(E_\nu)$, montré en figure 6.53 :

$$w = \begin{cases} 1 + 0.5/500E_\nu & \text{if } E_\nu < 500\text{MeV} \\ 2 - E_\nu/1000 & \text{if } 500\text{MeV} < E_\nu < 1500\text{MeV} \\ 0.5/500E_\nu - 1 & \text{if } 1500\text{MeV} < E_\nu < 2000\text{MeV} \\ 1 & \text{if } E_\nu > 2000\text{MeV} \end{cases} \quad (6.6)$$

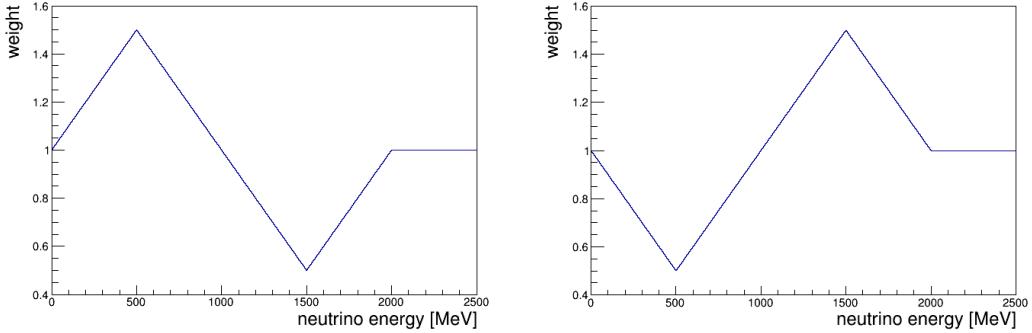


FIGURE 6.53: Poids appliqué aux événements $CC0\pi$ pour obtenir des échantillons au signal biaisé qui serviront de fausses données et aussi d'échantillons nominaux alternatifs. À gauche : pondération de l'équation 6.6, à droite : pondération de l'équation 7.1.

L'échantillon biaisé est ensuite ajusté par l'échantillon nominal, non biaisé. Les figures 6.54 à 6.56 montrent les sections efficaces ajustées, comparées aux sections efficaces vraies des fausses données. Les deux distributions sont compatibles entre elles dans les barres d'erreurs, qui correspondent uniquement aux incertitudes des paramètres de nuisances, avec $\chi^2_{\text{réduit}} = 0.78$. les erreurs statistiques ne sont pas ajoutées car l'échantillon nominal et celui de fausses données correspondent ici statistiquement. De plus les mêmes paramètres théoriques et de flux ont été utilisés pour générer les deux échantillons, par conséquent seuls les paramètres de nuisance sont pris en compte pour évaluer les barres d'erreurs. La figure 6.57 montre la distribution des biais relatifs sur les sections efficaces obtenues.

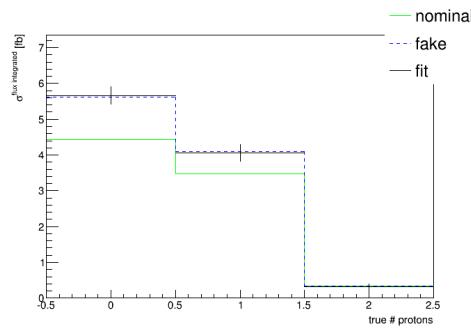


FIGURE 6.54: Résultats de l'ajustement aux fausses données de signal biaisé, pour les événements $CC-0\pi$. En vert : vraie section efficace dans l'échantillon nominal, en pointillé bleu : vraies sections efficaces dans les fausses données, en noir : résultat de l'ajustement. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes attendues en incluant uniquement les systématiques des paramètres de nuisance.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

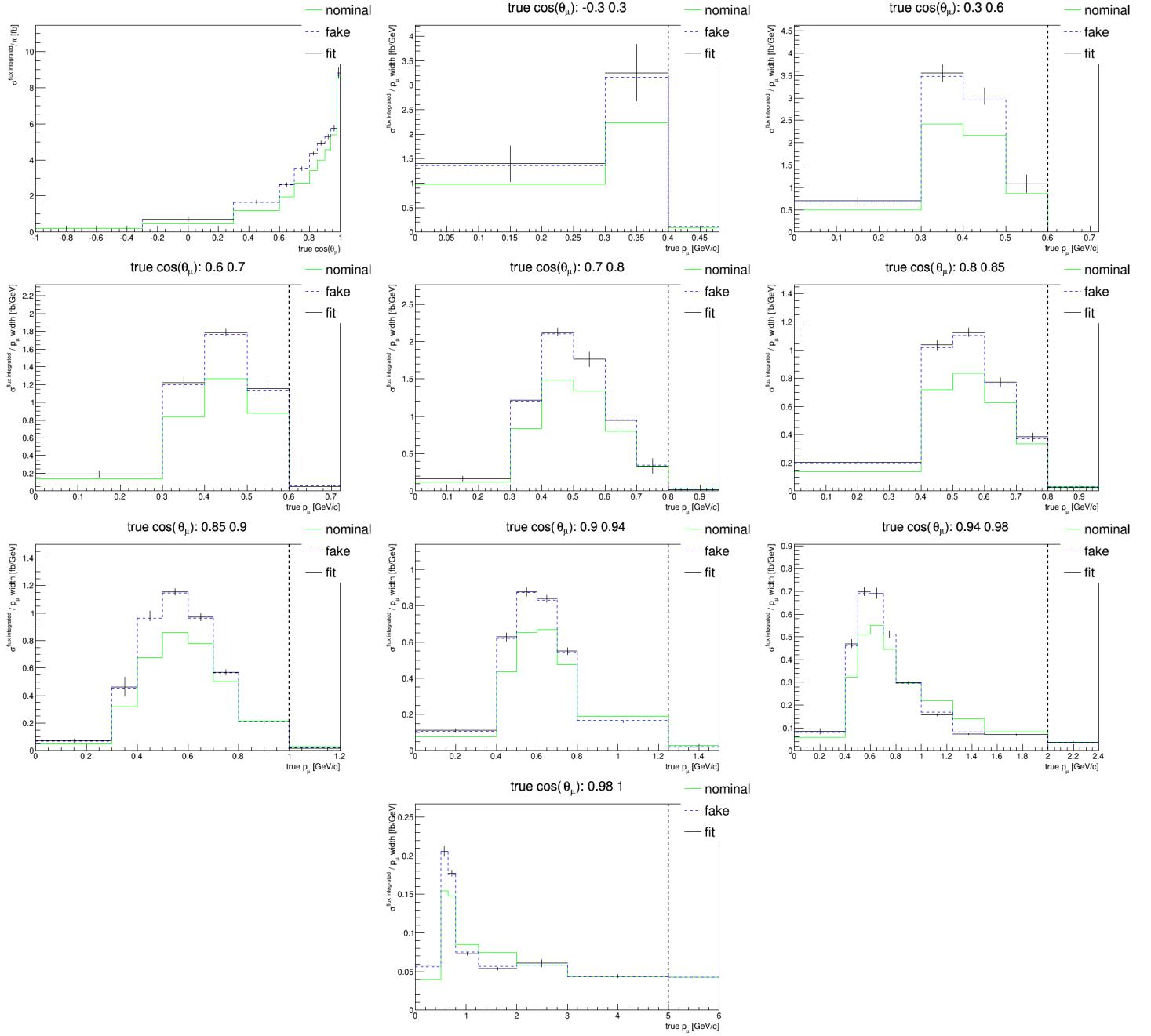


FIGURE 6.55: Résultats de l'ajustement aux fausses données de signal biaisé, pour les événements $CC-0\pi-0p$. En vert : vraie section efficace dans l'échantillon nominal, en pointillé bleu : vraies sections efficaces dans les fausses données, en noir : résultat de l'ajustement. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes attendues en incluant uniquement les systématiques des paramètres de nuisance.

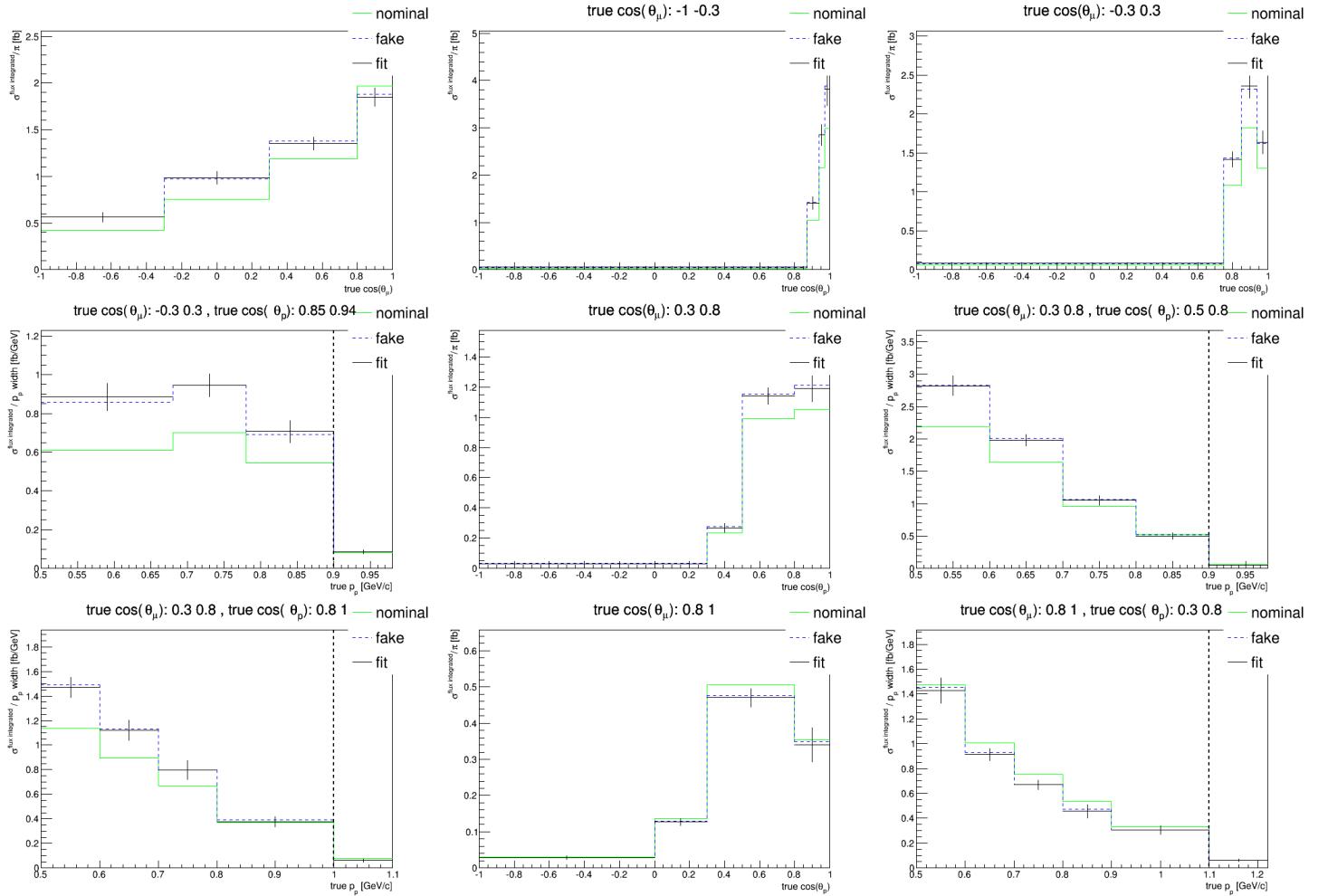


FIGURE 6.56: Résultats de l'ajustement aux fausses données de signal biaisé, pour les événements $CC-0\pi-1p$. En vert : vraie section efficace dans l'échantillon nominal, en pointillé bleu : vraies sections efficaces dans les fausses données, en noir : résultat de l'ajustement. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes attendues en incluant uniquement les systématiques des paramètres de nuisance.

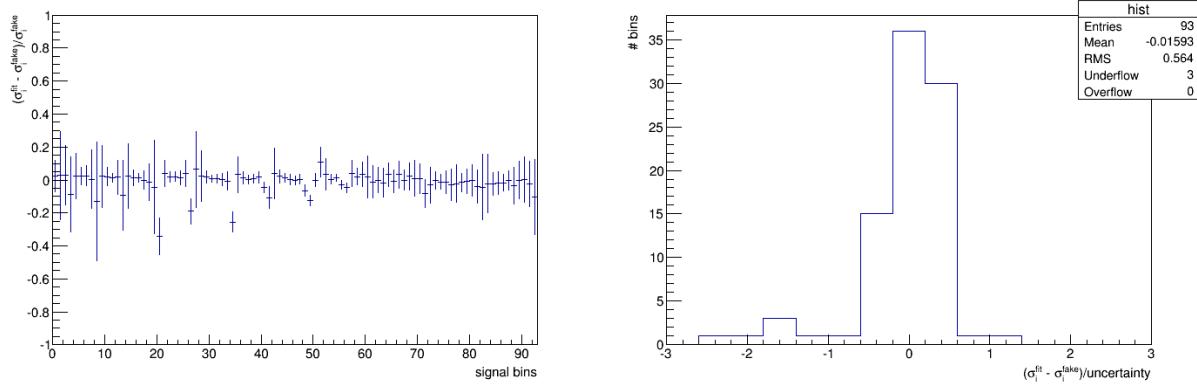


FIGURE 6.57: Biais relatif des sections efficaces ajustées aux fausses données de signal biaisé. À gauche : biais dans chaque intervalle i . À droite : distribution de $\frac{\sigma_i^{fit} - \sigma_i^{fake}}{\delta_i}$.

6.4.3.2 Bruits de fond biaisés

Un jeu de fausses données est construit à partir de l'échantillon Monte Carlo nominal en introduisant artificiellement un biais sur la normalisation des bruits de fond. Les poids des événements $CC1\pi^+$ sont augmentés de 20%, ceux des événements $CCAutres$ sont augmentés de 30%. Comme pour les fausses données de signal biaisé, seules les incertitudes dues aux paramètres de nuisance sont inclus dans la comparaison. Les figures 6.58 à 6.60 montrent les sections efficaces ajustées, comparées aux sections efficaces vraies des fausses données, avec $\chi^2_{réduit} = 0.20$. On peut remarquer que les sections efficaces nominales coïncident avec celles des fausses données, le biais n'affectant que les bruits de fond. La figure 6.61 montre la distribution des biais relatifs sur les sections efficaces.

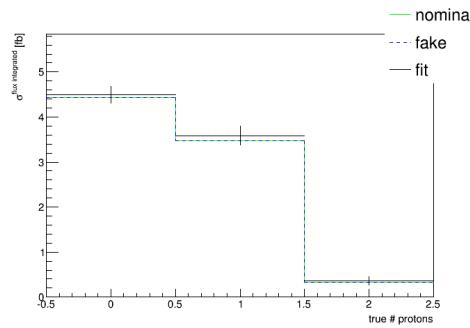


FIGURE 6.58: Résultats de l'ajustement aux fausses données de bruit de fond biaisé, pour les événements $CC-0\pi$. En vert : vraies sections efficaces dans l'échantillon nominal, en pointillé bleu : vraie section efficace dans les fausses données, en noir : résultat de l'ajustement. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes attendues en incluant uniquement les systématiques des paramètres de nuisance.

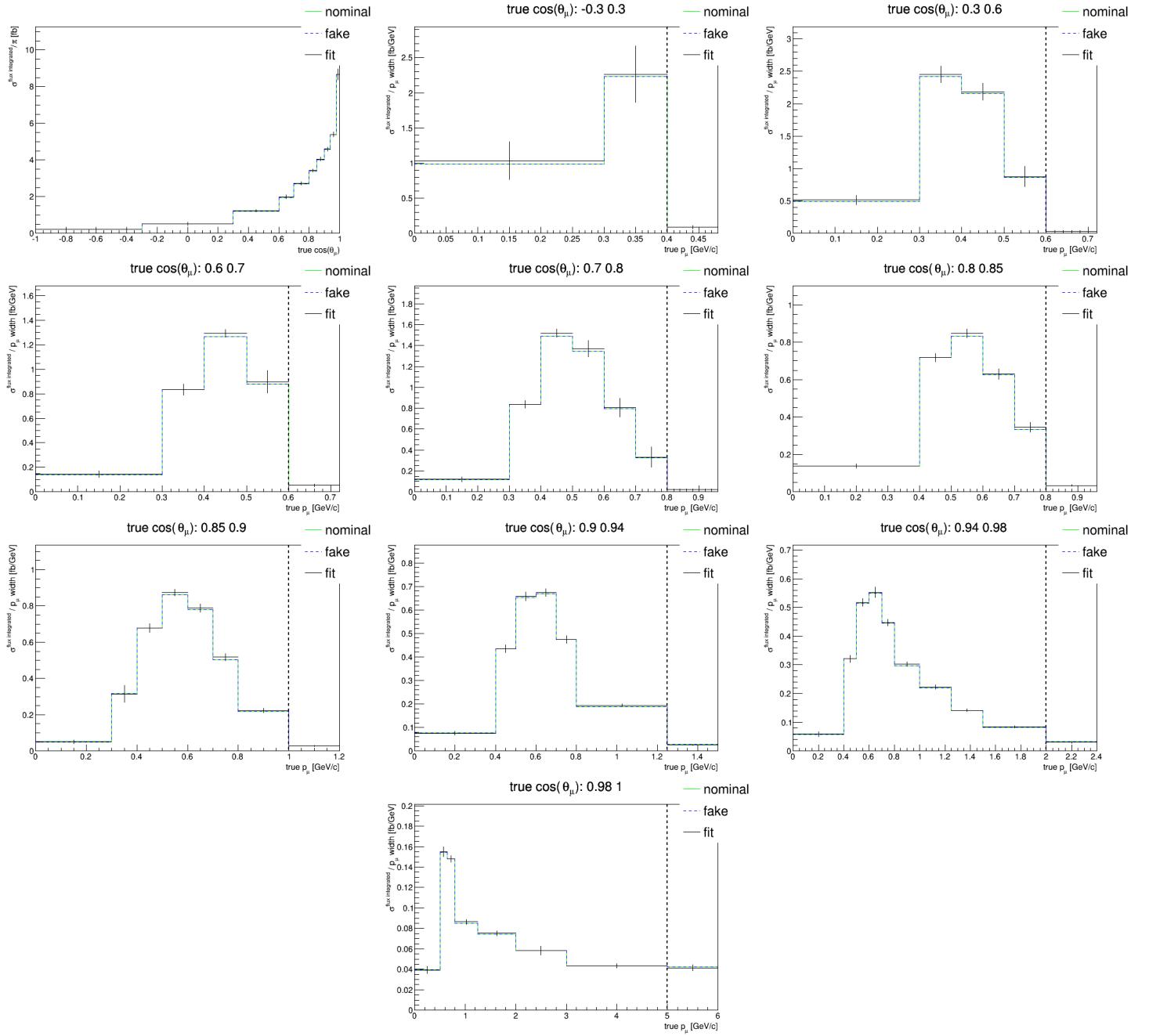


FIGURE 6.59: Résultats de l'ajustement aux fausses données de bruit de fond biaisé, pour les événements $CC-0\pi-0p$. En vert : vraies sections efficaces dans l'échantillon nominal, en pointillé bleu : vraie section efficace dans les fausses données, en noir : résultat de l'ajustement. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes attendues en incluant uniquement les systématiques des paramètres de nuisance.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

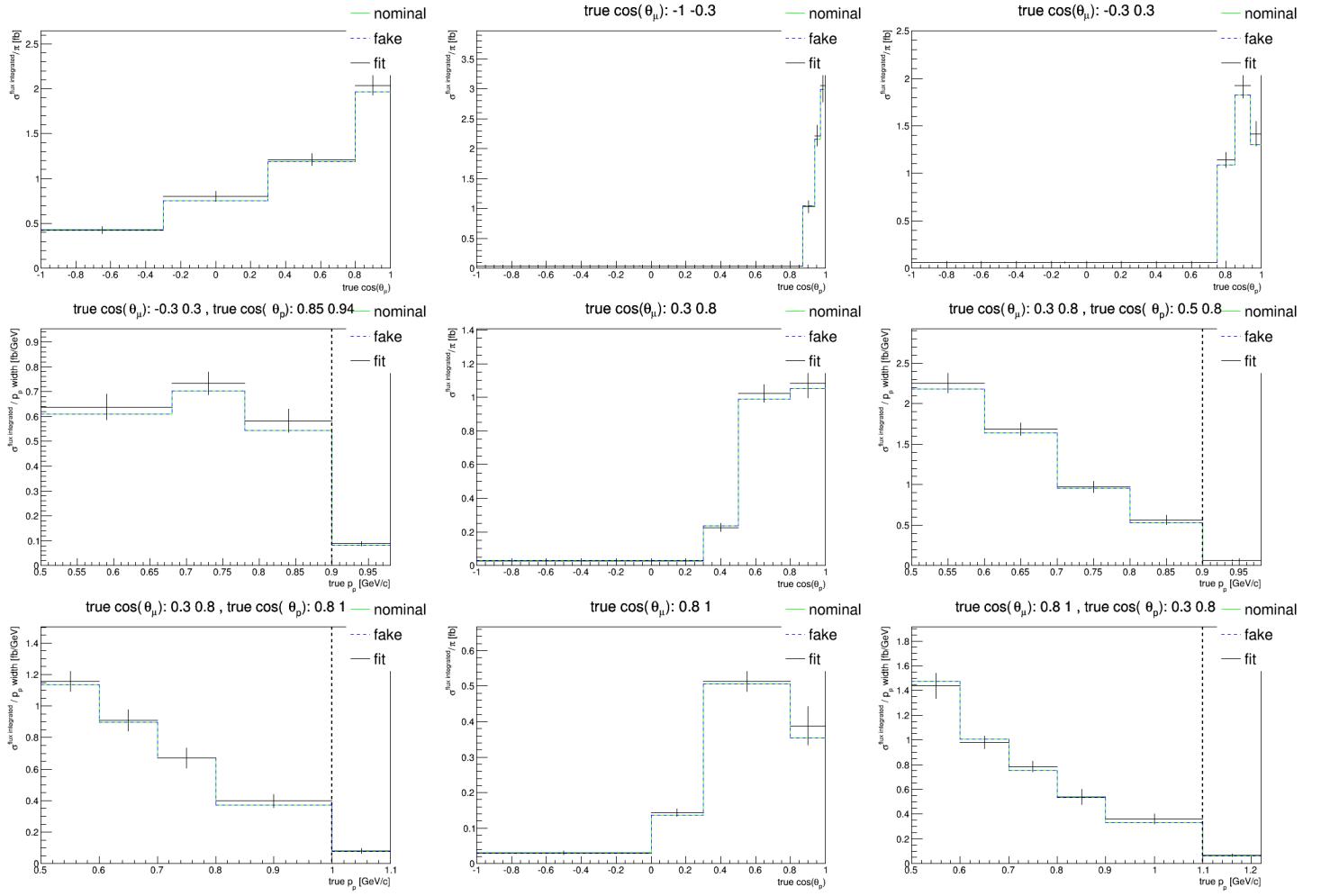


FIGURE 6.60: Résultats de l'ajustement aux fausses données de bruit de fond biaisé, pour les événements $CC-0\pi-1p$. En vert : vraies sections efficaces dans l'échantillon nominal, en pointillé bleu : vraie section efficace dans les fausses données, en noir : résultat de l'ajustement. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes attendues en incluant uniquement les systématiques des paramètres de nuisance.

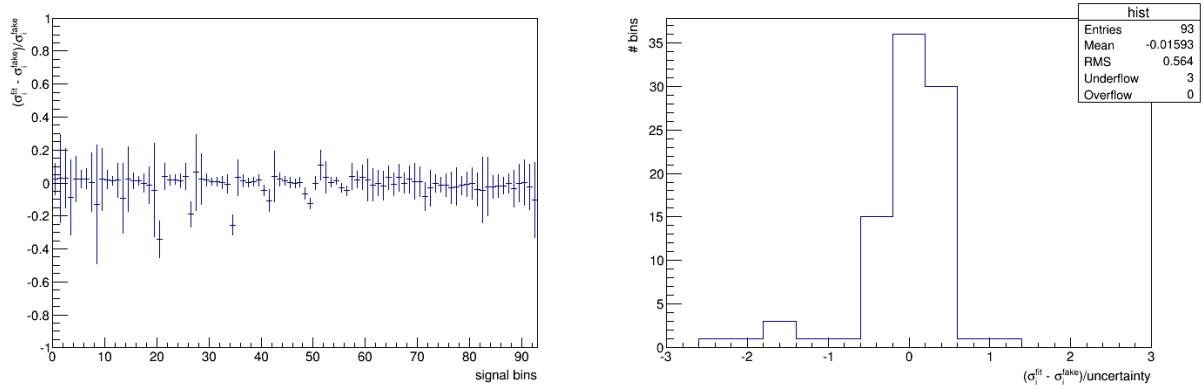


FIGURE 6.61: Biais relatif des sections efficaces ajustées aux fausses données de bruit de fond biaisé. À gauche : biais dans chaque intervalle i . À droite : distribution de $\frac{\sigma_i^{\text{fit}} - \sigma_i^{\text{fake}}}{\delta_i}$.

6.4.3.3 Monte Carlo GENIE

L'échantillon généré avec GENIE est répondé à la statistique attendue dans les données, puis ajusté en incluant les paramètres de nuisances. Les figures 6.62 à 6.64 montrent les sections efficaces ajustées, comparées aux sections efficaces vraies des fausses données. Les deux distributions sont compatibles entre elles dans les barres d'erreurs, qui correspondent à toutes les sources d'incertitude à l'exception de celles liées au flux, avec $\chi^2_{\text{réduit}} = 0.41$.

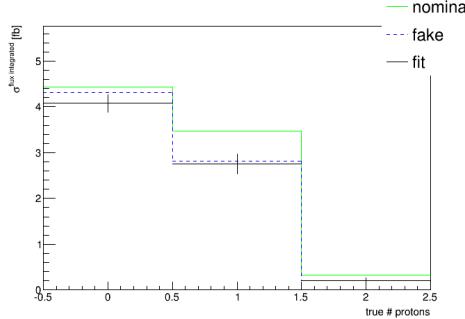


FIGURE 6.62: Résultats de l'ajustement aux fausses données générées avec GENIE, pour les événements $CC-0\pi$. En vert : vraie section efficace dans l'échantillon nominal, en pointillé bleu : vraies sections efficaces dans les fausses données GENIE, en noir : résultat de l'ajustement. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes attendues avec toutes les sources présentes sauf celles liées au flux.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

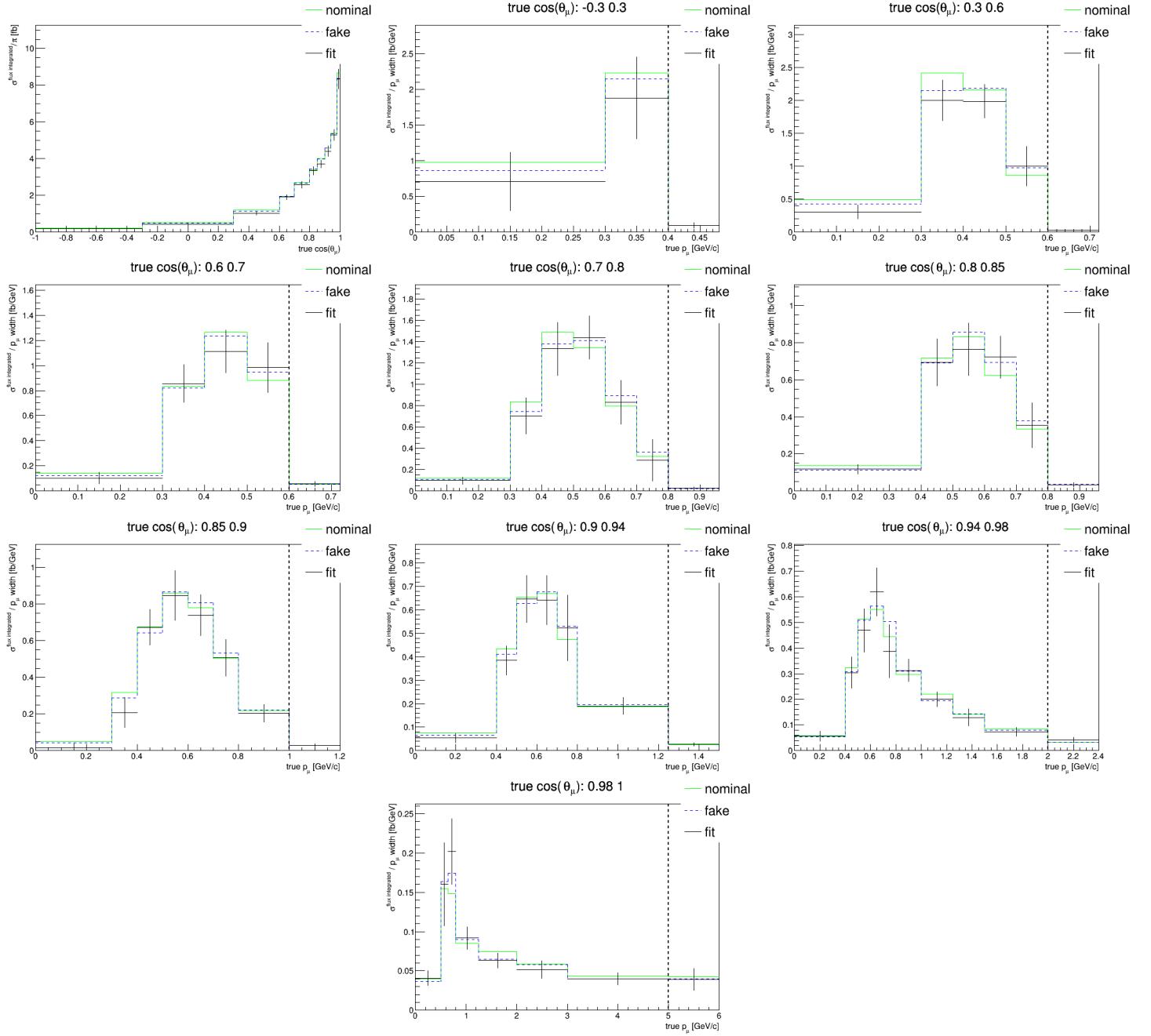


FIGURE 6.63: Résultats de l'ajustement aux fausses données générées avec GENIE, pour les événements $CC-0\pi-0p$. En vert : vraie section efficace dans l'échantillon nominal, en pointillé bleu : vraies sections efficaces dans les fausses données GENIE, en noir : résultat de l'ajustement. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes attendues avec toute les sources présentes sauf celles liées au flux.

6.4 Validation de l'ajustement

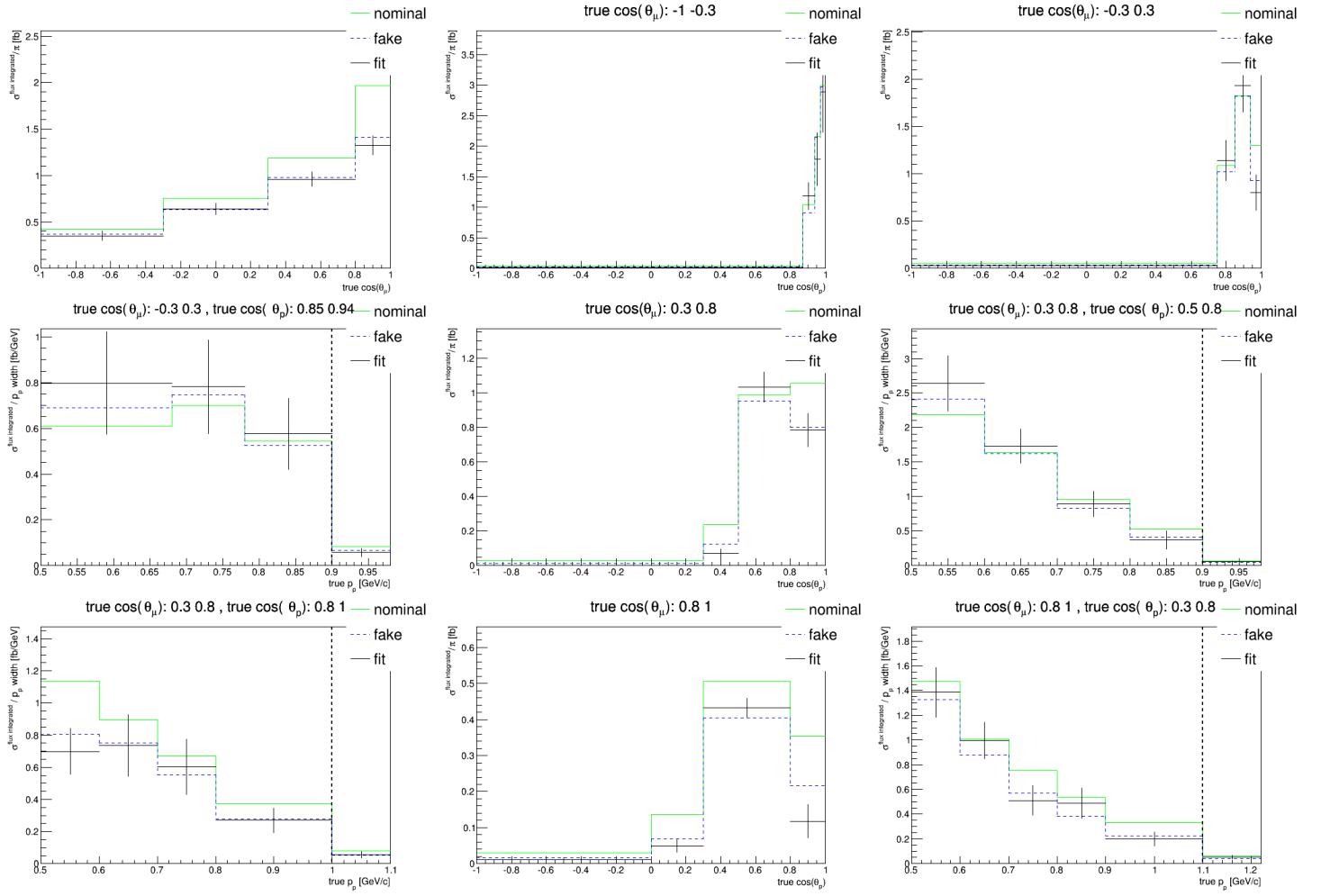


FIGURE 6.64: Résultats de l'ajustement aux fausses données générées avec GENIE, pour les événements $CC-0\pi-1p$. En vert : vraie section efficace dans l'échantillon nominal, en pointillé bleu : vraies sections efficaces dans les fausses données GENIE, en noir : résultat de l'ajustement. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes attendues avec toute les sources présentes sauf celles liées au flux.

La figure 6.65 montre la distribution des biais relatif sur les sections efficaces, $\frac{\sigma_i^{fit} - \sigma_i^{fake}}{\sigma_i^{fake}}$.

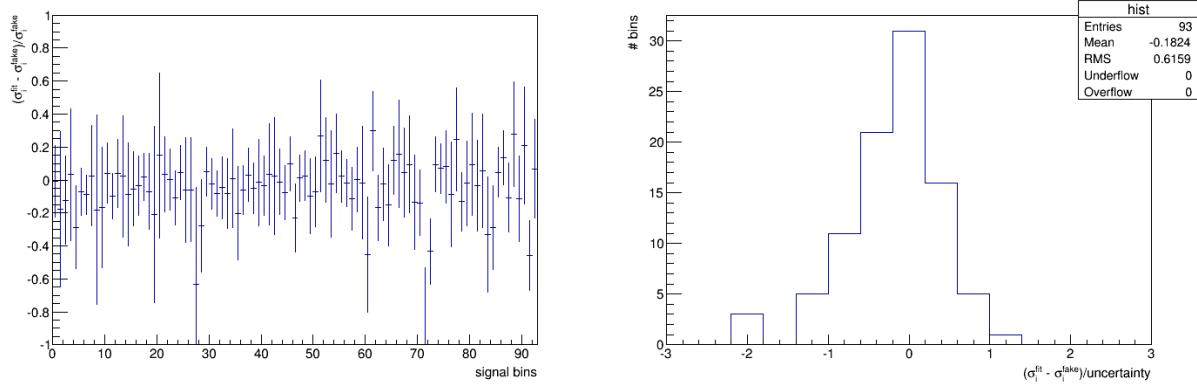


FIGURE 6.65: Biais relatif des sections efficaces ajustées aux fausses données GENIE. À gauche : biais dans chaque intervalle i . À droite : distribution de $\frac{\sigma_i^{fit} - \sigma_i^{fake}}{\delta_i}$.

6.5 Résultat de l'ajustement aux données

Les données expérimentales ont été interpolées comme décrit précédemment, en ajustant les corrections données/Monte Carlo c_i , les paramètres théoriques de section efficace des bruits de fond et d'interaction des pions dans l'état final, et ceux de détecteurs. Comme expliqué précédemment, les paramètres théoriques liés au signal et ceux de flux ne sont pas ajustés.

Les erreurs systématiques sont celles décrites en section 6.3. Les erreurs statistiques sont calculées comme décrit en section 6.3.1.1, sauf que l'on fait ici fluctuer les nombres d'événements reconstruits des données et non ceux de l'échantillon nominal pour générer les expériences simulées. Ces deux type d'erreurs sont ajoutées en quadrature pour obtenir l'incertitude finale.

6.5.1 Résultat de l'ajustement au niveau reconstruit

Les figures 6.66 à 6.70 montrent les nombres d'événements dans chaque intervalle de la segmentation reconstruite, dans les données, dans l'échantillon nominal, et après ajustement. Dans la région de signal, l'accord est quasi parfait en raison de la correspondance entre les intervalles des c_i et ceux reconstruits. Dans la région de contrôle $CC1\pi^+$, l'ajustement des paramètres de section efficace permet de corriger la surestimation de NEUT. Dans la région de contrôle $CCAutres$, l'ajustement des paramètres de section efficace permet en partie de corriger la sous-estimation de NEUT. Notons qu'à partir d'ici toutes les figures montrent les section efficaces non divisées par le volume des intervalles afin de mieux visualiser ceux de faible sections efficaces.

6.5 Résultat de l'ajustement aux données

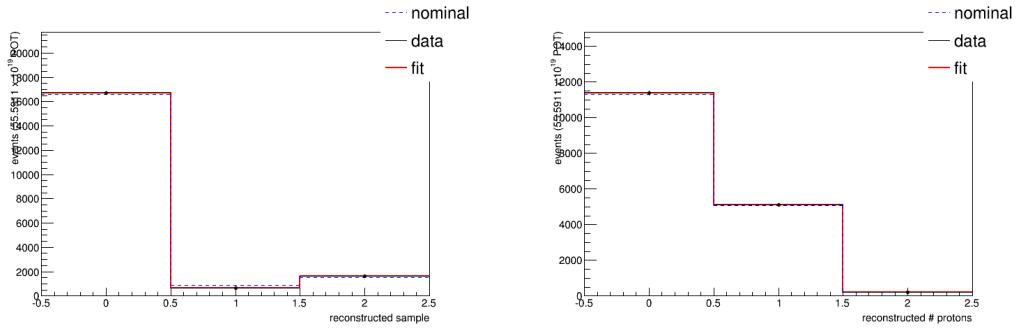


FIGURE 6.66: Nombres d'événements dans chaque intervalle (non normalisés par la taille des intervalles) de la segmentation de reconstruction, interpolés (noir), nominaux (pointillés bleus), et dans les données (noir), pour les événements reconstruits. Les barres d'erreurs sont les incertitudes statistiques des données.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

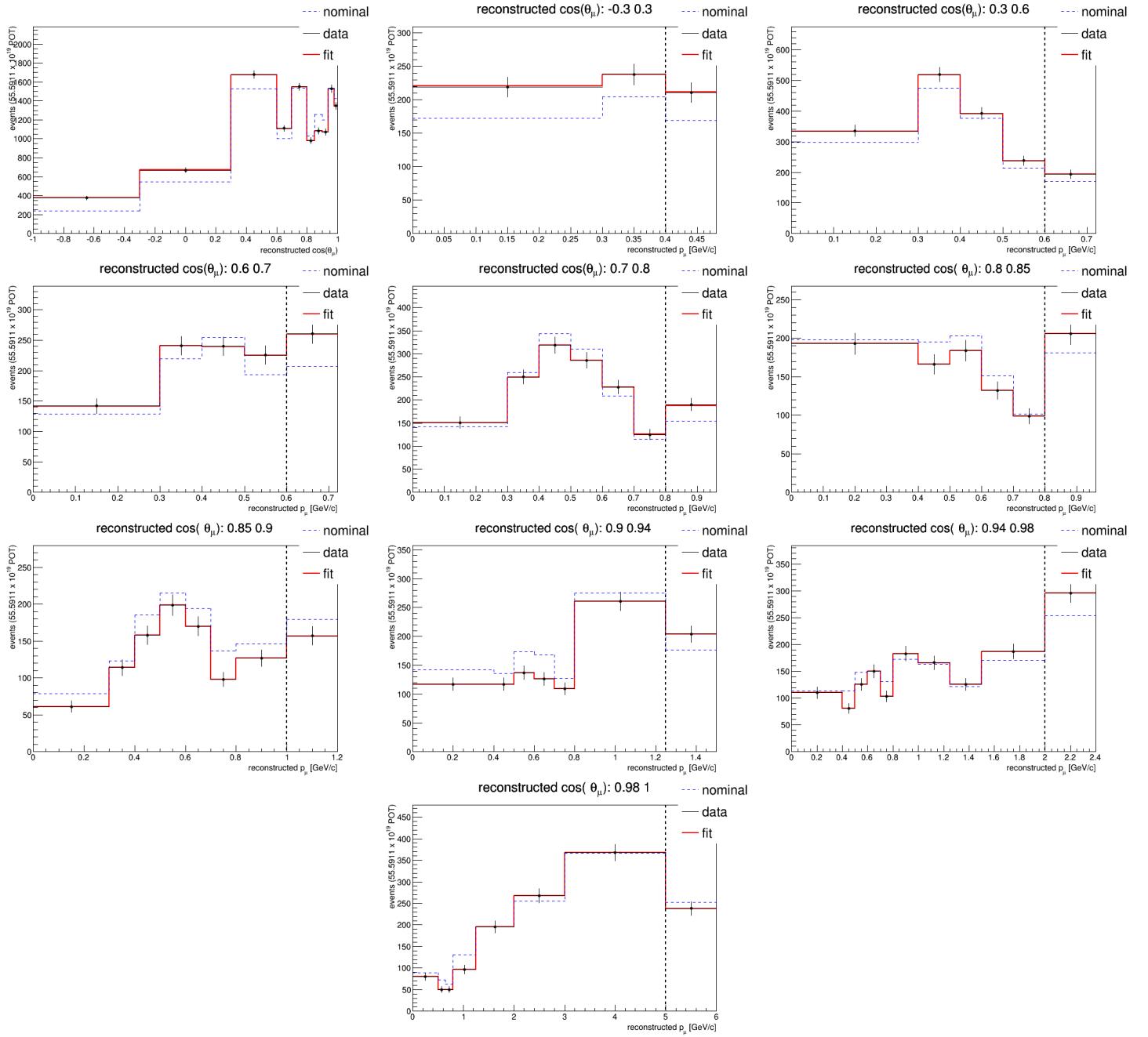


FIGURE 6.67: Nombres d'événements dans chaque intervalle (non normalisés par la taille des intervalles) de la segmentation de reconstruction, interpolés (noir), nominaux (pointillés bleus), et dans les données (noir), pour les événements reconstruits dans la région de signal $CC0\pi-0p$. Les barres d'erreurs sont les incertitudes statistiques des données.

6.5 Résultat de l'ajustement aux données

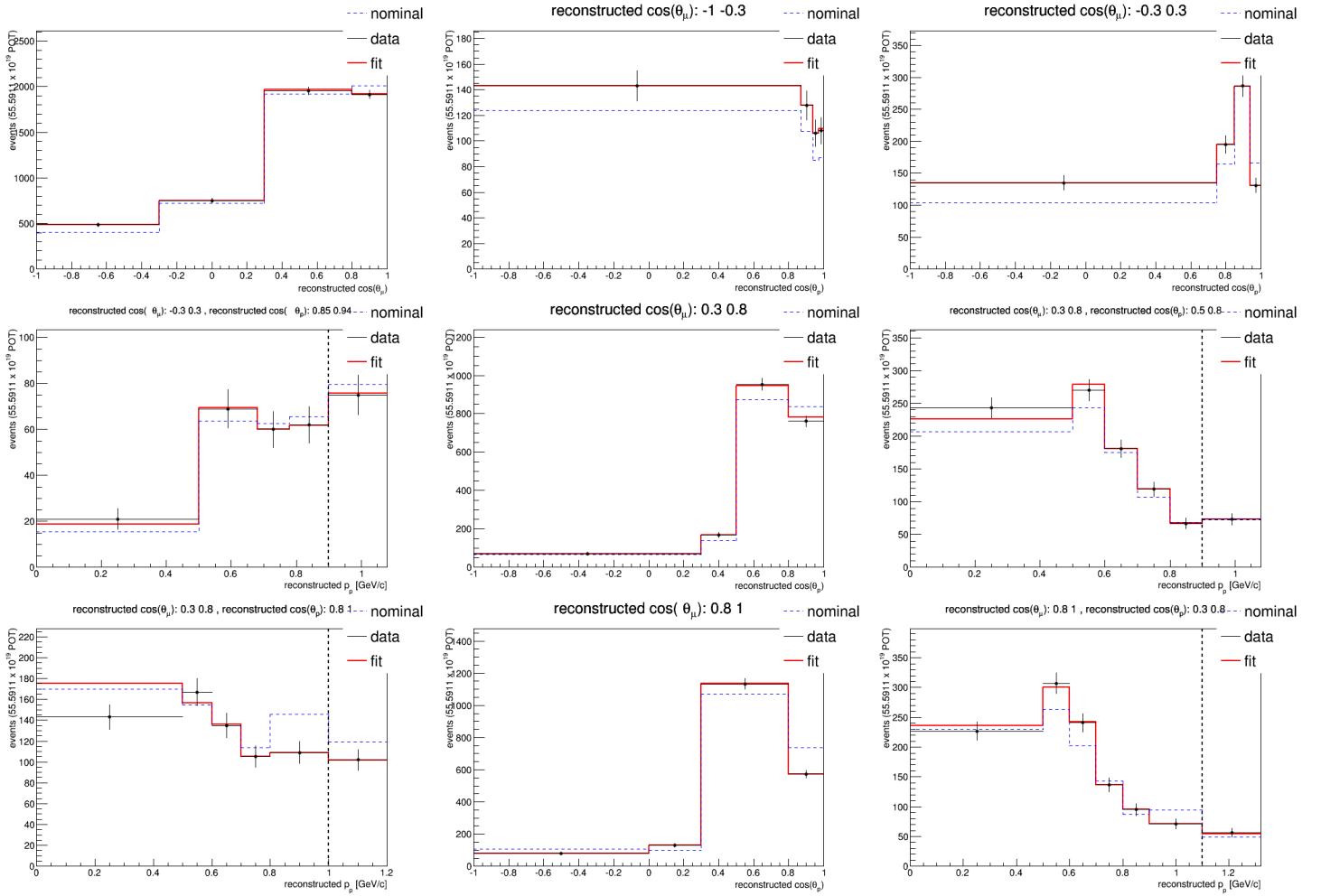


FIGURE 6.68: Nombres d'événements dans chaque intervalle (non normalisés par la taille des intervalles) de la segmentation de reconstruction, interpolés (noir), nominaux (pointillés bleus), et dans les données (noir), pour les événements reconstruits dans la région de signal $CC0\pi-1p$. Les barres d'erreurs sont les incertitudes statistiques des données.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

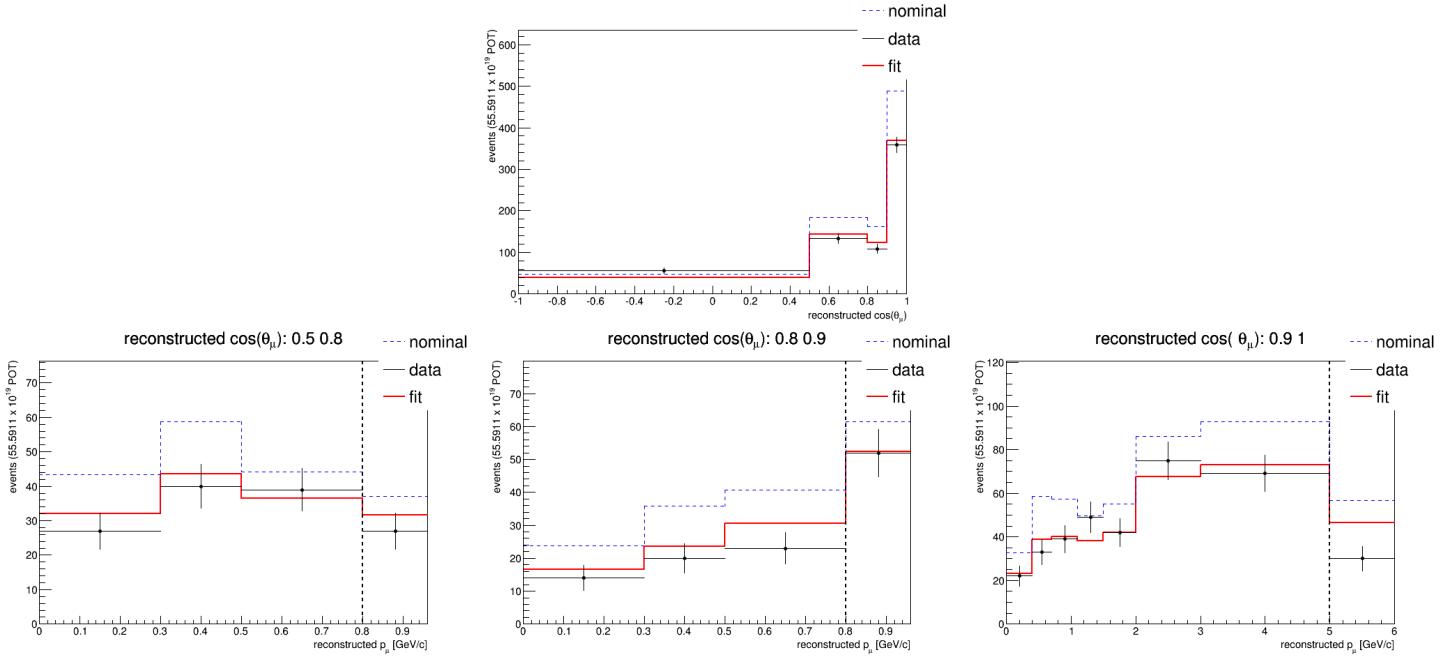


FIGURE 6.69: Nombres d'événements dans chaque intervalle (non normalisés par la taille des intervalles) de la segmentation de reconstruction, interpolés (noir), nominaux (pointillés bleus), et dans les données (noir), pour les événements reconstruits dans la région de contrôle $CC1\pi^+$. Les barres d'erreurs sont les incertitudes statistiques des données.

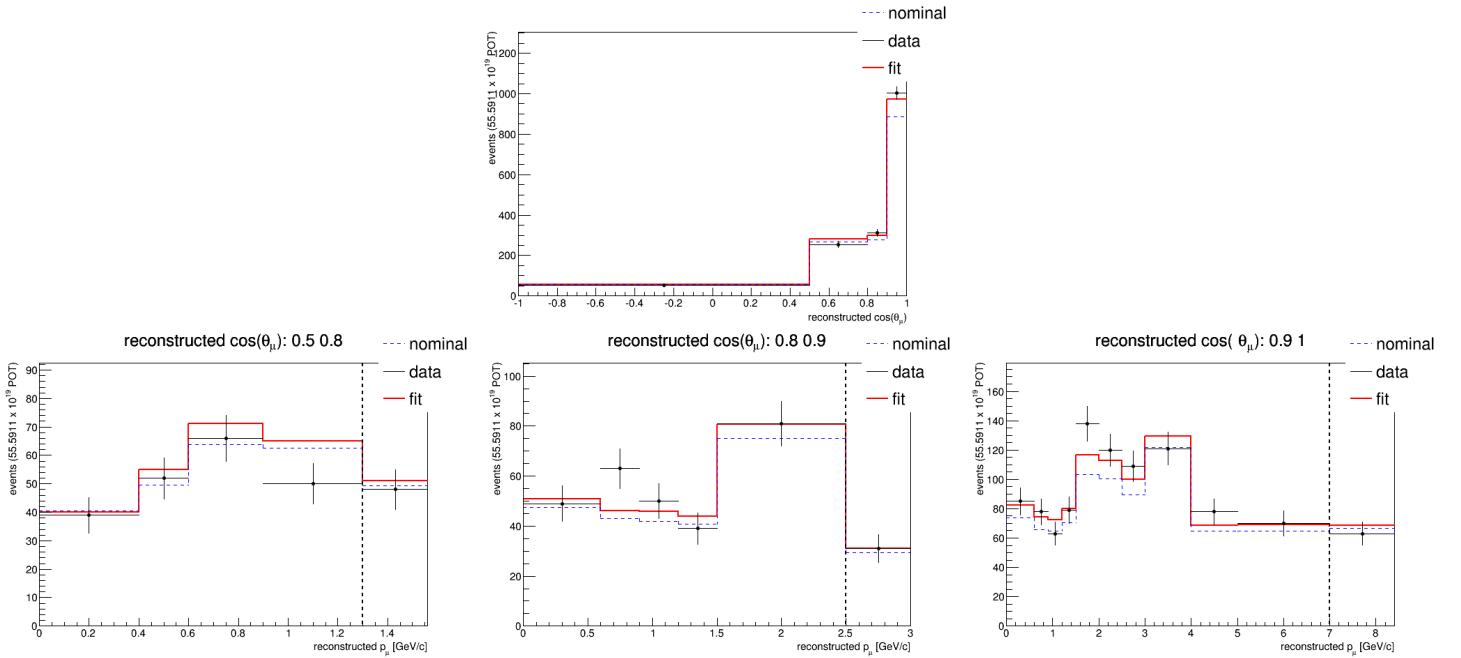


FIGURE 6.70: Nombres d'événements dans chaque intervalle (non normalisés par la taille des intervalles) de la segmentation de reconstruction, interpolés (noir), nominaux (pointillés bleus), et dans les données (noir), pour les événements reconstruits dans la région de contrôle *CCAutres*. Les barres d'erreurs sont les incertitudes statistiques des données.

6.5.2 Résultat de l'ajustement sur les sections efficaces

Les figures 6.71 à 6.73 montrent les sections efficaces mesurées dans les données expérimentales et prédites par NEUT. En appendice (figures 7.15 à 7.17), on peut voir ce même plot mais où on a séparé l'erreur de normalisation entièrement corrélée (principalement due à la normalisation du flux) de celle sur la forme. La section efficace intégrale mesurée est $\sigma = 9.3 \pm 1.1$ fb.

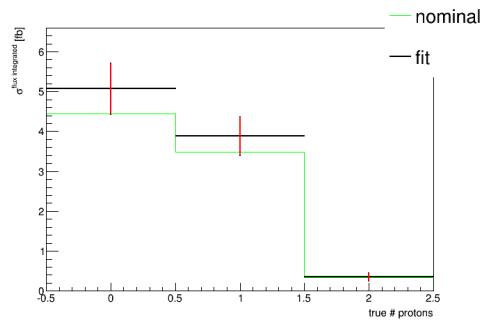


FIGURE 6.71: Sections efficaces mesurées dans les données expérimentales, pour les événements *CC-0 π* . En rouge : erreurs systématiques, en noir : somme en quadrature des erreurs systématiques et statistiques.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

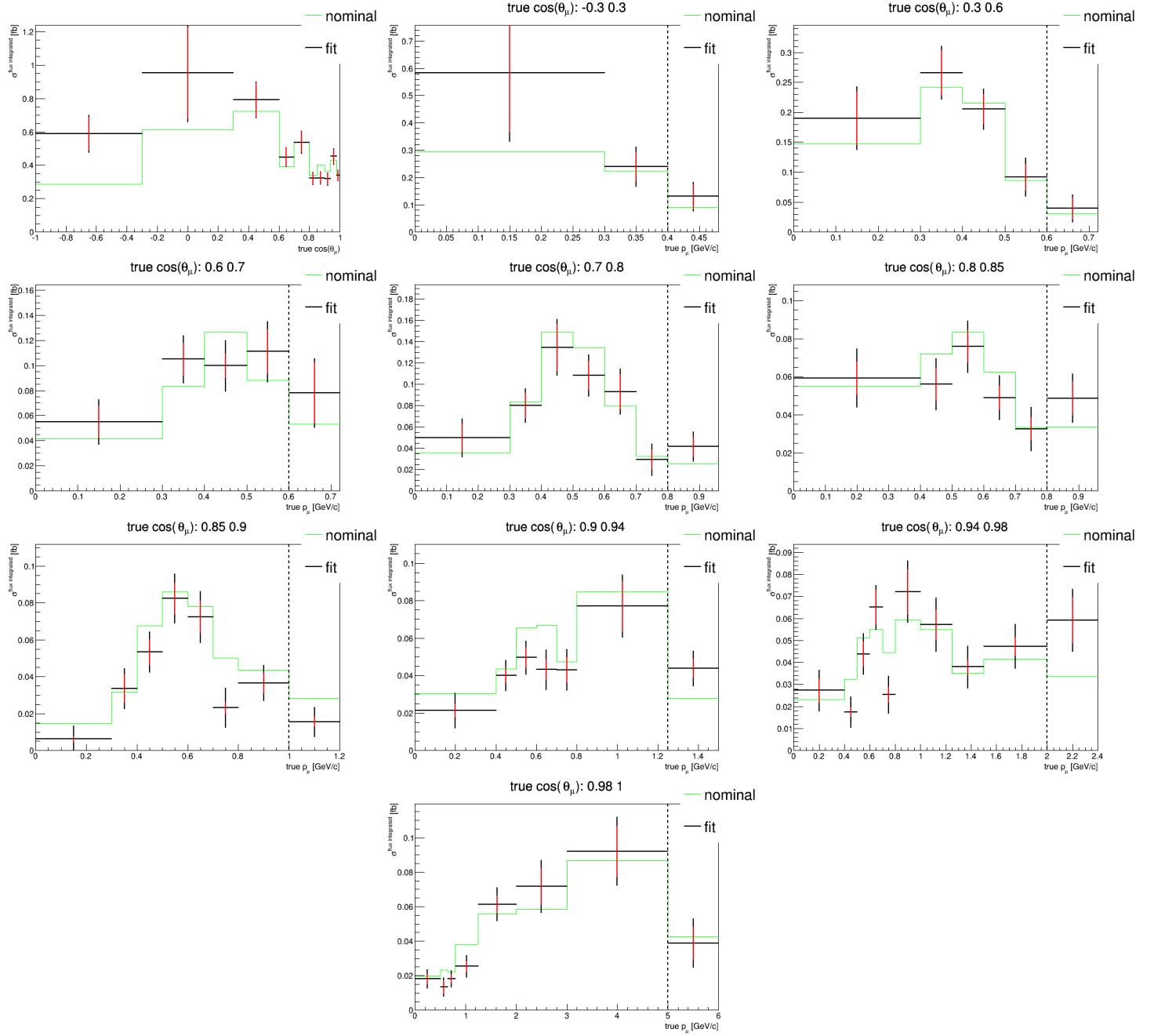


FIGURE 6.72: Sections efficaces mesurées dans les données expérimentales, pour les événements $CC-0\pi-0p$. En rouge : erreurs systématiques, en noir : somme en quadrature des erreurs systématiques et statistiques.

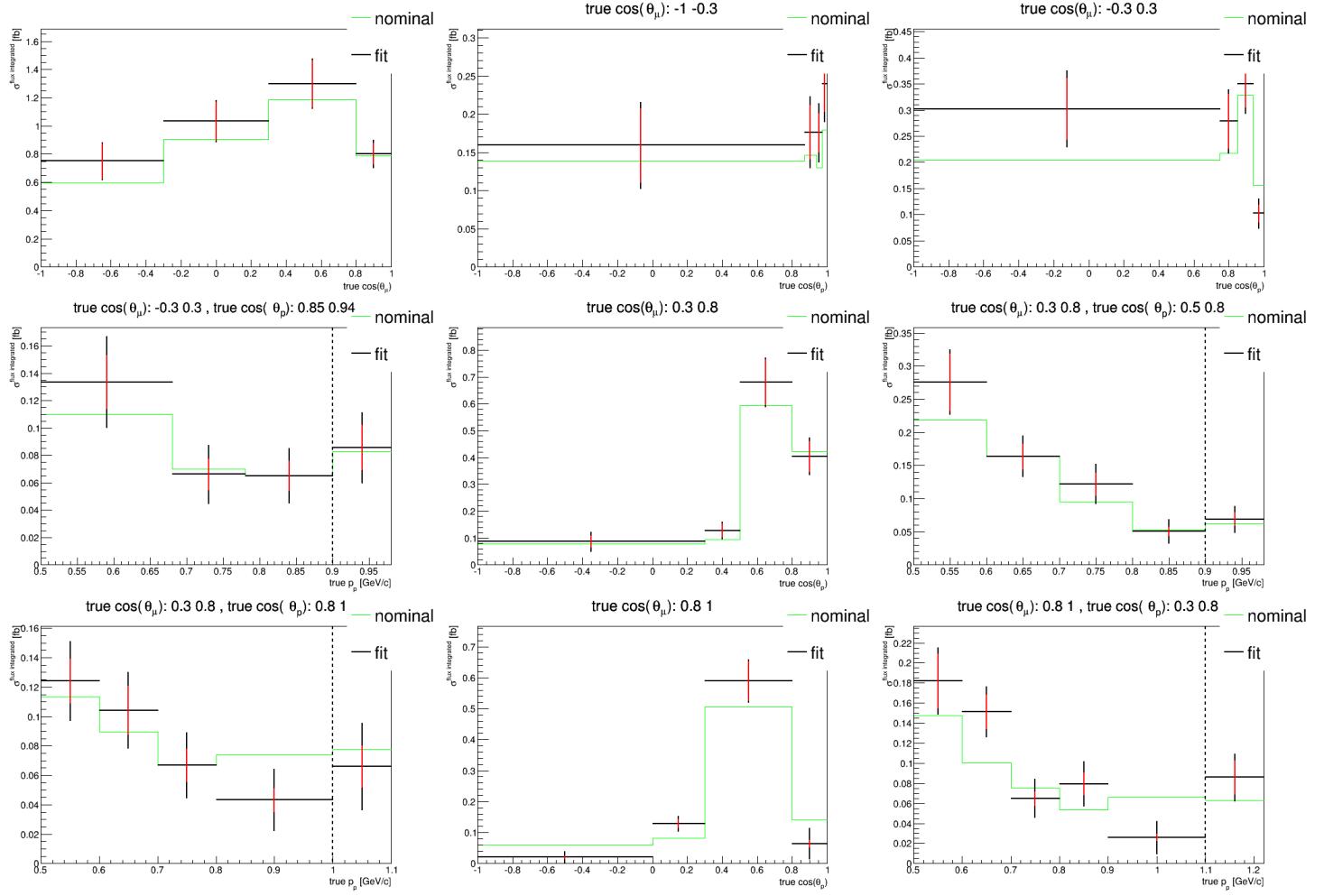


FIGURE 6.73: Sections efficaces mesurées dans les données expérimentales, pour les événements $CC-0\pi-1p$. En rouge : erreurs systématiques, en noir : somme en quadrature des erreurs systématiques et statistiques.

Mesure de la section efficace d'interaction de courant chargé des ν_μ sur le carbone sans production de pions dans l'état final

Chapitre 7

Comparaisons des résultats avec différents modèles de sections efficaces

Les figures 7.1 à 7.3 comparent les sections efficaces mesurées dans les données expérimentales, prédites par NEUT, et prédites par GENIE.

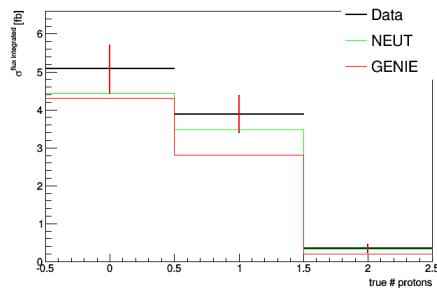


FIGURE 7.1: Sections efficaces mesurées dans les données expérimentales, pour les événements $CC-0\pi$. En rouge : erreurs systématiques, en noir : somme en quadrature des erreurs systématiques et statistiques.

Comparaisons des résultats avec différents modèles de sections efficaces

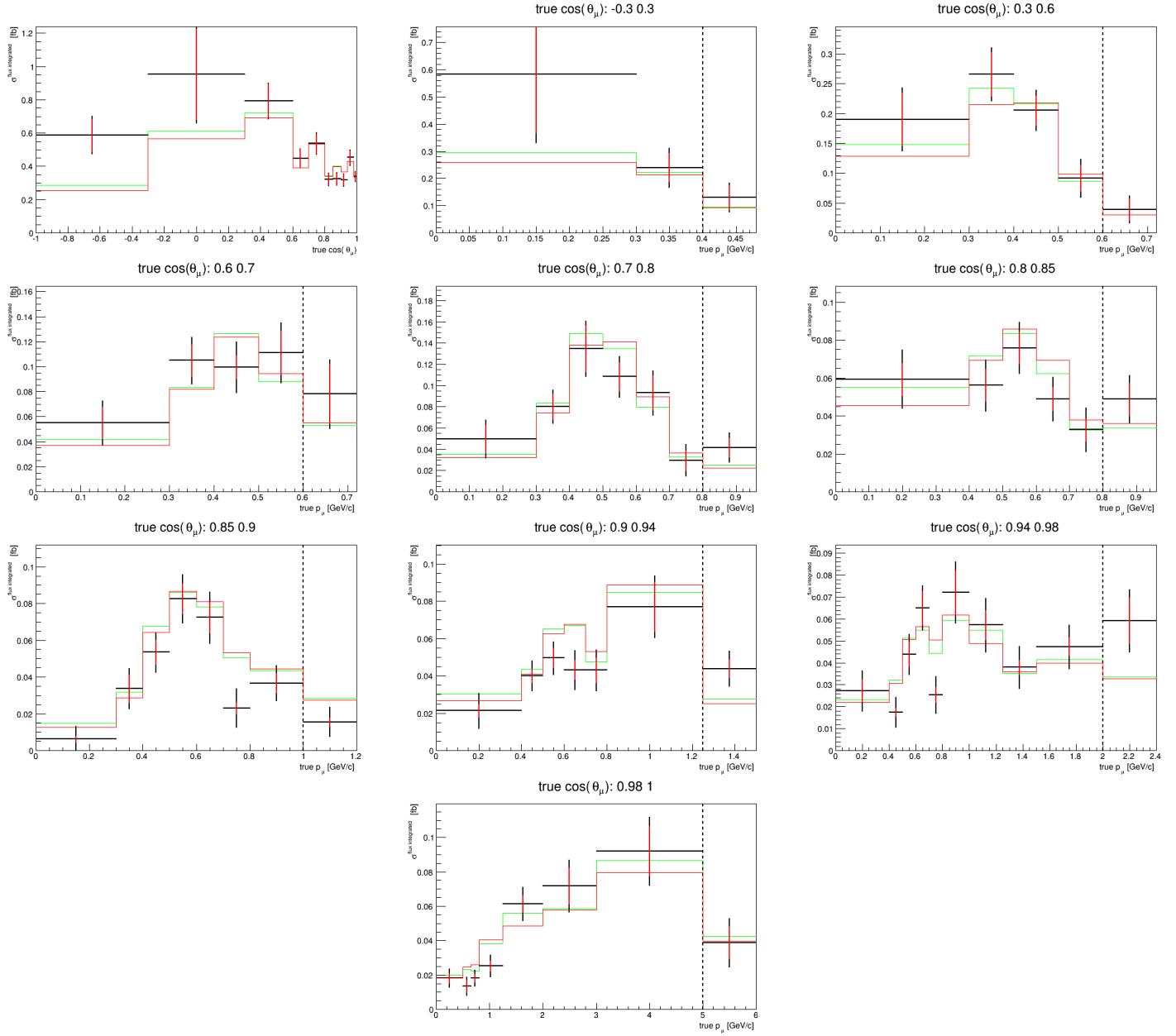


FIGURE 7.2: Sections efficaces mesurées dans les données expérimentales, pour les événements $CC-0\pi-0p$. En rouge : erreurs systématiques, en noir : somme en quadrature des erreurs systématiques et statistiques.

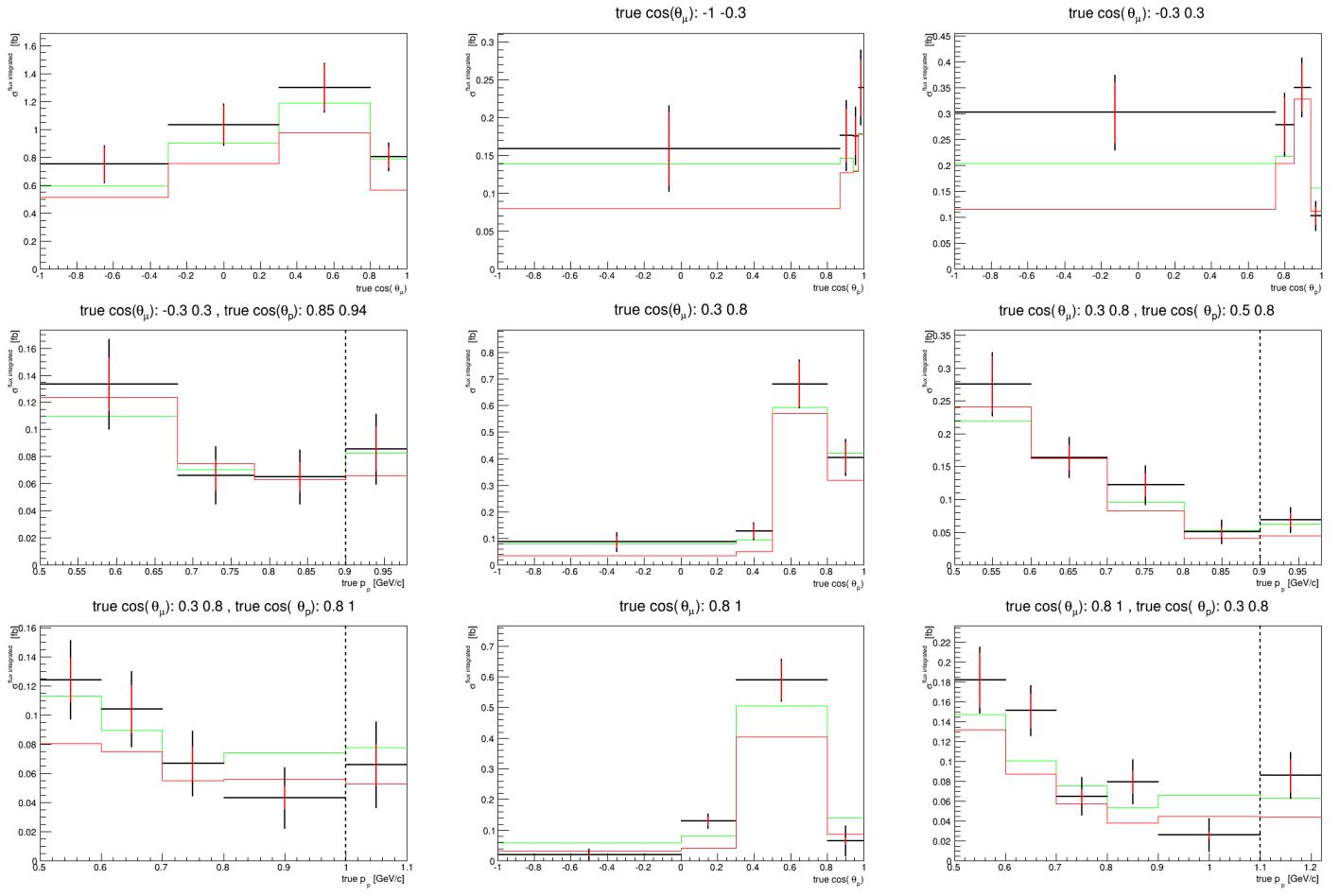


FIGURE 7.3: Sections efficaces mesurées dans les données expérimentales, pour les événements $CC-0\pi-1p$. En rouge : erreurs systématiques, en noir : somme en quadrature des erreurs systématiques et statistiques.

Les figures 7.4 à 7.6 comparent les sections efficaces mesurées dans les données expérimentales, prédites par NEUT avec les paramètres théoriques nominaux ($M_A^{QE} = 1.2$ et MEC à 100%), prédites par NEUT en ramenant M_A^{QE} à 1.0, et prédites par NEUT en ramenant M_A^{QE} à 1.0 et MEC à 0%.

Comparaisons des résultats avec différents modèles de sections efficaces

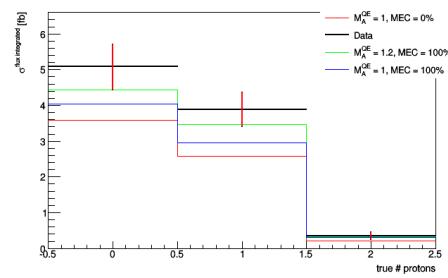


FIGURE 7.4: Sections efficaces mesurées dans les données expérimentales, pour les événements $CC-0\pi$. En rouge : erreurs systématiques, en noir : somme en quadrature des erreurs systématiques et statistiques.

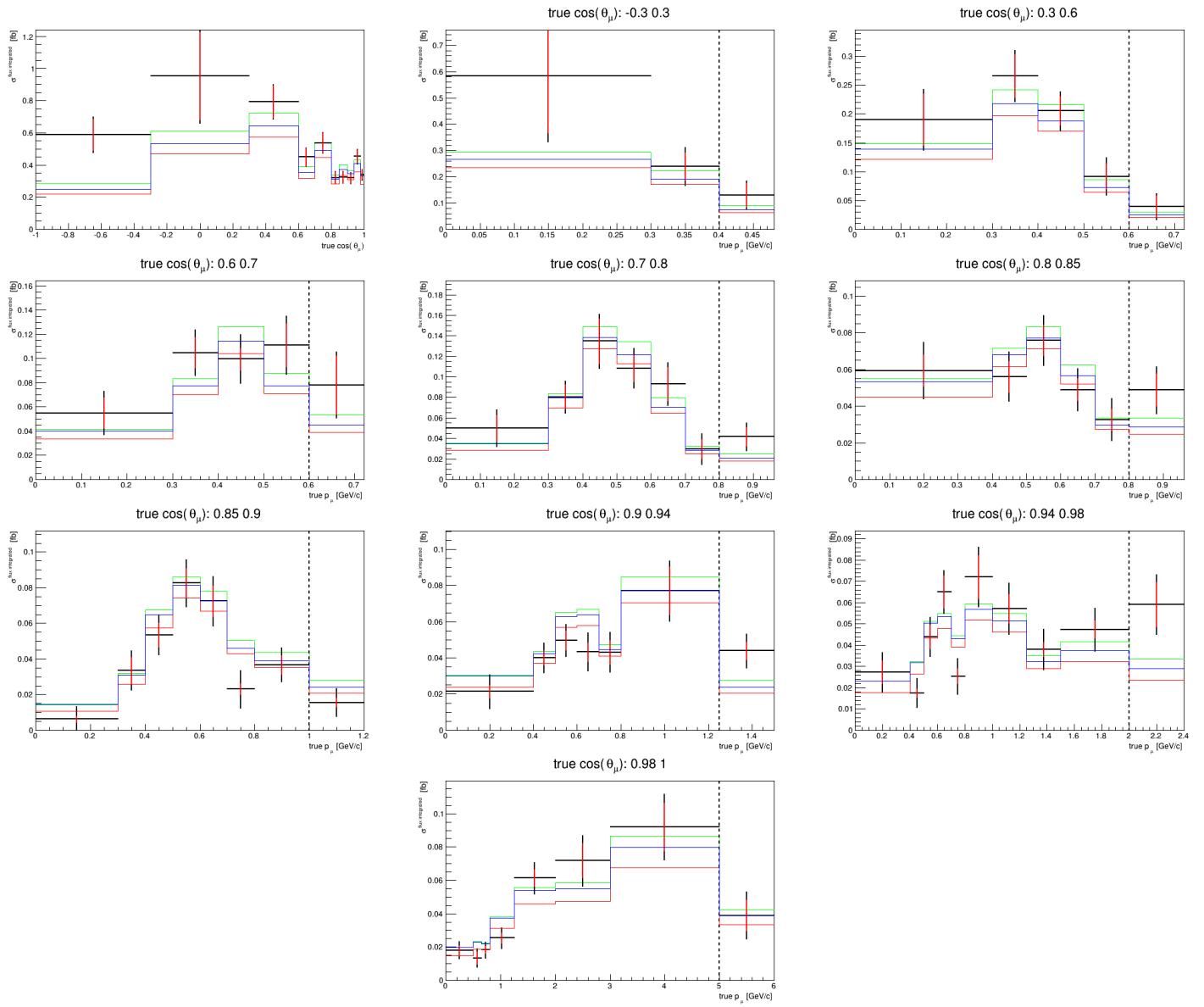


FIGURE 7.5: Sections efficaces mesurées dans les données expérimentales, pour les événements $CC-0\pi-0p$. En rouge : erreurs systématiques, en noir : somme en quadrature des erreurs systématiques et statistiques.

Comparaisons des résultats avec différents modèles de sections efficaces

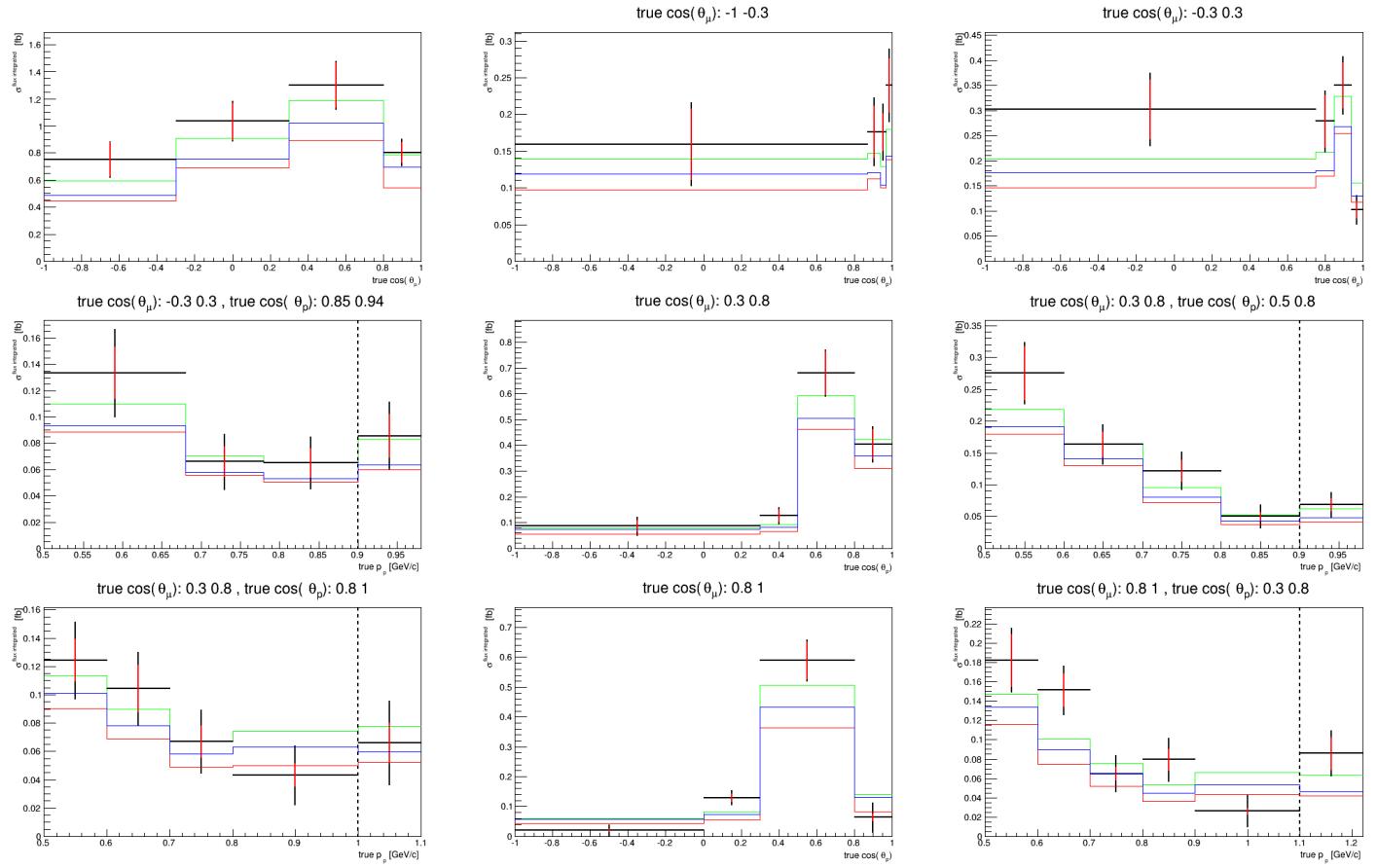


FIGURE 7.6: Sections efficaces mesurées dans les données expérimentales, pour les événements $CC-0\pi-1p$. En rouge : erreurs systématiques, en noir : somme en quadrature des erreurs systématiques et statistiques.

Tout les modèles semblent sous estimer les sections efficaces vers l'arrière, même si cela n'est pas significatif. De même, les sections efficaces $CC0\pi-0p$ semblent légèrement inférieures dans les données dans certains intervalles en impulsion, et celles $CC0\pi-1p$ légèrement supérieures.

Le résultat principal et significatif est qu'aucune différence majeure par rapport aux modèles n'est observée concernant la cinématique du proton (sur lequel on rappel qu'on a mit un seuil à 500 MeV). Cette mesure est la première mesure de section efficace d'interaction par courant chargé en fonction du nombres de proton et de leur cinématique.

Les modèles d'éjections multinucléons de Martini et Nieves cités dans le chapitre 2 ne donnent pas de prédictions pour la cinématique des protons éjectés, le développement de mesures telles que celle-ci motive des efforts théoriques visant à combler cette lacune.

Conclusion

Les travaux présentés dans cette thèse ont pour but d'améliorer la couverture angulaire de la sélection réalisée au détecteur proche de T2K, ainsi que de mesurer, en profitant de cette amélioration, la section efficace d'interaction par courant chargé des ν_μ sur du ^{12}C sans production de pions dans l'état final.

L'amélioration de la couverture angulaire est motivée par le fait que celle de SK soit complète (4π). Pour atteindre ce but, le développement et l'amélioration de deux sélections différentes de celle existante a été nécessaire, ainsi que la vérification du bon fonctionnement des nouvelles variables reconstruites utilisées et l'évaluation des incertitudes systématiques correspondantes.

Comme expliqué dans les premiers chapitres, le développement de mesures de section efficace indépendantes des modèles est motivé par le fait que de telles mesures rendent les résultats des différentes expériences plus facilement comparables entre elles et qu'elles permettent aussi des comparaisons avec de futures modèles.

Pour obtenir une telle mesure la plus indépendante des modèles que possible :

- On mesure dans cette thèse directement les sections efficaces dans plusieurs intervalles de l'espace des phases de l'état final après interaction, au lieu d'ajuster les paramètres théoriques d'un ou de plusieurs modèles.
- On utilise une définition du signal correspondant exactement à l'état final de l'interaction et non au processus supposé y ayant mené. On cherche donc ici à mesurer la section efficace d'interaction $CC0\pi$, pouvant provenir d'interactions $CCQE$, résonantes réabsorbées, $2p-2h$, ou de n'importe quelle interaction entraînant l'émission d'un muon et d'un ou plusieurs protons.
- On utilise des régions de contrôle pour réduire les incertitudes sur les bruits de fonds, et donc une partie de la dépendance au premier ordre aux modèles de section efficace correspondants.
- On n'ajuste pas les paramètres de flux, en raison de la dégénérescence avec nos sections efficaces mesurées, qui implique que tout ajustement de ces paramètres soit rendu possible par les échantillons de contrôle et donc totalement dépendant des modèles de section efficace de bruit de fond utilisés.

Cette mesure est aussi la première à être réalisée en fonction du nombre de protons émis et de leur cinématique, en plus de celle du muon, et motive de plus amples efforts théoriques pour obtenir des prédictions sur la cinématique de ces protons dans le cas d'interactions $2p-2h$.

Conclusion

Le résultat principal de cette première mesure est qu'aucune déviation majeure et inattendue par rapport aux modèles existant n'est observée concernant la cinématique et le nombre de protons.

Bibliographie

- [1] C. D. Ellis and W. A. Wooster, *The Continuous Spectrum of β -Rays*, *Nature* **119** (1927) 563–564.
- [2] W. Pauli, *Dear radioactive ladies and gentlemen*, *Phys. Today* **31N9** (1978) 27.
- [3] F. Reines and C. L. Cowan, *Detection of the Free Neutrino*, *Phys. Rev.* **92** (1953) 830–831. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.92.830>.
- [4] R. Davis, D. S. Harmer, and K. C. Hoffman, *Search for Neutrinos from the Sun*, *Phys. Rev. Lett.* **20** (1968) 1205–1209. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.20.1205>.
- [5] SAGE Collaboration Collaboration, *Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal*, *Phys. Rev. C* **60** (1999) 055801. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.60.055801>.
- [6] GALLEX Collaboration, *GALLEX solar neutrino observations : Complete results for GALLEX II*, *Phys. Lett.* **B357** (1995) 237–247. [Erratum : *Phys. Lett.* B361,235(1995)].
- [7] Super-Kamiokande Collaboration Collaboration, *Solar 8B and hep Neutrino Measurements from 1258 Days of Super-Kamiokande Data*, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 5651–5655. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.5651>.
- [8] SNO Collaboration Collaboration, *Measurement of the Rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ Interactions Produced by 8B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory*, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 071301. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.071301>.
- [9] B. Pontecorvo, *Mesonium and anti-mesonium*, *Sov. Phys. JETP* **6** (1957) 429. [Zh. Eksp. Teor. Fiz.33,549(1957)].
- [10] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, *Remarks on the unified model of elementary particles*, *Prog. Theor. Phys.* **28** (1962) 870–880.
- [11] E. K. Akhmedov and A. Yu. Smirnov, *Paradoxes of neutrino oscillations*, *Phys. Atom. Nucl.* **72** (2009) 1363–1381, [arXiv:0905.1903 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/0905.1903).
- [12] A. Yu. Smirnov, *The MSW effect and solar neutrinos*, in *Neutrino telescopes. Proceedings, 10th International Workshop, Venice, Italy, March 11-14, 2003. Vol. 1+2*, pp. 23–43. 2003. [arXiv:hep-ph/0305106 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0305106). <http://alice.cern.ch/format/showfull?sysnb=2375336>.

Bibliographie

- [13] MINOS Collaboration, *Measurements of atmospheric neutrinos and antineutrinos in the MINOS Far Detector*, *Phys. Rev.* **D86** (2012) 052007, [arXiv:1208.2915 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1208.2915).
- [14] Daya Bay Collaboration, *Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay*, *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 171803, [arXiv:1203.1669 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1203.1669).
- [15] RENO Collaboration, *Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment*, *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 191802, [arXiv:1204.0626 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1204.0626).
- [16] Double Chooz Collaboration, *Reactor electron antineutrino disappearance in the Double Chooz experiment*, *Phys. Rev.* **D86** (2012) 052008, [arXiv:1207.6632 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1207.6632).
- [17] NOvA Collaboration, *First measurement of electron neutrino appearance in NOvA*, *Phys. Rev. Lett.* **116** (2016) no. 15, 151806, [arXiv:1601.05022 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1601.05022).
- [18] Hyper-Kamiokande Proto-Collaboration Collaboration, *Physics potential of a long-baseline neutrino oscillation experiment using a J-PARC neutrino beam and Hyper-Kamiokande*, *PTEP* **2015** (2015) 053C02, [arXiv:1502.05199 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1502.05199).
- [19] DUNE Collaboration, *Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE)*, [arXiv:1601.05471 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1601.05471).
- [20] Particle Data Group Collaboration, *Review of Particle Physics*, *Chin. Phys.* **C38** (2014) 090001.
- [21] S. Davidson, E. Nardi, and Y. Nir, *Leptogenesis*, *Phys. Rept.* **466** (2008) 105–177, [arXiv:0802.2962 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/0802.2962).
- [22] LSND Collaboration Collaboration, *Evidence for neutrino oscillations from the observation of $\bar{\nu}_e$ appearance in a $\bar{\nu}_\mu$ beam*, *Phys. Rev. D* **64** (2001) 112007. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.64.112007>.
- [23] G. Mention, M. Fechner, T. Lasserre, T. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier, and A. Letourneau, *The Reactor Antineutrino Anomaly*, *Phys. Rev.* **D83** (2011) 073006, [arXiv:1101.2755 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1101.2755).
- [24] MiniBooNE Collaboration Collaboration, *Improved Search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations in the MiniBooNE Experiment*, *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 161801. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.161801>.
- [25] MINOS Collaboration, P. Adamson et al., *Search for sterile neutrino mixing in the MINOS long baseline experiment*, *Phys. Rev.* **D81** (2010) 052004, [arXiv:1001.0336 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1001.0336).
- [26] T2K Collaboration, *Search for short baseline ν_e disappearance with the T2K near detector*, *Phys. Rev.* **D91** (2015) 051102, [arXiv:1410.8811 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1410.8811).
- [27] M. Archidiacono, N. Fornengo, C. Giunti, and A. Melchiorri, *Testing 3+1 and 3+2 neutrino mass models with cosmology and short baseline experiments*, *Phys. Rev.* **D86** (2012) 065028, [arXiv:1207.6515 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/1207.6515).
- [28] SuperNEMO Collaboration, *Probing New Physics Models of Neutrinoless Double Beta Decay with SuperNEMO*, *Eur. Phys. J.* **C70** (2010) 927–943, [arXiv:1005.1241 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1005.1241).

- [29] SNO+ Collaboration, *Neutrinoless Double Beta Decay with SNO+*, J. Phys. Conf. Ser. **375** (2012) 042015, [arXiv:1201.6169 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1201.6169).
- [30] CUORE Collaboration, *Search for Neutrinoless Double-Beta Decay of ^{130}Te with CUORE-0*, Phys. Rev. Lett. **115** (2015) no. 10, 102502, [arXiv:1504.02454 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1504.02454).
- [31] EXO-200 Collaboration, *Search for Majorana neutrinos with the first two years of EXO-200 data*, Nature **510** (2014) 229–234, [arXiv:1402.6956 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1402.6956).
- [32] Majorana Collaboration, *The Majorana Demonstrator Neutrinoless Double-Beta Decay Experiment*, Adv. High Energy Phys. **2014** (2014) 365432, [arXiv:1308.1633 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1308.1633).
- [33] K. N. Abazajian et al., *Cosmological and Astrophysical Neutrino Mass Measurements*, Astropart. Phys. **35** (2011) 177–184, [arXiv:1103.5083 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/1103.5083).
- [34] KATRIN Collaboration, *KATRIN : A Next generation tritium beta decay experiment with sub-eV sensitivity for the electron neutrino mass. Letter of intent*, [arXiv:hep-ex/0109033 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0109033).
- [35] C. J. Horowitz, K. J. Coakley, and D. N. McKinsey, *Supernova observation via neutrino-nucleus elastic scattering in the CLEAN detector*, Phys. Rev. D **68** (2003) 023005. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.68.023005>.
- [36] J. A. Formaggio, E. Figueroa-Feliciano, and A. J. Anderson, *Sterile neutrinos, coherent scattering, and oscillometry measurements with low-temperature bolometers*, Phys. Rev. D **85** (2012) 013009. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.85.013009>.
- [37] A. G. Cocco, G. Mangano, and M. Messina, *Probing low energy neutrino backgrounds with neutrino capture on beta decaying nuclei*, JCAP **0706** (2007) 015, [arXiv:hep-ph/0703075 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0703075).
- [38] S. L. Adler, *Photoproduction, electroproduction and weak single pion production in the (3,3) resonance region*, Annals Phys. **50** (1968) 189–311.
- [39] E632 Collaboration Collaboration, *Coherent production of π^+ and π^- mesons by charged-current interactions of neutrinos and antineutrinos on neon nuclei at the Fermilab Tevatron*, Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 2349–2352. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.63.2349>.
- [40] P. Martins, *Charged Current Coherent Pion Production in Neutrino Scattering*, in *NuPhys2015 : Prospects in Neutrino Physics (NuPhys) London, UK, December 16-18, 2015*. 2016. [arXiv:1605.00095 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1605.00095). <https://inspirehep.net/record/1454209/files/arXiv:1605.00095.pdf>.
- [41] J. A. Formaggio and G. P. Zeller, *From eV to EeV : Neutrino cross sections across energy scales*, Reviews of Modern Physics **84** (2012) 1307–1341, [arXiv:1305.7513 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1305.7513).
- [42] Particle Data Group Collaboration, K. Nakamura and P. D. Group Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics **37** (2010) no. 7A, 075021.
- [43] KARMEN Collaboration, *KARMEN : Neutrino physics at ISIS*, Prog. Part. Nucl. Phys. **32** (1994) 351–373.

- [44] LSND Collaboration, L. B. Auerbach et al., *Measurements of charged current reactions of ν on ^{12}C* , Phys. Rev. **C64** (2001) 065501, [arXiv:hep-ex/0105068 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0105068).
- [45] M. Fukugita, Y. Kohyama, and K. Kubodera, *Neutrino reaction cross sections on ^{12}C target*, Physics Letters B **212** (1988) 139–144.
- [46] LSND Collaboration Collaboration, L. B. Auerbach, R. L. Burman, D. O. Caldwell, E. D. Church, J. B. Donahue, A. Fazely, G. T. Garvey, R. M. Gunasingha, R. Imlay, W. C. Louis, R. Majkic, A. Malik, W. Metcalf, G. B. Mills, V. Sandberg, D. Smith, I. Stancu, M. Sung, R. Tayloe, G. J. VanDalen, W. Vernon, N. Wadia, D. H. White, and S. Yellin, *Measurements of charged current reactions of ν_μ on ^{12}C* , Phys. Rev. C **66** (2002) 015501. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.66.015501>.
- [47] J. Engel, E. Kolbe, K. Langanke, and P. Vogel, *Neutrino induced transitions between the ground states of the $A = 12$ triad*, Phys. Rev. C **54** (1996) 2740–2744. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.54.2740>.
- [48] C. H. Llewellyn Smith, *Neutrino Reactions at Accelerator Energies*, Phys. Rept. **3** (1972) 261–379.
- [49] A. Bodek, S. Avvakumov, R. Bradford, and H. Budd, *Extraction of the axial nucleon form factor from neutrino experiments on deuterium*, Journal of Physics Conference Series **110** (2008) no. 8, 082004, [arXiv:0709.3538 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/0709.3538).
- [50] S. Frullani and J. Mougey, *Single Particle Properties of Nuclei Through $(e, e' p)$ Reactions*, Adv. Nucl. Phys. **14** (1984) 1–283.
- [51] R. Smith and E. Moniz, *Neutrino Reaction On Nuclear Targets*, Nucl. Phys. B **43** (1972) 605.
- [52] NOMAD Collaboration, V. Lyubushkin et al., *A Study of quasi-elastic muon neutrino and antineutrino scattering in the NOMAD experiment*, Eur. Phys. J. **C63** (2009) 355–381, [arXiv:0812.4543 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/0812.4543).
- [53] MiniBooNE Collaboration Collaboration, A. A. Aguilar-Arevalo et al., *First measurement of the muon neutrino charged current quasielastic double differential cross section*, Phys. Rev. D **81** (2010) 092005. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.81.092005>.
- [54] MiniBooNE Collaboration Collaboration, A. A. Aguilar-Arevalo et al., *Measurement of the neutrino neutral-current elastic differential cross section on mineral oil at $E_\nu \sim 1$ GeV*, Phys. Rev. D **82** (2010) 092005. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.82.092005>.
- [55] D. Rein and L. M. Sehgal, *Neutrino-excitation of baryon resonances and single pion production*, Annals of Physics **133** (1981) 79–153.
- [56] K. S. McFarland, *Neutrino Interactions*, in *Neutrinos in particle physics, astrophysics and cosmology. Proceedings, 61st Scottish Universities Summer School in Physics, SUSSP61, St. Andrews, UK, August 8-23, 2006*, pp. 65–90. 2008. [arXiv:0804.3899 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/0804.3899). <https://inspirehep.net/record/784224/files/arXiv:0804.3899.pdf>.
- [57] Particle Data Group Collaboration, *Review of Particle Physics**, Phys. Rev. D **86** (2012) 010001. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.010001>.

- [58] B. Bhattacharya, R. J. Hill, and G. Paz, *Model independent determination of the axial mass parameter in quasielastic neutrino-nucleon scattering*, Phys. Rev. **D84** (2011) 073006, [arXiv:1108.0423 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1108.0423).
- [59] C. F. Perdrisat, V. Punjabi, and M. Vanderhaeghen, *Nucleon Electromagnetic Form Factors*, Prog. Part. Nucl. Phys. **59** (2007) 694–764, [arXiv:hep-ph/0612014 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0612014).
- [60] J. Nieves, J. E. Amaro, and M. Valverde, *Inclusive quasi-elastic neutrino reactions*, Phys. Rev. **C70** (2004) 055503, [arXiv:nucl-th/0408005 \[nucl-th\]](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0408005). [Erratum : Phys. Rev.C72,019902(2005)].
- [61] X. Ren, P. Rinke, C. Joas, and M. Scheffler, *Random-phase approximation and its applications in computational chemistry and materials science*, Journal of Materials Science **47** (2012) 7447–7471, [arXiv:1203.5536 \[cond-mat.mtrl-sci\]](https://arxiv.org/abs/1203.5536).
- [62] O. Benhar, A. Fabrocini, and S. Fantoni, *The Nucleon Spectral Function in Nuclear Matter*, Nucl. Phys. **A505** (1989) 267–299.
- [63] M. Martini, M. Ericson, G. Chanfray, and J. Marteau, *Neutrino and antineutrino quasielastic interactions with nuclei*, Phys. Rev. C **81** (2010) 045502. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.81.045502>.
- [64] J. Nieves, I. R. Simo, and M. J. V. Vacas, *Inclusive charged-current neutrino-nucleus reactions*, Phys. Rev. C **83** (2011) 045501. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.83.045501>.
- [65] M. Martini, M. Ericson, and G. Chanfray, *Neutrino energy reconstruction problems and neutrino oscillations*, Phys. Rev. **D85** (2012) 093012, [arXiv:1202.4745 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1202.4745).
- [66] M. Martini, M. Ericson, and G. Chanfray, *Neutrino quasielastic interaction and nuclear dynamics*, Phys. Rev. **C84** (2011) 055502, [arXiv:1110.0221 \[nucl-th\]](https://arxiv.org/abs/1110.0221).
- [67] G. D. Megias, J. E. Amaro, M. B. Barbaro, J. A. Caballero, T. W. Donnelly, and I. Ruiz Simo, *Charged-current neutrino-nucleus reactions within the SuSAv2-MEC approach*, [arXiv:1607.08565 \[nucl-th\]](https://arxiv.org/abs/1607.08565).
- [68] J. Mayer, K. Khairy, and J. Howard, *Drawing an elephant with four complex parameters*, American Journal of Physics **78** (2010) 648–649.
- [69] Y. Ajima et al., *Tokai-to-Kamioka (T2K) Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment Proposal*, J-PARC Public Web Page, 2006. http://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac_0606/pdf/p11-Nishikawa.pdf.
- [70] T2K Collaboration, *The T2K experiment*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **659** (2011) 106–135, [arXiv:1106.1238 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1106.1238).
- [71] Accelerator Group and JAERI/KEK Joint Project Team Collaboration, *Accelerator technical design report for J-PARC accelerator*, tech. rep., JAERI and KEK, 2003. <http://hadron.kek.jp/~accelerator/TDA/tdr2003/index2.html>.
- [72] T2K Collaboration, *T2K neutrino flux prediction*, Phys. Rev. D **87** (2013) no. 1, 012001, [arXiv:1211.0469 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1211.0469).

- [73] C. Hill, *Ion and Electron sources*, in *Proceeding CERN accelerator school, La Hulpe, Belgium, CERN-94-36*. 1994.
<https://cds.cern.ch/record/276893/files/ps-94-036.pdf>.
- [74] Na61/Shine Collaboration, *NA61/SHINE facility at the CERN SPS : beams and detector system*, *Journal of Instrumentation* **9** (2014) P06005, [arXiv:1401.4699](https://arxiv.org/abs/1401.4699) [physics.ins-det].
- [75] Na61/Shine Collaboration, *Pion emission from the T2K replica target : Method, results and application*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **701** (2013) 99–114, [arXiv:1207.2114](https://arxiv.org/abs/1207.2114) [hep-ex].
- [76] Na61/Shine Collaboration, *Measurements of π^\pm , K^\pm , K^0_S , Λ and proton production in proton-carbon interactions at 31 GeV/c with the NA61/SHINE spectrometer at the CERN SPS*, ArXiv e-prints (2015) , [arXiv:1510.02703](https://arxiv.org/abs/1510.02703) [hep-ex].
- [77] K. Matsuoka et al., *Design and performance of the muon monitor for the T2K neutrino oscillation experiment*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **624** (2010) 591–600, [arXiv:1008.4077](https://arxiv.org/abs/1008.4077) [physics.ins-det].
- [78] Na61/Shine Collaboration, *Measurements of cross sections and charged pion spectra in proton-carbon interactions at 31 GeV/c*, *Phys. Rev. C* **84** (2011) no. 3, 034604, [arXiv:1102.0983](https://arxiv.org/abs/1102.0983) [hep-ex].
- [79] T2K Collaboration, *Measurements of the T2K neutrino beam properties using the INGRID on-axis near detector*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* (2012) 211–223, [arXiv:1111.3119](https://arxiv.org/abs/1111.3119) [physics.ins-det].
- [80] J.-M. Levy, *Kinematics of an off axis neutrino beam*, ArXiv e-prints (2010) , [arXiv:1005.0574](https://arxiv.org/abs/1005.0574) [hep-ex].
- [81] Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda et al., *The Super-Kamiokande detector*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A501** (2003) 418–462.
<http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/~masato/class/sk-detector.pdf>.
- [82] P. A. Cherenkov, *Visible emission of clean liquids by action of gamma radiation*, *Doklady Akademii Nauk SSSR* **2** (1934) 451.
- [83] T2K Collaboration, *Measurements of neutrino oscillation in appearance and disappearance channels by the T2K experiment with 6.6E20 protons on target*, ArXiv e-prints (2015) , [arXiv:1502.01550](https://arxiv.org/abs/1502.01550) [hep-ex].
- [84] S. Assylbekov et al., *The T2K ND280 Off-Axis Pi-Zero Detector*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A686** (2012) 48–63, [arXiv:1111.5030](https://arxiv.org/abs/1111.5030) [physics.ins-det].
- [85] T2K FGD Collaboration, *The T2K fine-grained detectors*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **696** (2012) 1–31, [arXiv:1204.3666](https://arxiv.org/abs/1204.3666) [physics.ins-det].
- [86] T2K Collaboration, *The electromagnetic calorimeter for the T2K near detector ND280*, *Journal of Instrumentation* **8** (2013) P10019, [arXiv:1308.3445](https://arxiv.org/abs/1308.3445) [physics.ins-det].
- [87] T2K Collaboration, *The T2K Side Muon Range Detector (SMRD)*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A698** (2013) 135–146, [arXiv:1206.3553](https://arxiv.org/abs/1206.3553) [physics.ins-det].

-
- [88] T2K ND280 TPC Collaboration, *Time Projection Chambers for the T2K Near Detectors*, Nucl. Instrum. Meth. **A637** (2011) 25–46, [arXiv:1012.0865 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1012.0865).
 - [89] F. James and M. Roos, *Minuit - a system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations*, Computer Physics Communications **10** (1975) 343–367.
 - [90] Y. Hayato, *A neutrino interaction simulation program library NEUT*, Acta Phys. Polon. **B40** (2009) 2477–2489.
 - [91] D. Rein and L. M. Sehgal, *Coherent π^0 production in neutrino reactions*, Nuclear Physics B **223** (1983) 29–44.
 - [92] M. Glück, E. Reya, and A. Vogt, *Dynamical parton distributions revisited*, The European Physical Journal C - Particles and Fields **5** (1998) no. 3, 461–470.
<http://dx.doi.org/10.1007/s100529800978>.
 - [93] T. Sjostrand, P. Eden, C. Friberg, L. Lonnblad, G. Miu, S. Mrenna, and E. Norrbin, *High-energy physics event generation with PYTHIA 6.1*, Comput. Phys. Commun. **135** (2001) 238–259, [arXiv:hep-ph/0010017 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0010017).
 - [94] D. Ashery, I. Navon, G. Azuelos, H. K. Walter, H. J. Pfeiffer, and F. W. Schlepütz, *True absorption and scattering of pions on nuclei*, Phys. Rev. C **23** (1981) 2173–2185.
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.23.2173>.

Appendices

7.1 Mesure de la section efficace

7.1.1 Échantillons nominaux alternatifs

Pour compléter les tests de validation de la section 6.4.3 l'échantillon Monte Carlo nominal est repondéré pour obtenir un échantillon nominal alternatif. L'échantillon nominal non modifié devient ici un jeu de fausses données. On ajuste donc l'échantillon "nominal" avec un échantillon nominal alternatif qui sert de nouvelle distribution a priori. Comme pour précédemment, seul les incertitudes dues aux paramètres de nuisance sont inclus dans la comparaison.

Deux échantillons alternatifs sont utilisés : l'un est repondéré de la même manière que l'échantillon de signal biaisé dans la section 6.4.3.1, l'autre est repondéré en utilisant la dépendance en énergie du neutrino suivante :

$$w = \begin{cases} 1 - 0.5/500E_\nu & \text{if } E_\nu < 500\text{MeV} \\ E_\nu/1000 & \text{if } 500\text{MeV} < E_\nu < 1500\text{MeV} \\ 3 - 0.5/500E_\nu & \text{if } 1500\text{MeV} < E_\nu < 2000\text{MeV} \\ 1 & \text{if } E_\nu > 2000\text{MeV} \end{cases} \quad (7.1)$$

Les figures 7.7 à 7.9 montrent les sections efficaces ajustées avec le premier échantillon nominal alternatif comparées aux sections efficaces vraies des fausses données (ici l'ancien échantillon nominal), avec $\chi^2_{\text{réduit}} = 0.42$.

Les figures 7.11 à 7.13 montrent les sections efficaces ajustées avec le deuxième échantillon nominal alternatif comparées aux sections efficaces vraies des fausses données, avec $\chi^2_{\text{réduit}} = 0.52$.

Les figures 7.10 et 7.14 montrent les distributions des biais relatif sur les sections efficaces pour chaque échantillon alternatif.

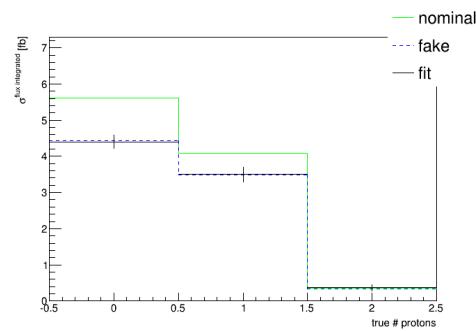


FIGURE 7.7: Résultats de l'ajustement du premier échantillon alternatif aux fausses données de l'ancien échantillon nominal, pour les événements $CC-0\pi$. En vert : vraie section efficace dans l'échantillon alternatif, en pointillé bleu : vraies sections efficaces dans les fausses données, en noir : résultat de l'ajustement. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes attendues en incluant uniquement les systématiques des paramètres de nuisance.

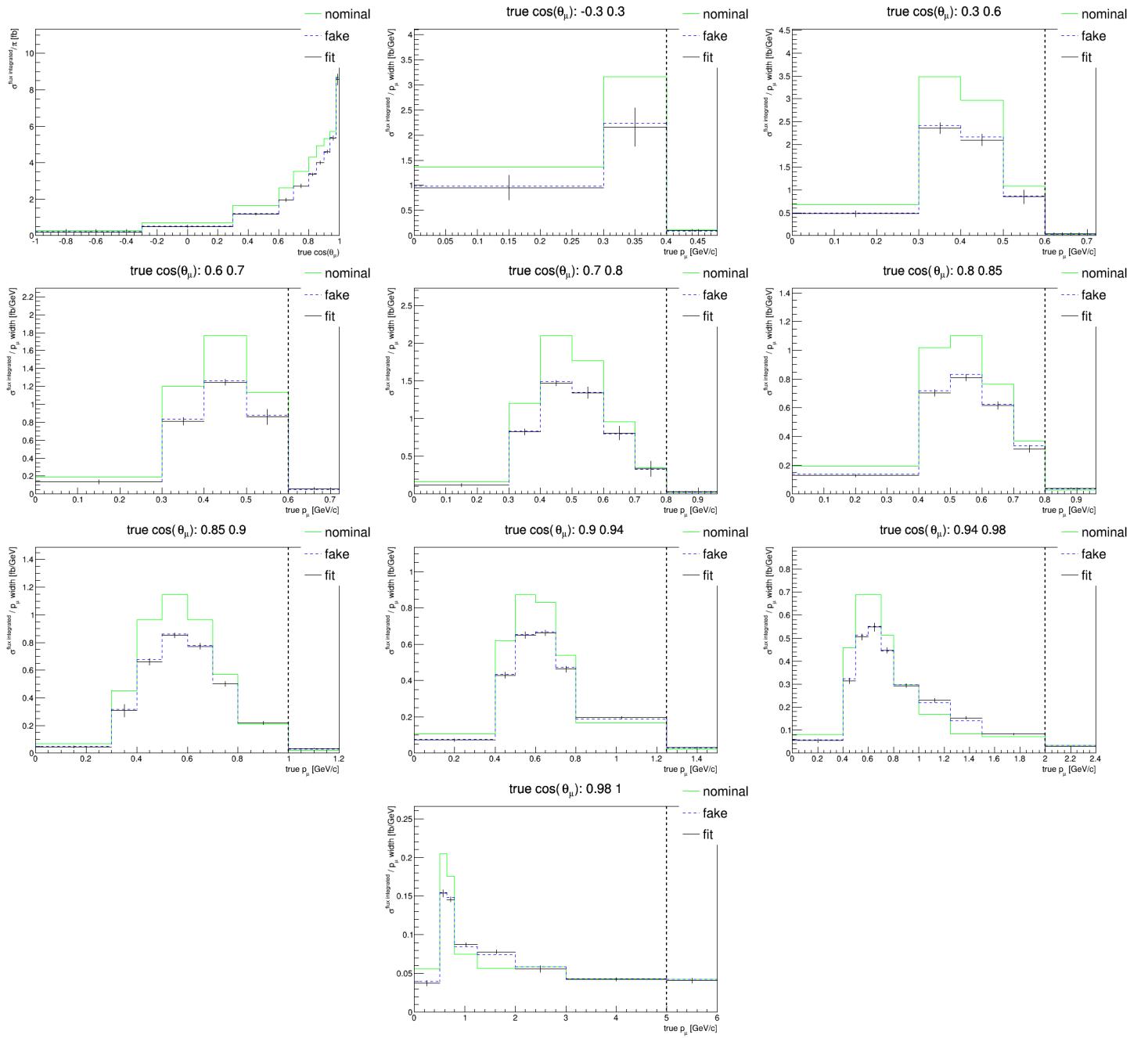


FIGURE 7.8: Résultats de l'ajustement du premier échantillon alternatif aux fausses données de l'ancien échantillon nominal, pour les événements $CC-0\pi-0p$. En vert : vraie section efficace dans l'échantillon alternatif, en pointillé bleu : vraies sections efficaces dans les fausses données, en noir : résultat de l'ajustement. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes attendues en incluant uniquement les systématiques des paramètres de nuisance.

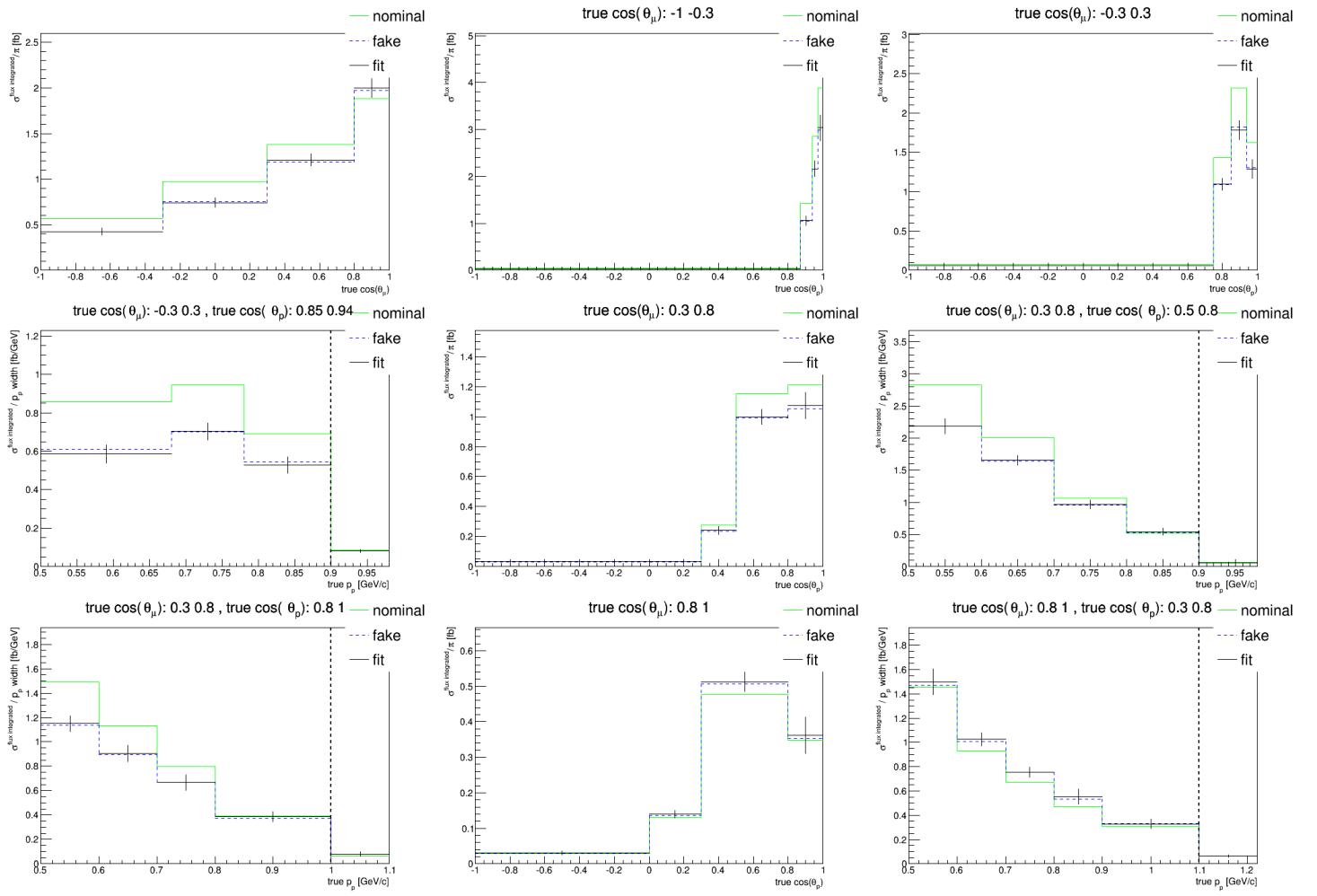


FIGURE 7.9: Résultats de l'ajustement du premier échantillon alternatif aux fausses données de l'ancien échantillon nominal, pour les événements $CC-0\pi-1p$. En vert : vraie section efficace dans l'échantillon alternatif, en pointillé bleu : vraies sections efficaces dans les fausses données, en noir : résultat de l'ajustement. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes attendues en incluant uniquement les systématiques des paramètres de nuisance.

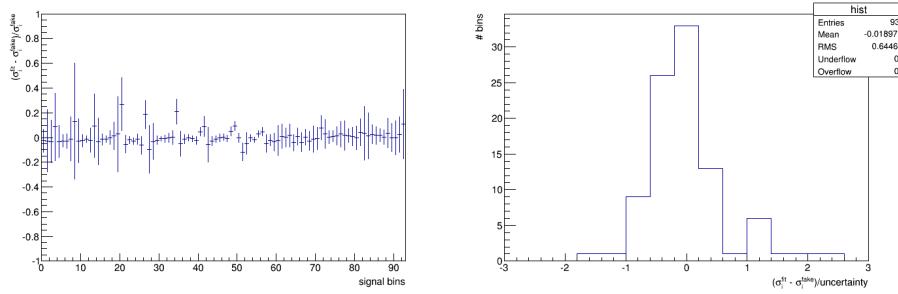


FIGURE 7.10: Biais relatif des sections efficaces du premier échantillon alternatif ajustées aux fausses données de l'ancien échantillon nominal. À gauche : biais dans chaque intervalle i . À droite : distribution de $\frac{\sigma_i^{fit} - \sigma_i^{fake}}{\delta_i}$.

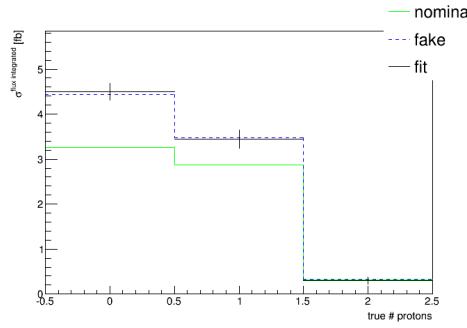


FIGURE 7.11: Résultats de l'ajustement du deuxième échantillon alternatif aux fausses données de l'ancien échantillon nominal, pour les événements $CC-0\pi$. En vert : vraie section efficace dans l'échantillon alternatif, en pointillé bleu : vraies sections efficaces dans les fausses données, en noir : résultat de l'ajustement. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes attendues en incluant uniquement les systématiques des paramètres de nuisance.

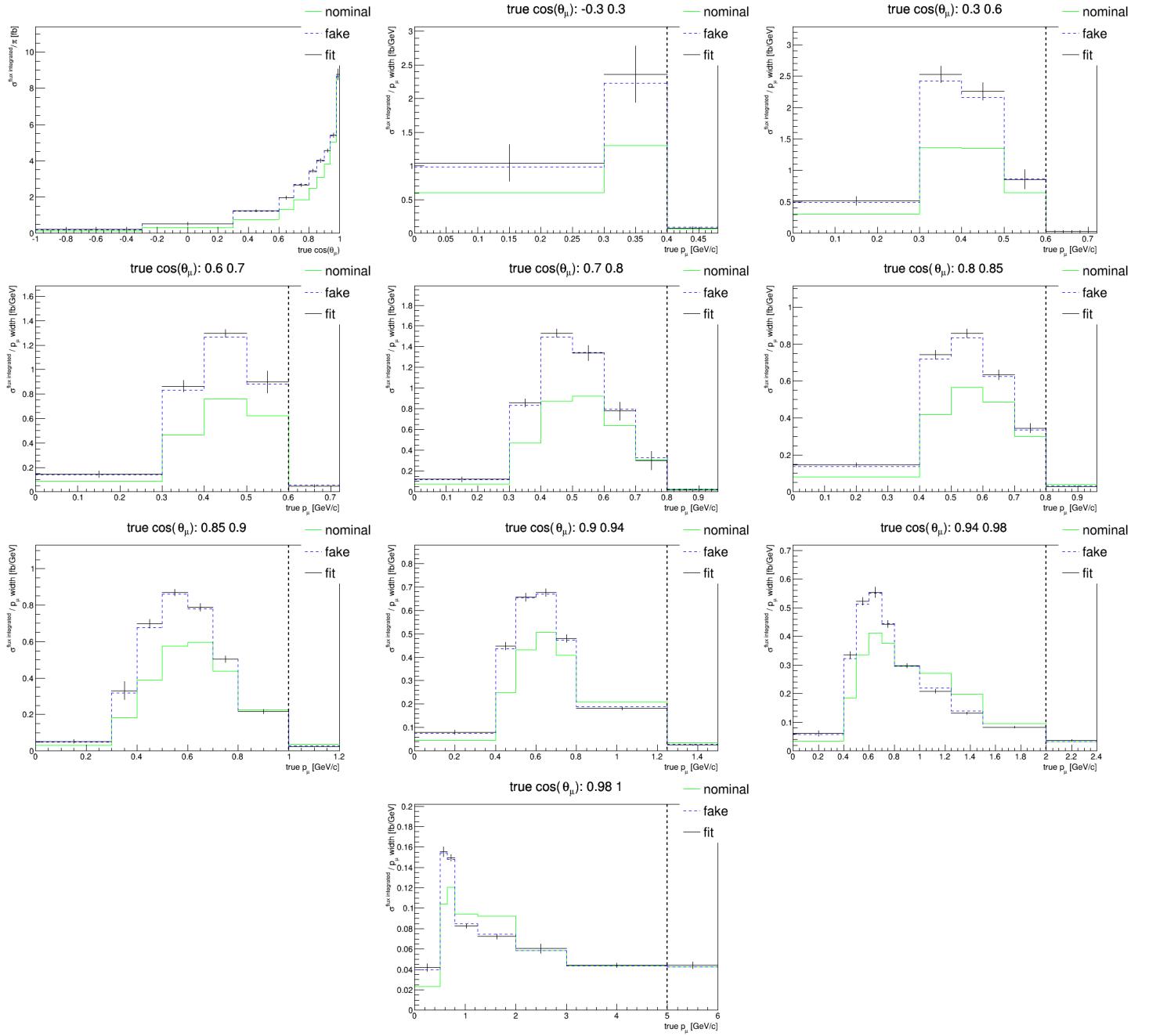


FIGURE 7.12: Résultats de l'ajustement du deuxième échantillon alternatif aux fausses données de l'ancien échantillon nominal, pour les événements $CC-0\pi-0p$. En vert : vraie section efficace dans l'échantillon alternatif, en pointillé bleu : vraies sections efficaces dans les fausses données, en noir : résultat de l'ajustement. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes attendues en incluant uniquement les systématiques des paramètres de nuisance.

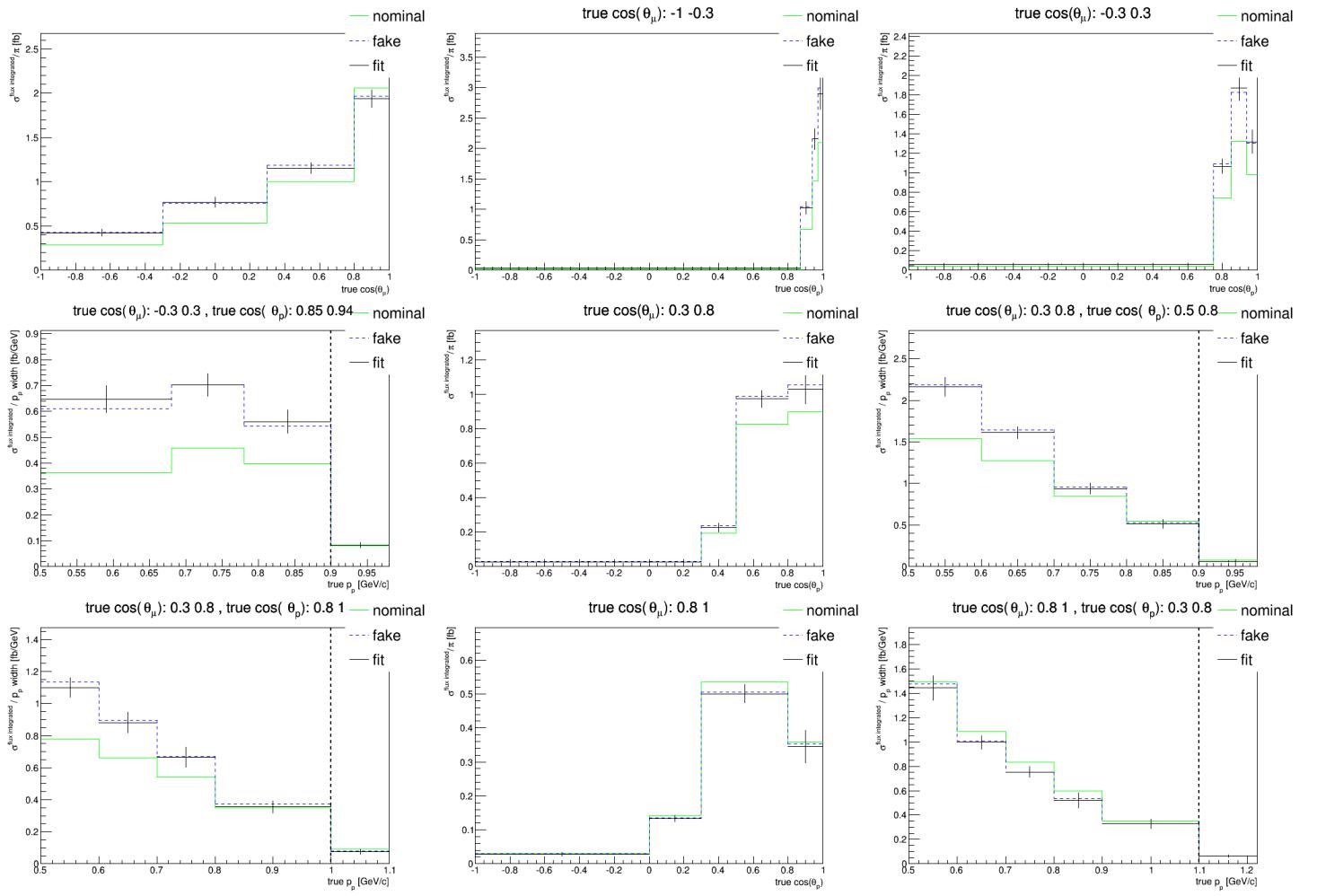


FIGURE 7.13: Résultats de l'ajustement du deuxième échantillon alternatif aux fausses données de l'ancien échantillon nominal, pour les événements $CC-0\pi-1p$. En vert : vraie section efficace dans l'échantillon alternatif, en pointillé bleu : vraies sections efficaces dans les fausses données, en noir : résultat de l'ajustement. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes attendues en incluant uniquement les systématiques des paramètres de nuisance.

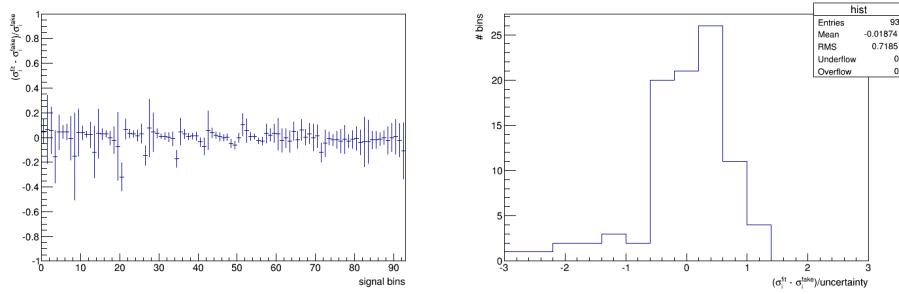


FIGURE 7.14: Biais relatif des sections efficaces du deuxième échantillon alternatif ajustées aux fausses données de l'ancien échantillon nominal. À gauche : biais dans chaque intervalle i . À droite : distribution de $\frac{\sigma_i^{fit} - \sigma_i^{fake}}{\delta_i}$.

7.1.2 Figures supplémentaires pour les résultats

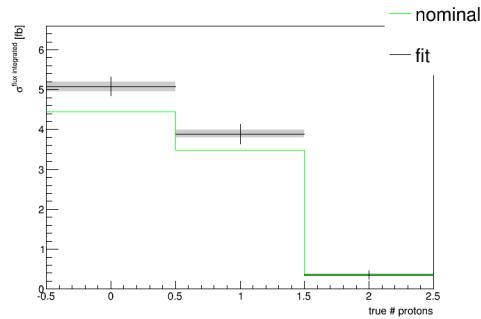


FIGURE 7.15: Sections efficaces mesurées dans les données expérimentales, pour les événements $CC-0\pi$. En gris : erreur entièrement corrélée de normalisation, en noir : erreurs sur la forme.

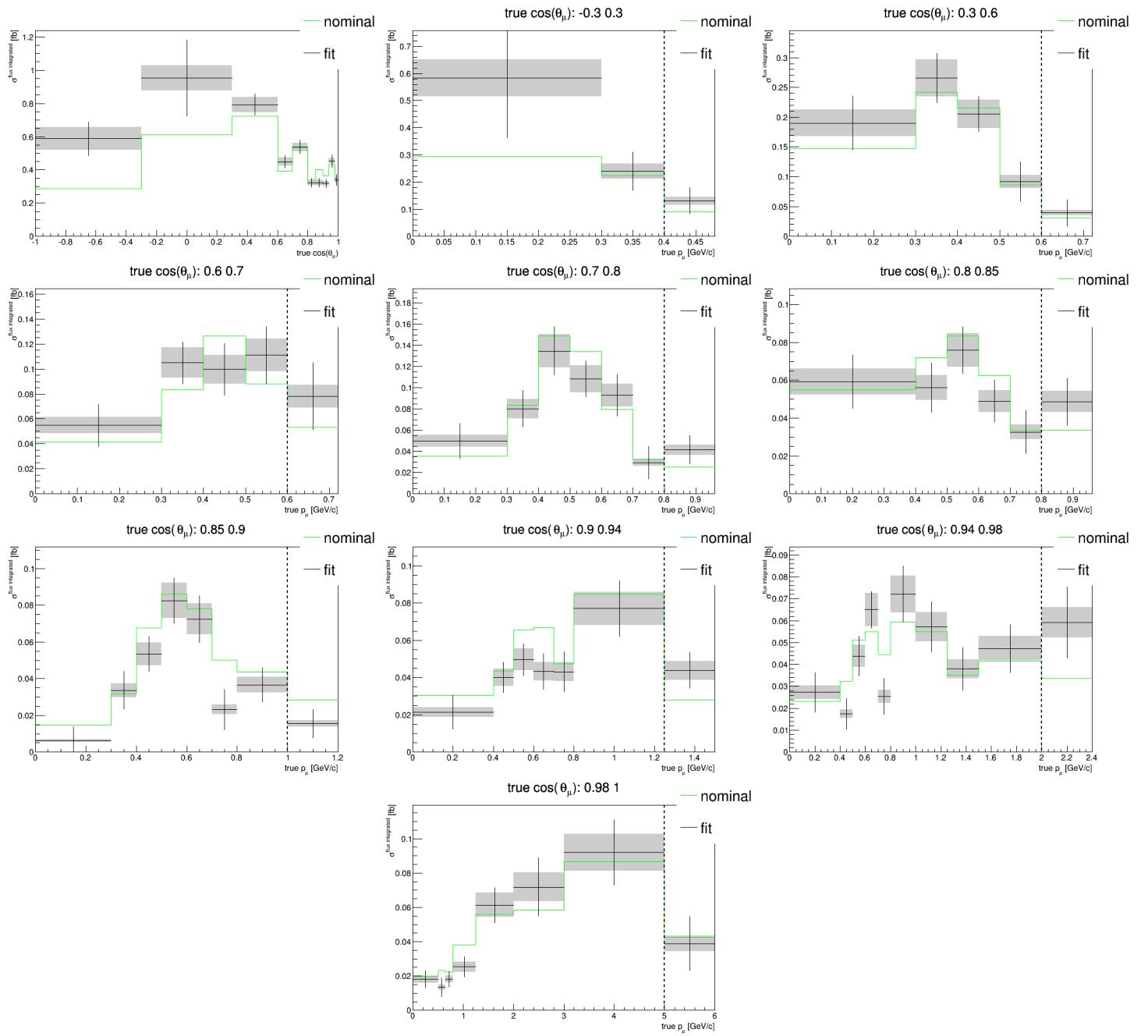


FIGURE 7.16: Sections efficaces mesurées dans les données expérimentales, pour les événements $CC-0\pi-0p$. En gris : erreur entièrement corrélée de normalisation, en noir : erreurs sur la forme.

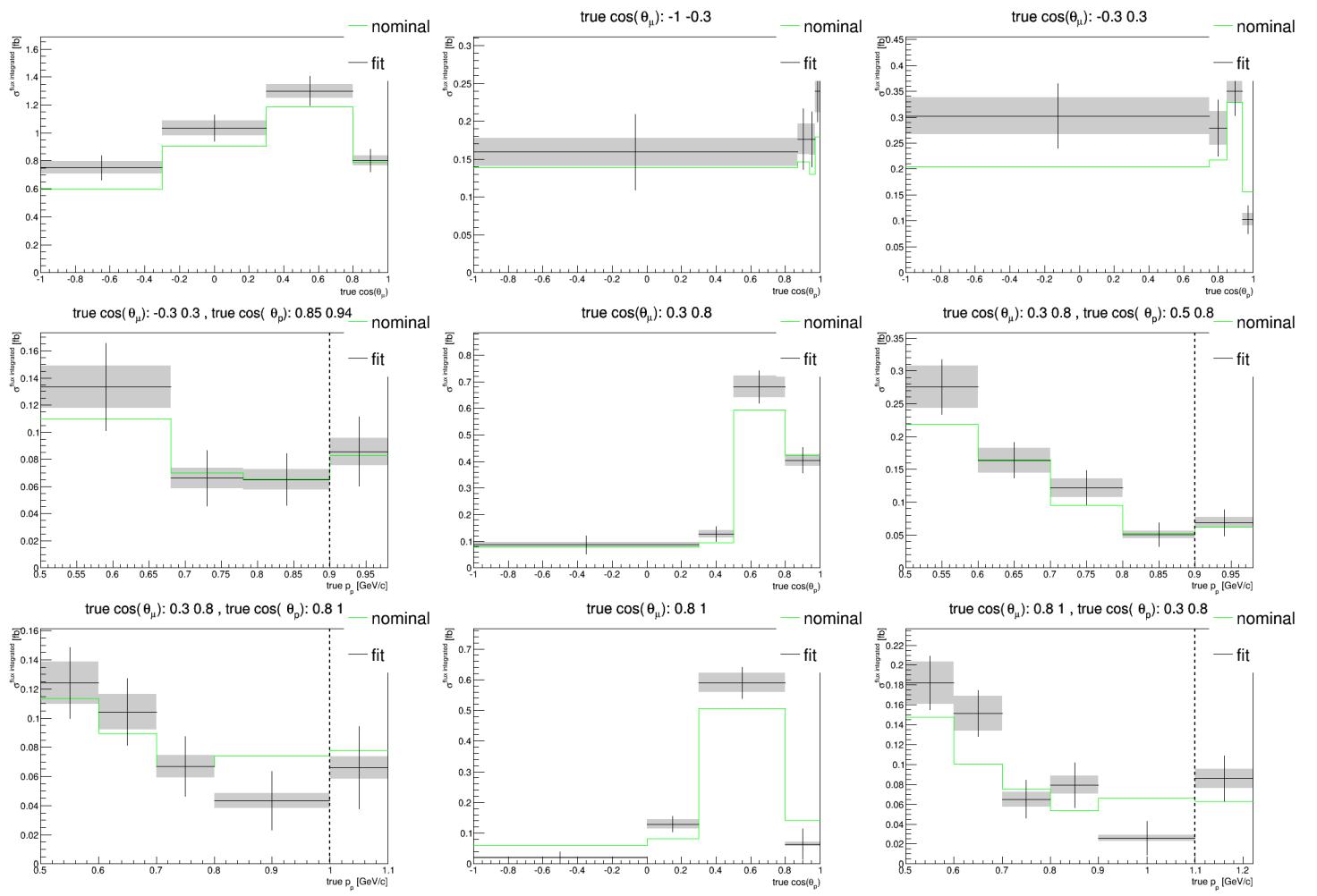


FIGURE 7.17: Sections efficaces mesurées dans les données expérimentales, pour les événements $CC-0\pi-1p$. En gris : erreur entièrement corrélée de normalisation, en noir : erreurs sur la forme.

Résumé : Depuis la confirmation de l'existence du boson de Higgs et avec l'absence de signes de nouvelle physique au LHC, les oscillations des neutrinos sont parmi les seules à offrir des perspectives d'observation et de mesure de phénomènes de nouvelle physique au delà du modèle standard. Le premier chapitre de cette thèse introduit le concept d'oscillation de saveur des neutrinos puis décrit l'état de l'art des connaissances ainsi que les perspectives expérimentales pour mesurer ou observer les pièces manquantes. Pour obtenir des résultats significatifs, ces futures expériences auront besoin de pouvoir profiter d'une meilleure compréhension des processus d'interaction des neutrinos. Le second chapitre décrit ces interactions d'un point de vu théorique. Le troisième chapitre présente l'expérience T2K ainsi que ses résultats sur les oscillations des neutrinos. Le quatrième décrit plus précisément le détecteur proche de T2K (ND280) et l'usage qu'on en fait dans les analyses d'oscillations. La couverture angulaire de la sélection des interactions dans le détecteur proche de T2K est limitée par rapport à celle, complète, du détecteur lointain. Le chapitre 5 décrit deux sélections visant à améliorer cette couverture, ainsi que celle utilisée pour réaliser, dans le cadre de cette thèse, la mesure de la section efficace d'interaction des neutrinos muoniques par courant chargé sur le carbone sans production de pions dans l'état final. Le chapitre 6 décrit cette mesure, conçue pour ne pas dépendre de modèles théoriques d'interaction, et réalisée pour la première fois en fonction du nombre de protons éjectés et de leur cinématique. Les résultats sont montrés dans le chapitre 7.

Key words : neutrino, oscillations, section efficace, $CC0\pi$, T2K, TPC

Abstract: Since the Higgs boson discovery and the absence of hints pointing to new physics at the LHC, neutrinos oscillations are one of the only perspectives to observe new physics phenomenon beyond the standard model. The first chapter of this thesis introduces the concept of neutrino flavour oscillation before describing the state of the art knowledges as well as the experimental perspectives of observing or measuring the missing parts. To obtain significant results, those future experiments will need a better understanding of neutrino interactions. The second chapter describes these interactions from a theoretical point of view. The third one describes the T2K experiment and its main results on neutrino oscillations. Chapter four focus on the T2K near detector (ND280) and on how it is used within neutrino oscillations analysis. The angular acceptance of the current ND280 selection is limited compared to the far detector one. Chapter 5 describes two selections developed in order to improve this angular acceptance. This chapter also describes the selection used to carry out this thesis main work : the cross-section measurement of muon neutrino charged current interactions on Carbon, with no pions in the final state and as a function of the outgoing particles multiplicity and kinematics. Chapter six describes this measurement, designed to be as model independent as possible, and made for the first time as a function of the protons multiplicity and of their kinematic. The results are shown in chapter seven.

Key words: neutrino, oscillations, cross-section, $CC0\pi$, T2K, TPC
