

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT

présentée par

Laura Zambelli

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT (Paris 7)

Spécialité :

Particules, Noyaux, Cosmologie (ED 517)

**Contraintes sur la prédiction des flux de neutrinos de
T2K par les données de l'expérience de
hadroproduction NA61/SHINE.**

Soutenue publiquement le 23 Septembre 2013, devant un jury composé de :

MM	Anselmo	CERVERA	Rapporteur
	Jacques	DUMARCHEZ	Co-Directeur de Thèse
	Jaap	PANMAN	Rapporteur
	Thomas	PATZAK	Président
	Tanguy	PIEROG	Examineur
	Boris	POPOV	Co-Directeur de Thèse
	André	RUBBIA	Examineur

Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier chaleureusement ceux sans qui cette thèse n'aurait jamais pu aboutir : Jacques, Boris, Jean-Michel, Arnaud et Claudio. Déjà parce que sans eux, il n'y aurait pas de groupe T2K au LPNHE. Mais surtout la confiance, le temps et leurs connaissances qu'ils m'ont accordés ont été *capitales*. Je reste encore, après toutes ces années, impressionnée par leur talent, leur patience, leur esprit critique, leur pédagogie, leur bonne humeur et leur rire communicatif. Du Japon (avec sa cérémonie du thé d'Otha Danchi, ses dégustations de *nattō* et les debriefs autour des fameux sushis du 7/11), aux pays de l'est en passant par le CERN, les voyages en leur compagnie ont toujours été des instants privilégiés, tout comme les bons moments passés au laboratoire jusqu'à parfois très tard dans la nuit.

Jacques, merci encore pour avoir su trouver le temps de m'écouter et me conseiller dans les instants de réussite comme dans les impasses.

Boris, merci pour tout. Je te félicite encore une fois pour ton poste dûment mérité et te souhaite tout le meilleur pour ta nouvelle vie en France avec ta famille.

Jean-Michel, c'est toujours un plaisir de discuter avec toi. Ta culture scientifique semble être infinie, tout comme ta curiosité et le nombre de langues que tu maîtrises.

Arnaud, merci d'avoir guidé mes premiers pas et d'avoir toujours su être celui qui trouve les failles dans mes résultats.

Claudio, je ne t'écirai pas ces mots en italien, même si tu sais pertinemment que je suis bilingue. Merci pour tes précieux conseils, je te souhaite une grande carrière scientifique.

Je me considère comme chanceuse d'avoir pu faire partie de cette équipe, et espère sincèrement avoir encore la joie de les revoir dans les années à venir.

Je tiens à remercier tout les membres de mon jury pour avoir pris le temps de lire ma thèse, pour m'avoir écoutée avec intérêt ainsi que pour les questions pertinentes qu'ils ont soulevées. Merci en particulier à Anselmo et Jaap, mes rapporteurs, pour avoir relu et commenté mon manuscrit.

Au cours de ces années de thèse, j'ai eu l'occasion de voyager de bureau en bureau au sein du LPNHE. Je tiens à saluer chacun des thésards ayant été mes colocataires. Le meilleur accueil a évidemment été fait par les résidents du 12-22-115 : Flora, Timothée, Francesca et Sylvestre. Sans nul doute le plus beau bureau de Jussieu avec sa porte d'entrée tapissée de magnifiques cartes postales, sa décoration chaleureuse et bien sûr son fameux "ragot-thé" de 17 h. Haut lieu de papotage et de fines analyses des derniers potins, la tradition était soigneusement menée par la grande maîtresse de cérémonie : la joyeuse Francesca. Timothée est une personne formidable, malgré ses petites manies du quotidien, qui sait toujours trouver le temps pour aider les autres même lorsqu'il a franchement autre chose à faire. Sylvestre, malgré son talent pour poser des questions qui fâchent au pire moment, a su amener un nouveau souffle au bureau par sa bonne humeur. Gageons que le charme du bureau perdure avec les nouveaux habitants, et que Sylvestre

prendra soin de mes chères plantes que je lui ai léguées.

J'aimerais également saluer tout les membres du LPNHE : l'administration, les services généraux, le pôle communication et tous les physiciens avec qui j'ai eu le plaisir de discuter de sujets aussi divers que variés. En particulier : Sophie, Eli, Jean-Paul, Philippe S., Reynald, Fred, Sandro, Laurent (mon parrain), Irena, Christophe, Delphine, Pierre Astier, Ioana, Romain, François L., Bernard Caraco, Sylvie et Isabelle.

Une mention particulière est décernée à Vera, fournisseur officielle de café et de bonne humeur. Je m'excuse encore pour ton surnom nullement justifié !

All my work would not have been achieved without the support of all NA61/SHINE members. In particular, I wish to truly thanks our spokesperson Marek Gazdzicki for his strong interest in my results. For the shared work, the discussions and all the great moments, I am also grateful to Nicolas, Sébastien, Alexis, Alexander, Alberto, Alain, Davide, Peter, Michael, Marek S., Tanja and Szymon.

The constant care of the T2K beam group for my work has also been very motivating. In particular, I am deeply thankful to Kobayashi-san, Sakashita-san, Nakadaira-san, Megan and Mark. I would also like to acknowledge the strong support from Hasegawa-san.

Finally, I would like to truly thank Alberto Ribon for his clear explanations, his support and interest in my results from the Geant4 simulation side.

Du Master 1 à la soutenance, j'ai eu la chance d'être aux côtés de trois compagnons – et amis – formidables sans qui le quotidien aurait été bien plus terne. Olivier pour sa curiosité et ses questions existentielles, Flora pour ses messes basses et ses idéaux et enfin Simon, aussi pointilleux que disponible. L'humour, l'entraide et le soutien qu'ils m'ont apportés ont été essentiels.

Je tiens à remercier ma formidable équipe de correcteurs orthographiques : Virginie, Anne, Louise, Betty, Camille, Maman, Jacques, Jean-Michel et Arnaud. Ils ont su traquer les milliers de *s* et *e* en trop ou manquant, dans un texte où (pour la plupart d'entre eux) la signification semble être mystique. Afin de ne pas rendre une copie parfaite, je me suis permise de laisser trainer quelque fautes.

Mes amis proches m'ont apporté un soutien inestimable par leur écoute et leur amitié. Je tiens à les remercier pour tout ce qu'ils m'ont apporté.

Jean-César, Alessandro, Maxime, Olivier et Flore B. pour les instants mémorables passés à Munich, à Bormes-les-Mimosas, à Oiseau, dans les magazines people et à la rue du Dragon.

Camille, Laura P. et Guy avec qui j'ai passé une année fantastique en Suède, et tous les autres voyages qui ont suivis depuis.

Anne, l'unique et meilleure colocataire du Palace.

Virginie, Louise, Laura G., Bastien, Betty, Yannick, pour toutes ces merveilleuses années passées ensemble depuis le lycée. Je suis fière que malgré les divers chemins que nous avons pris depuis que nous nous connaissons, nous soyons encore plus proches qu'avant.

Et pour finir, les plus mignons de tous : Flore et Elyott qui grandissent bien trop vite.

Vous allez cruellement me manquer dans les années à venir, et je vous attends tous de pied ferme au Japon !

Le soutien de ma famille a été précieux depuis toujours. L'intérêt qu'ils ont porté à mes études, à ma réussite et à mon bien être était une motivation inestimable. La conception du

mémorable pot de thèse est un des nombreux exemples de leur attention. Merci à vous trois.

Pour finir, je voudrais exprimer ma reconnaissance pour celui qui a été à mes côtés durant la plus grande partie de ma thèse, Franz. Son soutien indéfectible et sa capacité à me pousser au-delà de mes limites ont été un des ingrédients majeurs de ma thèse. Pour tous les moments inoubliables avec toi, bons comme mauvais, je te remercie du fond du cœur.

Table des matières

Introduction	1
1 Les Neutrinos	3
1.1 Postulat et découverte des neutrinos	4
1.1.1 Le spectre des désintégrations β	4
1.1.2 Découvertes des neutrinos	4
1.1.3 Propriétés des neutrinos	5
1.2 Vers l'astronomie neutrinos : Anomalies des neutrinos	7
1.2.1 Les neutrinos solaires	7
1.2.2 Les neutrinos atmosphériques	10
1.3 Formalisme des oscillations	10
1.3.1 Probabilité d'oscillation à 3 familles	12
1.3.2 Oscillations dans la matière : l'effet MSW	19
1.4 Contraintes sur la masse des neutrinos	21
1.4.1 Contraintes cosmologiques	21
1.4.2 Mesures directes	22
1.5 Mesure des paramètres d'oscillation	22
1.5.1 Secteur solaire : θ_{12} et $\Delta m_{\odot}^2$	23
1.5.2 Secteur atmosphérique : θ_{23} et Δm_{atm}^2	24
1.5.3 Mesure de θ_{13}	26
1.6 Le futur des neutrinos	30
2 L'expérience T2K	31
2.1 Création du faisceau de neutrinos	32
2.2 Les détecteurs proches	33
2.2.1 INGRID : le détecteur sur axe	33
2.2.2 ND280 : le détecteur hors-axe	35
2.2.3 La technique du faisceau hors-axe	36
2.3 Le détecteur lointain	39
2.3.1 Le rapport loin/proche	40
2.4 Prédictions du flux de neutrinos	41
2.5 Résultats de l'expérience T2K	42
2.6 De l'importance d'une expérience parallèle de production hadronique	46
3 L'expérience NA61/SHINE	49
3.1 Création du faisceau de protons	51
3.2 Système de déclenchement	52
3.3 Les cibles pour T2K	53

3.4	Le détecteur	54
3.4.1	Les chambres à projection temporelle	54
3.4.2	Les détecteurs de temps de vol	56
3.5	La chaîne de reconstruction	56
3.6	La chaîne de simulation	59
4	Mesures de section efficace d'interactions et production de hadrons chargés	61
4.1	Mesure de la section efficace d'interaction	62
4.1.1	Définitions	62
4.1.2	Sélections des événements	63
4.1.3	Incertitudes de la mesure	66
4.2	Mesure de la section efficace inélastique et de production	67
4.3	Mesures avec la cible mince de carbone	69
4.3.1	Spectre d'hadrons chargés : analyse combinée ToF-dE/dx	69
4.3.2	Analyses de contrôle	71
4.4	Conclusions	72
5	Mesure de production de particules neutres étranges	77
5.1	Principe de la mesure	78
5.2	Variables d'intérêts et coupures	79
5.2.1	Sélections d'événements	79
5.2.2	Sélections de traces	80
5.3	Contrôles et Comparaisons	83
5.3.1	Les sources de bruit de fond	83
5.3.2	La représentation dans le plan Podolanski-Armenteros	86
5.3.3	Comparaisons avec la simulation, qualité des données	88
5.4	Échantillonnage et ajustement des spectres	90
5.5	Corrections des spectres	93
5.6	Soustraction des interactions en dehors de la cible	96
5.7	Normalisation	98
5.7.1	Propagation des erreurs statistiques	99
5.8	Systématiques	99
5.8.1	Calcul des facteurs de correction	99
5.8.2	Ajustement des spectres de masse invariante	101
5.8.3	Procédure de normalisation	101
5.8.4	Algorithmes de reconstruction	107
5.8.5	Coupures	107
5.9	Résultats et confrontations	113
5.9.1	Résultats	113
5.9.2	Comparaisons avec la mesure des kaons chargés	113
5.9.3	Comparaisons avec l'analyse de 2007	117
5.9.4	Comparaisons avec des modèles de production hadronique	117
5.10	Conclusions	117
6	Modélisation des interactions hadroniques	121
6.1	Le projet <i>Virtual Monte Carlo</i>	122
6.2	Description des modèles de physique	123
6.2.1	Interactions à basse énergie	124

6.2.2	Interactions à haute énergie	125
6.3	Les différents codes Monte-Carlo	126
6.3.1	Fluka	126
6.3.2	GEANT3	127
6.3.3	GEANT4	127
6.4	Procédure de validation	129
6.4.1	Les interactions élastiques et quasi-élastiques	130
6.4.2	Calcul phénoménologique de σ_{prod}	133
6.4.3	Estimation de σ_{prod}	135
6.4.4	Comparaisons avec les données 2007 de NA61/SHINE	135
6.5	À la recherche d'un autre modèle hadronique	136
6.5.1	Interactions élastiques et quasi-élastiques	136
6.5.2	Estimation de σ_{prod}	140
6.5.3	Comparaisons avec les données 2007 de NA61/SHINE	140
6.5.4	Discussion	140
6.6	Comparaisons avec des données de production hadronique	145
6.6.1	Production sur la cible mince de NA61/SHINE pour T2K	146
6.6.2	Données de HARP	154
6.6.3	Production par les interactions $p+p$ à NA61/SHINE	162
6.6.4	Production par les interactions $\pi^- + C$ à NA61/SHINE	162
6.7	Conclusions	165
7	Prédictions du flux de neutrinos	167
7.1	La géométrie et le champ magnétique	168
7.2	Modélisation des interactions au sein de la cible de carbone	168
7.2.1	La géométrie de la cible	169
7.2.2	Le faisceau de protons	169
7.2.3	Production hadronique dans la cible	172
7.3	Simulation du flux de neutrinos	172
7.4	Comparaisons des spectres	176
7.4.1	Validation de l'interface VMC	176
7.4.2	Simulations avec les modèles de GEANT4	177
7.5	Re-pondération de la prédiction du flux de neutrinos	179
7.5.1	Re-pondération du taux de production hadronique	179
7.5.2	Re-pondération des sections efficaces d'absorption	186
7.5.3	Incertitude de la prédiction du flux de neutrinos	188
7.6	Implications pour les résultats de T2K	191
7.6.1	Jusqu'à l'été 2013	191
7.6.2	Améliorations à venir à court terme	192
7.6.3	Améliorations à venir à moyen terme	194
7.7	Conclusions	196
	Conclusions et Perspectives	201
	Liste des figures	205
	Liste des tables	211
	Bibliographie	213

Introduction

Les neutrinos ont toujours joué un rôle fondamental dans la physique des particules. Depuis leur postulat jusqu'à la découverte et l'étude de leur propriété, les neutrinos restent une des particules les moins bien connues du Modèle Standard. Il est à présent prouvé que les neutrinos oscillent et donc ont une masse. La connaissance des paramètres régissant ces oscillations est d'une importance capitale, car elle est intrinsèquement reliée à une possible violation de CP dans le secteur leptonique. Trois angles de mélange, une phase de violation de CP , ainsi que deux différences de masses sont nécessaires pour paramétriser ces oscillations. Jusque récemment, seul un des angles de mélange θ_{13} était encore inconnu de la communauté -la mesure de l'angle de violation de CP est inaccessible à l'heure actuelle. L'expérience T2K, au Japon, a été conçue pour la mesure de cet angle. En utilisant un faisceau quasi-pur de ν_μ , créé par les désintégrations en vol de pions produit par l'interaction d'un proton à 31 GeV dans une cible, l'apparition de neutrinos électronique dans un détecteur placé à 300 km de la source nous renseigne sur la valeur de θ_{13} . La mesure est complexe car le faisceau de neutrinos est contaminé dès sa création par une composante de ν_e , créés par la désintégration de kaons, pions et muons produits dans la cible et la ligne de faisceau secondaire. Ainsi, pour mesurer cet angle avec grande précision, la connaissance de flux de neutrinos à 5% est requise. Il est alors impératif de connaître le taux de production hadronique lors des interactions entre le proton et la cible de carbone. Cette mesure ne peut être effectuée directement dans la ligne de faisceau de T2K, à cause d'une trop grande intensité, ainsi les données d'une expérience parallèle d'hadroproduction est utilisée : NA61/SHINE, au CERN.

Une approche historique des expériences ayant mis en lumière le phénomène des oscillations de neutrinos, ainsi qu'une revue rapide des mesures actuelles est présentée dans le chapitre 1. L'expérience T2K est décrite dans le chapitre 2 et l'importance des données de l'expérience d'hadroproduction NA61/SHINE est démontrée. Cette expérience est présentée dans le chapitre 3. La production de hadrons chargés et la mesure des sections efficaces d'interaction et de production dans les interactions proton-carbone à 31 GeV/c dans l'expérience NA61/SHINE sont exposées dans le chapitre 4.

La mesure du taux de production de hadrons chargés, en particulier les pions, est entachée d'une large erreur systématique dominée par la contamination due aux produits de désintégration des particules neutres étranges, en particulier les kaons neutres $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. La mesure du taux de production de cette particule dans le même lot de données nous permet de réduire cette source d'incertitude. De plus, les kaons neutres sont également une source non négligeable de neutrinos électroniques à grande énergie. La connaissance du taux de production des K_S^0 dans les interactions proton-carbone à 31 GeV relève donc d'une importance capitale, l'analyse est présentée dans le chapitre 5.

Le deuxième ingrédient essentiel pour l'estimation du flux de neutrinos est lié à la modélisation des interactions hadroniques qui ont lieu dans la cible. Ainsi, un outil basé sur *Virtual Monte Carlo* a été développé afin de simuler de manière cohérente les deux expériences T2K

et NA61/SHINE. L'intérêt de cet outil réside dans sa flexibilité : il possède une interface vers GEANT3 et GEANT4, nous offrant ainsi une large gamme de générateur. Les étapes de validation, ainsi que des comparaisons avec un grand lot de données de production hadronique sont présentées dans le chapitre 6.

La prédiction du flux de neutrinos de l'expérience T2K est présentée dans le chapitre 7. L'optimisation du temps de calcul de la simulation du flux de neutrinos est expliquée. Afin d'inclure les données des expériences d'hadroproduction, les flux sont ensuite re-pondérés selon une méthode qui est détaillée dans le chapitre. La mesure des K_S^0 est incluse dans les étapes de re-pondérations, et l'impact sur la prédiction du flux des quatre espèces de neutrinos est discutée. Enfin, en conclusion, les sujets abordés dans cette thèse sont mis dans le contexte des futures expériences d'oscillation de neutrinos qui sont élaborées aujourd'hui.

Chapitre 1

Les Neutrinos

Sommaire

1.1	Postulat et découverte des neutrinos	4
1.1.1	Le spectre des désintégrations β	4
1.1.2	Découvertes des neutrinos	4
1.1.3	Propriétés des neutrinos	5
1.2	Vers l'astronomie neutrinos : Anomalies des neutrinos	7
1.2.1	Les neutrinos solaires	7
1.2.2	Les neutrinos atmosphériques	10
1.3	Formalisme des oscillations	10
1.3.1	Probabilité d'oscillation à 3 familles	12
1.3.1.1	Remarques générales	14
1.3.1.2	Cas à deux familles	14
1.3.1.3	Longueur d'oscillation	14
1.3.1.4	Mesure de la phase CP	16
1.3.1.5	Spectre de masse	18
1.3.2	Oscillations dans la matière : l'effet MSW	19
1.4	Contraintes sur la masse des neutrinos	21
1.4.1	Contraintes cosmologiques	21
1.4.2	Mesures directes	22
1.5	Mesure des paramètres d'oscillation	22
1.5.1	Secteur solaire : θ_{12} et $\Delta m_{\odot}^2$	23
1.5.2	Secteur atmosphérique : θ_{23} et Δm_{atm}^2	24
1.5.3	Mesure de θ_{13}	26
1.5.3.1	Auprès de réacteurs	26
1.5.3.2	Auprès d'accélérateurs	28
1.6	Le futur des neutrinos	30

La compréhension de la physique des neutrinos est un des plus grand enjeux de la physique moderne. Les neutrinos nous parviennent en abondance sur Terre par les réactions de fusion dans le cœur des étoiles, par les explosions de supernovæ, par les noyaux actifs de galaxies, par la radioactivité naturelle, ou comme vestige du Big Bang, si bien que nous recevons un flux de neutrinos de près de $3 \times 10^{12} \nu/\text{cm}^2/\text{s}$. Des sources artificielles de neutrinos sont également créées par les réacteurs et auprès des accélérateurs de particules.

La nature unique des neutrinos nous permet de les utiliser comme messagers pour l’astrophysique et la cosmologie. Ne possédant pas de charge électrique, ni de couleur, et ayant une très faible masse, ils nous permettent de sonder des phénomènes à très grande distance, alors que les photons se font absorber par des nuages de poussière, et les particules chargées sont déviées par les champs magnétiques. N’interagissant que par l’interaction faible, les neutrinos sont observables sur une large gamme d’énergie : la collaboration IceCube a récemment observé pour la première fois deux candidats neutrinos au PeV : Bert et Ernie [1].

L’histoire des neutrinos est fortement corrélée avec les découvertes qui ont permis la construction du Modèle Standard que nous connaissons aujourd’hui. Ils ont, entre autres, servi à la mesure de certains paramètres prédit par la théorie, mais sont également responsable de l’unique défaut connu du Modèle Standard : ils se mélangent car ils ont une masse. À ce titre, certains considèrent la physique des neutrinos comme “au-delà du Modèle Standard”. Dans ce chapitre, nous évoquerons brièvement l’histoire des neutrinos, du postulat aux découvertes, avant de s’intéresser au phénomène des oscillations, tant du point de vue expérimental que du formalisme. Enfin, un panorama des expériences en cours sera abordé.

1.1 Postulat et découverte des neutrinos

1.1.1 Le spectre des désintégrations β

Contrairement au spectre discret des particules α et γ émises dans les désintégrations nucléaires, l’électron produit dans les désintégrations β possède un spectre continu. Cette observation, qui semble violer la conservation de l’énergie et de l’impulsion, trouva une explication par W. Pauli en 1930 : une particule neutre, de spin 1/2 et de masse inférieure à celle de l’électron doit être également produite avec l’électron. Cette particule d’abord appelée *neutron*, fut renommée *neutrino* par E. Fermi en 1934 dans sa théorie des désintégrations β [2], construite en analogie avec l’électro-dynamique quantique : un neutron se désintègre en proton, électron et neutrino.

1.1.2 Découvertes des neutrinos

Longtemps restée à l’état d’hypothèse, l’expérience ambitieuse de F. Reines et C. Cowan en 1956 [3] a mis en évidence près de 20 ans après sa prédiction le premier (anti-)neutrino (que nous appelons aujourd’hui $\bar{\nu}_e$). Avec un détecteur à scintillateur liquide placé près d’un réacteur nucléaire, les anti-neutrinos interagissent par la réaction β inverse, et sont capturés par un proton :

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

Le principe de détection est une mesure en coïncidence d’un photon de 511 keV (associé à l’annihilation du positron) et d’un photon associé à la capture du neutron quelques μs plus tard. Cette technique de détection est encore aujourd’hui utilisée par les expériences auprès des réacteurs, voir la section 1.5.3.1.

Cette découverte a valu à F. Reines (C. Cowan étant décédé) le prix Nobel de physique en 1995.

En 1958, M. Goldhaber et son équipe [4], ont mesuré l'hélicité du neutrino électronique et démontré que les neutrinos sont toujours gauche - la direction de leur spin est toujours opposée à leur direction.

En 1962, un second type de neutrino, le ν_μ , est découvert par J. Steinberger, L. Lederman et M. Schwartz [5], à Brookhaven. Les neutrinos étaient créés par la désintégration de pions produits par des collisions de protons contre une cible. Grâce à une chambre à étincelles, il fut alors remarqué que ces neutrinos sont produits avec un muon et ne produisent que des muons lorsqu'ils réinteragissent, contrairement à la découverte précédente, toujours associée à un électron. Ainsi, il fut établi qu'il existait deux types distincts de neutrinos.

La découverte indirecte d'un troisième lepton, le τ , entre les années 1974 et 1977 à SLAC par M. Perl suggéra l'existence d'une troisième saveur de neutrino. Cette hypothèse a été confirmée en 1990, par les expériences auprès du collisionneur e^+e^- LEP, au CERN. Le boson Z a pu être mis en évidence, et ses propriétés ont été mesurées. La largeur de désintégration invisible de ce boson : $\Gamma_{inv} = \Gamma_Z - \Gamma_{q\bar{q}} - 3\Gamma_{l\bar{l}}$ est interprétée comme étant le canal $Z \rightarrow \nu_\alpha \bar{\nu}_\alpha$. Il a été démontré qu'il n'existe que trois familles de neutrinos légers [6] (de masse inférieure à $m_Z/2$) qui se couplent au boson Z :

$$N_\nu = 2.984 \pm 0.008$$

illustré également sur la figure 1.1. Le dernier type de neutrino n'a été découvert que récemment, en 2000, auprès de l'expérience DONUT [7].

1.1.3 Propriétés des neutrinos

Le Modèle Standard de la physique des particules admet qu'il existe trois familles de neutrinos, associées aux familles de leptons chargés. Afin de différencier les familles entre elles, on introduit les nombres quantiques de saveur : le nombre leptonique électronique pour le doublet

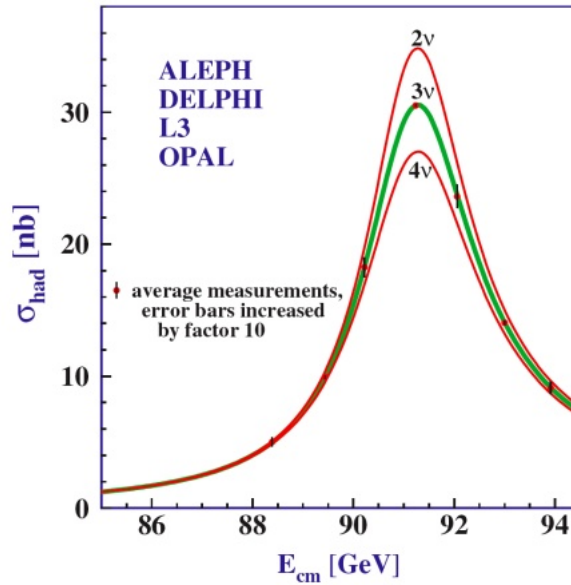


Figure 1.1: Mesure de la section efficace de désintégration dans les canaux hadroniques $Z \rightarrow q\bar{q}$ autour de la résonance du boson Z . Les courbes indiquent la prédiction selon qu'il n'y ait que deux, trois ou quatre espèces de neutrinos.

(e, ν_e) , muonique pour (μ, ν_μ) et taonique pour (τ, ν_τ) . De plus, afin de différencier les neutrinos des anti-neutrinos, on introduit le nombre leptonique comme étant la somme de ces trois quantités. Ce nombre quantique vaut 1 pour les leptons, -1 pour les anti-leptons. Ces nombres quantiques ont toujours été observés comme conservés, bien qu'ils ne traduisent aucune symétrie de jauge du Modèle Standard.

Ne possédant pas de charge électrique, les neutrinos n'interagissent pas via l'interaction électromagnétique. Ils sont également insensibles à l'interaction forte, car ils ne possèdent pas de couleur. Ils n'obéissent alors qu'à l'interaction faible : par courant chargé (CC) via l'échange d'un boson $W^\pm$, soit par courant neutre (NC) via l'échange d'un Z .

Dans le Modèle Standard, le terme de masse est fourni aux particules par le couplage du champ de Higgs entre les doublets gauches d'isospin et les singlets droits. Les neutrinos droits n'étant pas inclus dans la théorie, les neutrinos sont prédits sans masse dans le Modèle Standard.

En tant que fermion neutre, les neutrinos peuvent être décrits comme un fermion de Dirac, ou bien comme un fermion de Majorana. L'idée de E. Majorana, dès 1937 [8], stipule que les neutrinos sont identiques aux anti-neutrinos, ce qui viole au passage la conservation du nombre leptonique. La nature profonde des neutrinos n'est pas encore déterminée et l'observation d'une double désintégration β sans émission de neutrinos ($\beta\beta_{0\nu}$), figure 1.2, permettrait de trancher sur ce point :

$$N(A, Z) \rightarrow N(A, Z + 2) + e^- + e^- \quad (1.1)$$

Le nombre leptonique serait ainsi violé de deux unités ($\Delta L = 2$). La recherche d'un signal $\beta\beta_{0\nu}$

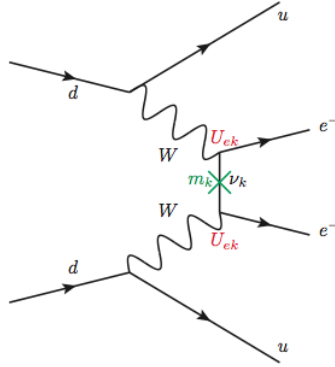


Figure 1.2: Diagramme de Feynman du processus $\beta\beta_{0\nu}$

est très complexe, car le signal attendu est très faible comparé au bruit de fond provoqué par la désintégration d'éléments radioactifs contenus dans le matériel et dans la roche entourant les détecteurs (les expériences sont enfouies sous terre pour se protéger des rayons cosmiques). Aucun signal n'a à ce jour été observé, mais de nouvelles expériences vont bientôt voir le jour, avec une sensibilité accrue : SNO+ [9], Super-NEMO [10] ou encore NEXT [11].

La mesure du LEP a démontré qu'il existe trois saveurs de neutrinos actifs. Cependant, rien n'empêche l'existence d'autres types de neutrinos qui n'auraient pas de partenaires chargés, donc ne peuvent se coupler aux bosons $W^\pm$, ni au boson Z : ils seraient alors dépourvus de couplages faibles et donc indétectables. Ces neutrinos hypothétiques sont appelés neutrinos stériles. Aujourd'hui, il n'y a pas de preuves directes de l'existence de ces neutrinos.

1.2 Vers l'astronomie neutrinos : Anomalies des neutrinos

1.2.1 Les neutrinos solaires

Les neutrinos ont rapidement été identifiés comme étant un formidable messenger de l'astrophysique. Ainsi, en observant sur Terre les ν_e produits par les réactions thermonucléaires ayant lieu au cœur du soleil, il est possible de tester le modèle standard du soleil. Sur la figure 1.4 sont présentées les chaînes de production des neutrinos solaires, les réactions pertinentes sont présentées dans le tableau 1.1.

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

Tableau 1.1: Réactions thermonucléaires ayant lieu dans le soleil pertinente pour la physique des neutrinos, ainsi que leurs abréviations. Le spectre en énergie de ces réactions est présenté dans la figure 1.4.

En 1968, R. Davis et al. [12], ont établi un protocole expérimental permettant de détecter ces neutrinos par la capture d'un ν_e via une interaction β inverse :

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

L'expérience, située dans la mine de Homestake, permettait de mesurer le flux des ν_e à des énergies supérieures à 1 MeV. La mesure était bien différente de ce que prédit le modèle standard solaire : seulement un tiers du flux attendu a été observé. La cause de ce déficit a longtemps été imputée soit au modèle standard solaire, soit aux résultats de l'expérience. L'amélioration de notre connaissance du soleil a confirmée les prédictions du modèle standard solaire. De plus, les résultats de R. Davis ont été confirmés par d'autres expériences. En utilisant du Gallium comme cible pour les neutrinos, abaissant ainsi le seuil de détection à la centaine de keV et donc pouvoir détecter les neutrinos issus de la chaîne pp , les collaborations GALLEX [13], SAGE [14] et GNO [15] observent également un déficit semblable. En utilisant de l'eau comme cible, les expériences Kamiokande [16] puis Super-Kamiokande [17], observent également un déficit des neutrinos issu des chaînes hep et ${}^8\text{B}$ - pour des énergies supérieures à 5 MeV.

Une autre explication a été avancée, impliquant une propriété des neutrinos non prévue par le Modèle Standard. L'idée des oscillations de neutrinos avait déjà été avancée par B. Pontecorvo en 1957 [18] qui, en faisant une analogie avec les oscillations de kaons neutres $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$, avait imaginé des oscillations $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$ car seule une espèce de neutrinos était connue à cette époque. En 1962, Maki, Nakagawa et Sakata imaginent la possibilité d'un mélange entre deux saveurs de neutrinos [19]. Le déficit observé des neutrinos serait alors dû à leurs transformations le long de leurs propagations. Cette hypothèse ne pouvait être vérifiée auprès de ces expériences, car les nouvelles saveurs de neutrinos ne peuvent être observées dans ces techniques de détection - leurs énergies sont trop basses pour pouvoir produire le lepton qui leur est associé.

La preuve définitive du mélange des neutrinos a été amenée par l'expérience SNO en 2002 [20]. L'expérience utilise un détecteur de 1 000 tonnes d'eau lourde (D_2O) placé dans la mine de

Sudbury au Canada. Les ν_e , issus du 8B , interagissent alors par courant chargé avec les deutons, et produisent le signal suivant :

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (\text{CC})$$

La lumière Cherenkov produite par les électrons est alors détectée par des photomultiplicateurs. L'avantage de ce détecteur est qu'il peut également observer les neutrinos qui interagissent par diffusion élastique (ES) et par courant neutre (NC) :

$$\nu_\alpha + e^- \rightarrow \nu_\alpha + e^- \quad (\text{ES})$$

$$\nu_\alpha + d \rightarrow \nu_\alpha + n + p \quad (\text{NC})$$

où $\alpha = e, \nu, \tau$. Le résultat de SNO montre que le flux total de neutrinos issus du 8B , mesuré selon les trois processus, et en accord avec les prédictions du modèle standard solaire, et que les neutrinos ont un comportement non standard : les ν_e changent de saveurs pendant leurs trajets entre le soleil et la Terre. Les résultats de la collaboration SNO sont présentés dans la figure 1.3. Sur la figure 1.5, les prédictions du modèle standard solaire sont comparées aux mesures de plusieurs expériences.

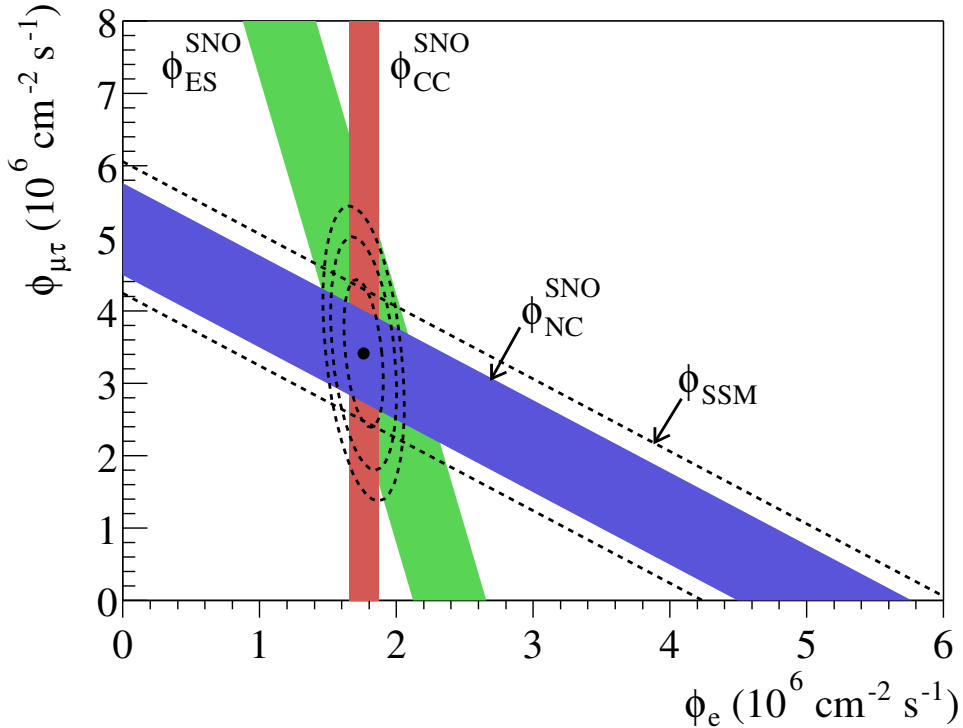


Figure 1.3: Flux des neutrinos solaires $\phi(\nu_e)$ et $\phi(\nu_{\mu,\tau})$ issus de la chaîne 8B déduit des mesures de SNO par courant chargé (CC), courant neutre (NC) et par interaction élastique (ES) (bandes pleines avec une erreur à 1σ). Les bandes pointillées présentent les prédictions du modèle standard solaire. Les contours présentent l'ajustement avec 68, 95 et 99% de degré de confiance. La figure est extraite de [21].

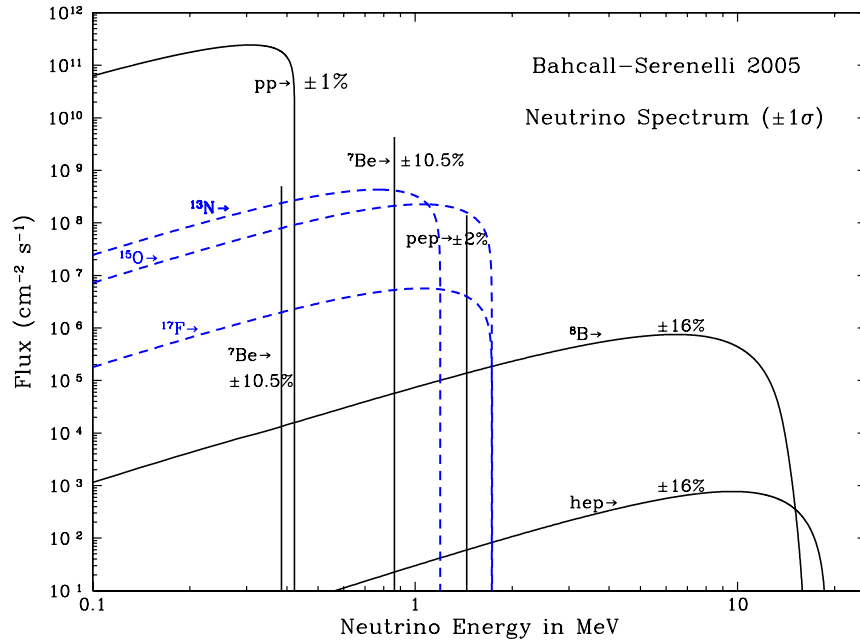


Figure 1.4: Spectre des neutrinos solaires prédits par le modèle standard solaire. La figure est extraite de <http://www.sns.ias.edu/~jnb>

Total Rates: Standard Model vs. Experiment
Bahcall-Serenelli 2005 [BS05(OP)]

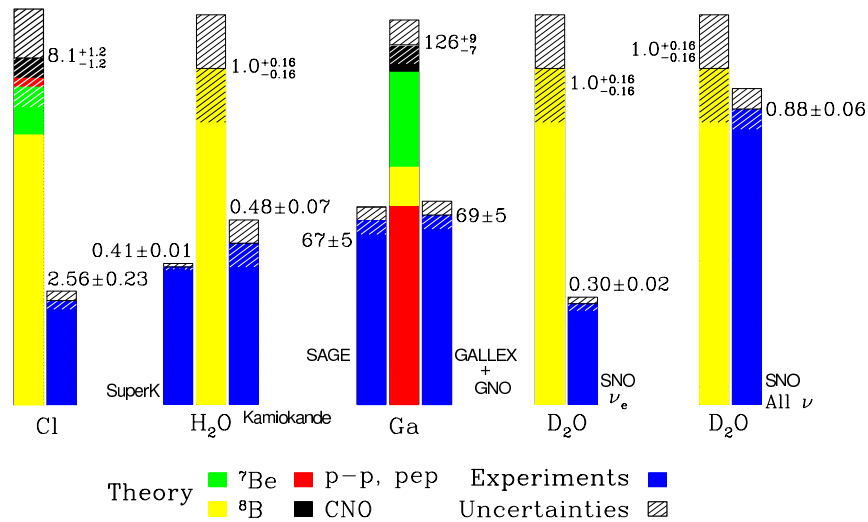


Figure 1.5: Prédiction du modèle standard solaire selon les différents types de détecteurs comparées aux mesures de 6 expériences : GNO, Kamiokande, Super-Kamiokande, GALLEX, SAGE et SNO. La partie hachurée représente les erreurs à 1σ pour les prédictions et les mesures. La figure est extraite de <http://www.sns.ias.edu/~jnb>

1.2.2 Les neutrinos atmosphériques

Depuis les années 1980, une autre source de neutrinos a été étudiée : les neutrinos atmosphériques. Les rayons cosmiques interagissent avec la haute atmosphère terrestre, produisant une gerbe hadronique principalement composée de pions. Un flux de neutrinos muoniques et électroniques est produit par les désintégrations en vol des pions et des muons :

$$\begin{aligned}\pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \\ \mu^\pm &\rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)\end{aligned}$$

Le rapport attendu entre les deux saveurs de neutrinos est de deux fois plus de ν_μ que de ν_e , pour des énergies de l'ordre du GeV. Les expériences comme IMB [22], Soudan [23], MACRO [24], Kamiokande [25] puis Super-Kamiokande [26] ont observées une proportion équivalente entre les deux saveurs.

L'expérience Super-Kamiokande, décrite dans la section 2.3, construite d'abord pour observer la désintégration du proton, a étudiée les neutrinos atmosphériques car ils constituent la principale source de bruit de fond de cette mesure. En étudiant le flux de neutrinos en fonction de leurs directions, mesurés par l'angle au zénith θ (voir la figure 1.6), il a alors été remarqué que le flux de ν_μ était plus important lorsque les neutrinos entrent dans le détecteur par le haut, "down-going" : $\cos\theta \simeq 1$ soit une distance source-détecteur de $L \sim 15$ km, que lorsque qu'ils arrivent par le bas, "up-going" : $\cos\theta \simeq -1$ soit $L \sim 10^4$ km. Sur la figure 1.7, sont présentés le nombre de candidats ν_e et ν_μ en fonction de $\cos\theta$ observés à Super-Kamiokande, ainsi que l'ajustement avec l'hypothèse d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Les candidats sont séparés en deux catégories en fonction de leur énergie : $E < 1.33$ GeV (sub-GeV) et $E > 1.33$ GeV (multi-GeV). L'interprétation de ces résultats est présenté dans la section 1.3.1.3.

1.3 Formalisme des oscillations

Le formalisme des oscillations de neutrinos est basé sur la mécanique quantique. L'idée est que les neutrinos observés ν_α , avec une saveur définie $\alpha = e, \mu, \tau$, sont un mélange des différents états propres de masse ν_i , où $i = 1, 2, 3$:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (1.2)$$

où U est la matrice de mélange unitaire du secteur leptonique, appelée la matrice *PMNS* en hommage aux physiciens Pontecorvo, Maki, Nakagawa et Sakata qui ont développé l'idée des oscillations. Une matrice unitaire $n \times n$ est composée de $(n-1)^2$ éléments réels : $n(n-1)/2$ angles de mélanges et $(n-1)(n-2)/2$ phases. Pour trois générations de leptons, la matrice *PMNS* s'écrit :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

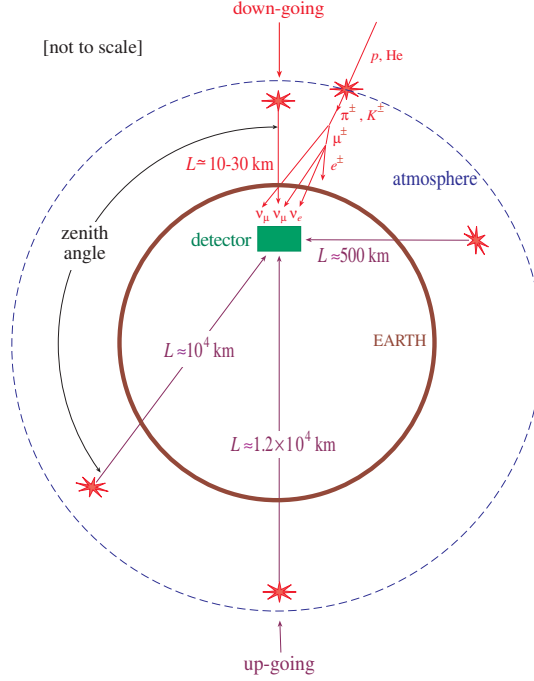


Figure 1.6: Schéma de quatre positions d'angle au zénith, et définition des neutrinos up et down-going. Figure extraite de [27].

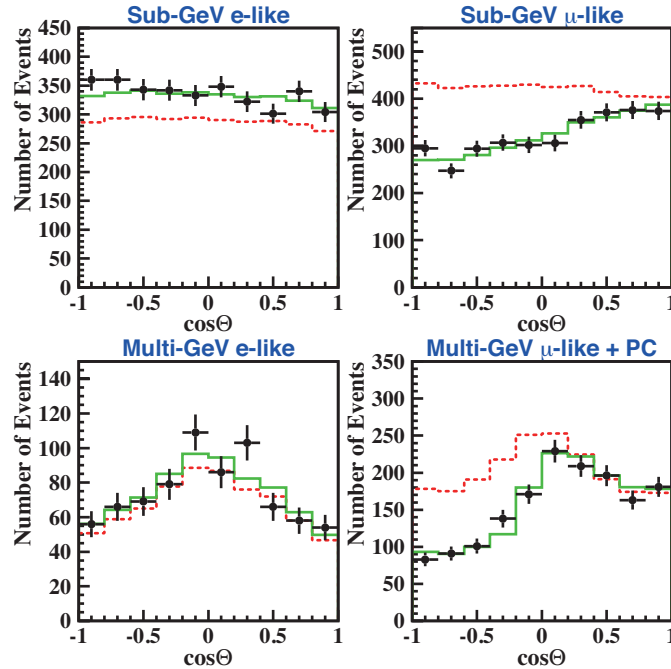


Figure 1.7: Distribution selon l'angle au zénith θ des candidats électroniques et muoniques avec une énergie reconstruite $E < 1.33$ GeV (sub-GeV, haut) et $E > 1.33$ GeV (multi-GeV, bas) à Super-Kamiokande. En pointillés (rouge) est présentée la prédiction du Monte-Carlo, sans l'hypothèse d'oscillation, en ligne pleine (vert) le résultat de l'ajustement avec l'hypothèse d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Figure extraite de [28].

et peut être paramétrisée grâce à trois angles θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} et une phase complexe δ selon :

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_1} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\alpha_2} \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

où $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$. Les phases $\alpha_{1,2}$ sont les phases CP de Majorana. La matrice est analogue à celle de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa (CKM) du secteur des quarks (sans les termes de Majorana) et peut également être réécrite selon le produit de trois matrices de rotation dans les plans 12 (secteur solaire), 23 (secteur atmosphérique) et 13 :

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_1} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\alpha_2} \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

1.3.1 Probabilité d'oscillation à 3 familles

Dans cette démonstration, les unités naturelles ($\hbar = c = 1$) sont utilisées. Nous utiliserons l'approximation des ondes planes, bien qu'un traitement avec des paquets d'ondes serait plus approprié, mais donne un résultat similaire.

Soit un neutrino de saveur α produit à l'instant $t = 0$:

$$|\nu(t=0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (1.6)$$

L'évolution temporelle de cet état est décrit en appliquant l'équation de Schrödinger à chaque composant ν_i de l'état ν_α dans leurs référentiels :

$$|\nu_i(\tau_i)\rangle = e^{-im_i\tau_i} |\nu_i\rangle \quad (1.7)$$

où m_i est la masse du ν_i et τ_i est son temps propre. Cette phase est invariante de Lorentz, alors :

$$m_i\tau_i = E_it - p_iL \quad (1.8)$$

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_it - p_iL)} |\nu_i\rangle \quad (1.9)$$

où E_i et p_i sont l'énergie et l'impulsion du ν_i dans le référentiel du laboratoire, L est la distance entre la source et le détecteur et t est le temps mis pour parcourir cette distance, dans le référentiel du laboratoire.

Si l'on suppose le spectre des masses de neutrinos non dégénérés, $m_j \neq m_k$ pour $j \neq k$, alors les états de masses superposés dans l'équation 1.6 ont une énergie et une impulsion différente, puisque $E_i^2 = p_i^2 + m_i^2$. La phase relative entre deux états i et j est alors :

$$\delta\phi_{ij} = (p_i - p_j)L - (E_i - E_j)t \quad (1.10)$$

Afin d'éviter l'utilisation de l'approximation ultra-relativiste largement employée dans la littérature (qui stipule qu'à ces énergies $t \sim L$), définissons la vitesse de propagation du centre du paquet d'onde [29, 30, 31] :

$$\bar{v} = \frac{p_i + p_j}{E_i + E_j} \quad (1.11)$$

$$= \frac{E_i}{E_i + E_j} v_i + \frac{E_j}{E_i + E_j} v_j \quad (1.12)$$

où $v_{i,j} = p_{i,j}/E_{i,j}$ est la vitesse des états propres de masse i et j . Dans [30], il est démontré que remplacer t dans l'équation 1.10 par $L/\bar{v}$ est une très bonne approximation, la phase relative devient alors :

$$\delta\phi_{ij} \cong \frac{p_i^2 - p_j^2}{p_i + p_j} L - \frac{E_i^2 - E_j^2}{p_i + p_j} L \cong (m_i^2 - m_j^2) \frac{L}{2E} \quad (1.13)$$

où l'on fait également l'approximation que $p_i \approx p_j \approx E$, où E est l'énergie du faisceau de neutrinos. Cette approximation est vraie dans le cas de neutrinos très relativistes. Alors, l'évolution de l'état propre de masse i s'écrit comme :

$$|\nu_i(L)\rangle = e^{-im_i^2 L/2E} |\nu_i\rangle \quad (1.14)$$

Un neutrino créé de saveur α aura pour état au bout d'une distance de propagation L :

$$|\nu(L)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i(L)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-im_i^2 L/2E} |\nu_i\rangle \quad (1.15)$$

La probabilité d'observer un neutrino qui avait une saveur α à $t = 0$ avec une saveur β après s'être propagé sur une distance L est donnée par :

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L) &\equiv \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L) \rangle^2 \\ &= \delta_{\alpha\beta} + \sum_{j,k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} \left(e^{-i \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E}} - 1 \right) \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j < k} \text{Re}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E} \right) \\ &\quad \pm 2 \sum_{j < k} \text{Im}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin \left(\frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E} \right) \end{aligned} \quad (1.16)$$

où $\Delta m_{jk}^2 = m_j^2 - m_k^2$. Le signe $\pm$ permet de distinguer les neutrinos des anti-neutrinos, et la partie imaginaire correspond au terme de violation de CP .

De cette formule d'oscillation, on peut en tirer plusieurs conséquences décrites dans les sections suivantes.

1.3.1.1 Remarques générales

- Pour $\alpha \neq \beta$, on constate que les oscillations ne sont possibles que si les neutrinos sont massifs ($\Delta m_{jk}^2 \neq 0$) et s'ils se mélangent ($U_{\alpha j} U_{\beta j} \neq 0$).
- L'unitarité de la matrice $PMNS$ impose :

$$\sum_{\beta} P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}) = \sum_i |U_{\alpha i}|^2 = 1 \quad (1.17)$$

Cette caractéristique met en lumière le résultat de la collaboration SNO décrit dans la section 1.2.1.

- Les expériences d'oscillations ne peuvent mesurer la masse absolue des neutrinos, seulement les différences du carré des masses propres.
- Les phases de Majorana disparaissent complètement de la formule de transition. Les expériences d'oscillations ne nous donnent aucune information sur le caractère Dirac ou Majorana des neutrinos.

1.3.1.2 Cas à deux familles

Lorsque le spectre des masses est dominé par un grand Δm^2 , ce qui s'avère être le cas, la formule d'oscillation peut être simplifiée à seulement deux familles. La matrice de mélange devient :

$$\begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

et les probabilités d'apparition $P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta})$ et de disparition $P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\alpha})$ s'écrivent :

$$P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (1.19)$$

$$P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\alpha}) = 1 - P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}) \quad (1.20)$$

Δm^2 étant la différence du carré des masses propres.

1.3.1.3 Longueur d'oscillation

La longueur d'oscillation dans le vide est définie comme :

$$L_{vide} = \frac{4\pi E}{\Delta m^2} \quad (1.21)$$

Soit, en remettant les unités appropriées :

$$L_{vide} = 2.48(\text{km}) \frac{E(\text{GeV})}{\Delta m^2(\text{eV}^2)} \quad (1.22)$$

Ainsi, pour le cas des oscillations à deux familles :

$$P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{L}{L_{vide}} \pi \right) \quad (1.23)$$

Il apparaît alors clairement que les oscillations sont observables lorsque $L \sim L_{vide}$, c'est à dire lorsque :

$$\Delta m^2 (\text{eV}^2) \sim \frac{E (\text{GeV})}{L (\text{km})} \quad (1.24)$$

Les expériences d'oscillations de neutrinos artificiels ajustent ainsi l'énergie du faisceau et la distance source-détecteur afin d'avoir la fréquence Δm^2 requise. Dans le tableau 1.2 sont résumés les domaines Δm^2 accessibles selon les différents types d'expériences d'oscillations.

Source	Type de ν	L (km)	E (GeV)	Δm^2 (eV ²)
Solaire	$\bar{\nu}_e$	10^8	10^{-3}	10^{-11}
Atmosphérique	$\nu_{e,\mu}, \bar{\nu}_{e,\mu}$	10^4	1	10^{-4}
Accélérateur (courte distance)	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	0.1	1	10
Accélérateur (longue distance)	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	10^3	10	10^{-2}
Réacteur (courte distance)	$\bar{\nu}_e$	1	10^{-3}	10^{-3}
Réacteur (longue distance)	$\bar{\nu}_e$	100	10^{-3}	10^{-5}

Tableau 1.2: Domaines Δm^2 accessibles en fonction de la distance L source-détecteur et l'énergie E des neutrinos pour différents types d'expériences d'oscillations.

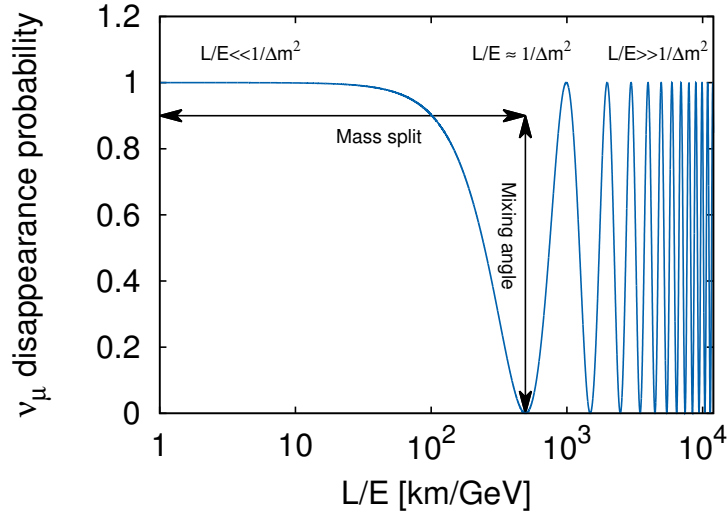


Figure 1.8: Probabilité de survie du ν_μ en fonction de L/E (km/GeV) pour $\sin^2 2\theta = 1$ et $\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$.

Ainsi, comme illustré sur la figure 1.8, un choix L/E trop petit (pour le cas du ν_μ inférieur à $\sim 80 \text{ km/GeV}$) aura pour conséquence une absence d'oscillations. En revanche, un choix de L/E trop grand ($\gtrsim 2 \times 10^3 \text{ km/GeV}$ pour les ν_μ) conduit à l'observation d'une probabilité d'oscillation moyenne, qui ne dépend plus de la distance :

$$\langle P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \rangle = \langle P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) \rangle = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \quad (1.25)$$

Les mesures faites par Super-Kamiokande, décrites dans la section 1.2.2, apportent la première preuve expérimentale du phénomène d'oscillation, les mesures de SNO mettent seulement

en évidence un caractère non-standard des neutrinos. Sur la figure 1.7 plusieurs remarques peuvent être émises :

1. Il n'y a pas de déficit des ν_e . En effet, la différence du carré des masses propres pertinente pour les neutrinos électroniques est trop petite ($\Delta m_{21}^2 \ll \Delta m_{32}^2$) pour pouvoir observer la disparition des ν_e même à des distances source-détecteur $L \sim 10^4$ km.
2. À grande énergie, région multi-GeV, il n'y a pas de déficit des ν_μ down-going ($L \sim 15$ km) pour les mêmes raisons que précédemment : la distance est trop petite, ils n'ont pas le temps d'osciller.
3. En revanche, à des énergies plus basses, catégorie sub-GeV, il y a un déficit observé pour toutes les directions de ν_μ .

Le comportement oscillatoire des neutrinos a été clairement établi par les collaborations Super-Kamiokande [26], pour les neutrinos atmosphériques, et KamLAND [32], pour les neutrinos solaires. Cette dernière expérience, au Japon, a utilisé les anti-neutrinos issus de plusieurs réacteurs afin d'observer la probabilité de survie des $\bar{\nu}_e$ en fonction du rapport L/E . Les deux expériences présentent leurs résultats par la valeur du rapport R en fonction de L/E :

$$R = \frac{N(\nu)_{Data}}{N(\nu)_{MC}} \quad (1.26)$$

où les prédictions des simulations Monte-Carlo ne tiennent compte que du comportement standard des neutrinos. Sur la figure 1.9 est présenté le résultat de Super-Kamiokande pour les neutrinos atmosphériques, sur la figure 1.10 est présenté le résultat de KamLAND pour les neutrinos solaires. Trois hypothèses sont testées pour expliquer le spectre obtenu : l'hypothèse de désintégration du neutrino, de décohérence et enfin celle des oscillations. Dans les deux expériences, cette dernière hypothèse est privilégiée : la dépendance en L/E sur le taux de neutrinos observés est évidente. Le comportement oscillatoire des neutrinos a ainsi été établi.

1.3.1.4 Mesure de la phase CP

Si CPT est conservé, alors $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P(\bar{\nu}_\beta \rightarrow \bar{\nu}_\alpha)$. Cependant, si la partie imaginaire de la formule d'oscillation n'est pas nulle, alors on peut définir l'asymétrie leptonique selon :

$$\Delta_{CP}(\alpha\beta) \equiv P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) \quad (1.27)$$

S'il existe de la violation de CP dans le secteur leptonique, cette quantité est alors non nulle. D'après l'équation 1.16, $\Delta_{CP}(\alpha\beta)$ peut être exprimé en fonction des éléments de la matrice $PMNS$:

$$\Delta_{CP}(\alpha\beta) = 4 \sum_{j>k} \text{Im}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin \left(\Delta m_{jk}^2 \frac{L}{2E} \right) \quad (1.28)$$

L'unitarité de la matrice de mélange et l'invariance CPT imposent l'égalité des asymétries leptoniques (dans le cas à 3 saveurs de neutrinos) :

$$\Delta_{CP}(e\mu) = \Delta_{CP}(\mu\tau) = \Delta_{CP}(\tau e) \equiv 16 \mathcal{J} \ell_{12} \ell_{23} \ell_{31} \quad (1.29)$$

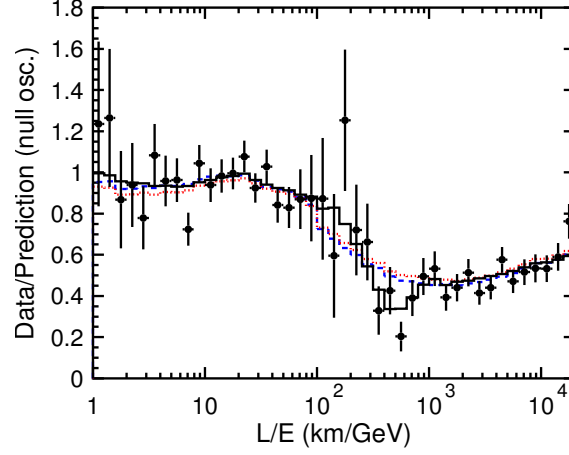


Figure 1.9: Résultat de l'analyse de la dépendance en L/E des neutrinos muoniques observés pendant la phase I à Super-Kamiokande. Les points représentent le rapport entre les données (erreur statistique) et la prédiction de la simulation Monte-Carlo sans l'hypothèse d'oscillation. La ligne pleine (en noire) correspond au meilleur ajustement avec l'hypothèse d'oscillation à deux familles $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Les lignes bleue et rouge correspondent respectivement à l'ajustement avec les hypothèses de désintégration des neutrinos et de décohérence. Figure extraite de [28].

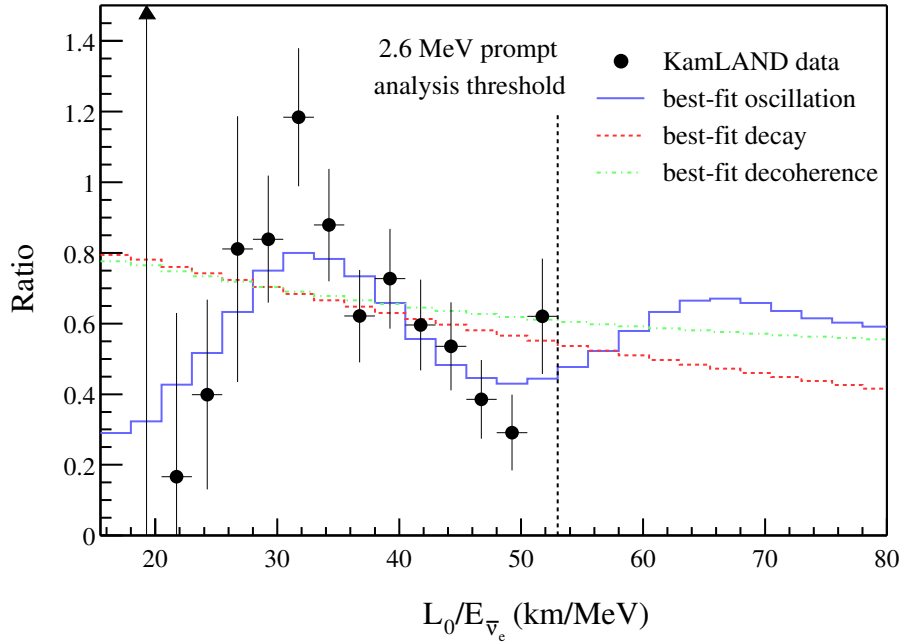


Figure 1.10: Rapport entre le spectre des $\bar{\nu}_e$ observé et la prédiction sans l'hypothèse d'oscillation en fonction de L/E . Les lignes montrent le meilleur ajustement avec l'hypothèse d'oscillation (bleue), de désintégration (rouge) et de décohérence (verte). La figure est extraite de [32].

où :

$$\mathcal{J} \equiv \text{Im}(U_{e3}U_{e1}^*U_{\mu 3}^*U_{\mu 1}) \approx \frac{1}{4} \sin 2\theta_{12} \sin \theta_{13} \sin \delta \quad (1.30)$$

$$\ell_{ij} = \sin \left(1.27 \Delta m_{ij}^2 (\text{eV}^2) \frac{L(\text{km})}{E(\text{GeV})} \right) \quad (1.31)$$

Il apparaît alors clairement qu'une mesure possible de la violation de CP dans le secteur leptonique nécessite des angles de mélange θ_{12} et θ_{13} non nuls.

1.3.1.5 Spectre de masse

Comme nous l'avons déjà remarqué, les expériences d'oscillations ne sont sensibles qu'à la différence du carré des masses propres. De plus, les termes en Δm^2 n'apparaissent aux ordres dominants que sous la forme $\sin^2(\Delta m^2 L/E)$: ainsi, nous sommes également insensible au signe de cette différence. En étudiant la matrice $PMNS$ définie dans l'équation 1.4, on obtient les relations suivantes :

$$\frac{|U_{e2}|^2}{|U_{e1}|^2} \equiv \tan^2 \theta_{12} \quad \frac{|U_{\mu 3}|^2}{|U_{\tau 3}|^2} \equiv \tan^2 \theta_{23} \quad U_{e3} \equiv \sin \theta_{13} e^{-i\delta} \quad (1.32)$$

Ainsi, θ_{12} est lié à la fraction de ν_e dans ν_1 et ν_2 - le secteur (12) étant appelé le secteur solaire. De même, θ_{23} est lié aux fractions de ν_μ et ν_τ dans ν_3 - le secteur (23) est appelé le secteur atmosphérique. Le contenu du secteur (13) est fortement relié à la connaissance de l'angle de mélange θ_{13} et θ_{23} . Dans un contexte à trois familles de neutrinos, la convention suivante a été choisie : $m_2^2 > m_1^2$ et $\Delta m_{21}^2 < |\Delta m_{31}^2|$. Il existe alors deux possibilités admises par le formalisme des oscillations :

1. $m_3^2 > m_2^2 > m_1^2$: C'est la hiérarchie de masse normale

2. $m_3^2 < m_1^2 < m_2^2$: C'est la hiérarchie de masse inversée

Les différentes fractions de saveurs contenues dans chaque état propre de masses, ainsi que les deux hypothèses de hiérarchies sont présentées dans la figure 1.11.

1.3.2 Oscillations dans la matière : l'effet MSW

Dans le vide, les probabilités d'oscillations sont proportionnelles à $\sin^2 2\theta$, où θ est l'angle de mélange dans le vide. Ces probabilités sont petites si θ est petit. Lorsque les neutrinos se propagent dans la matière, un effet résonnant peut être induit, et augmenter alors la probabilité de transition, même si l'angle de mélange dans le vide reste petit. C'est l'effet MSW (Mikheyev, Smirnov, Wolfenstein) [33, 34].

Lorsque les neutrinos se propagent dans la matière (dans le soleil, la Terre ou encore dans une supernovae), le potentiel créé par les électrons va modifier de manière effective les probabilités d'oscillations. Les neutrinos électroniques vont alors être sensibles à l'influence des électrons par des interactions par courant chargé (CC) et par courant neutre (NC), les deux autres saveurs ne pouvant qu'interagir par courant neutre. Les ν_e acquièrent alors une énergie potentielle $V_{\nu_e}^{CC}$ de la forme :

$$V_{CC}^{(e)} = \pm \sqrt{2} G_F N_e \quad (1.33)$$

où N_e est la densité d'électron du milieu, et G_F la constante de Fermi. Le signe "+" réfère aux neutrinos, le signe "-" aux anti-neutrinos. Ainsi, les potentiels ressentis par les trois saveur de neutrinos sont :

$$V_{\nu_\mu} = V_{\nu_\tau} = V_{NC}^{(n)} = -G_F N_n / \sqrt{2} \quad (1.34)$$

$$V_{\nu_e} = V_{CC}^{(e)} + V_{NC}^{(n)} = \sqrt{2} G_F (N_e - N_n / 2) \quad (1.35)$$

Les potentiels induits par les courants neutres avec les électrons $V_{NC}^{(e)}$ et les protons $V_{NC}^{(p)}$ s'annulent, car la densité de protons est la même que celle des électrons.

Ces potentiels sont ajoutés à l'hamiltonien, et la même démarche est suivie que celle dans le vide. Ainsi, dans l'approximation de deux familles de neutrinos, les oscillations sont gouvernées par un angle de mélange effectif θ_M et une différence de masse ΔM^2 . La probabilité d'oscillation

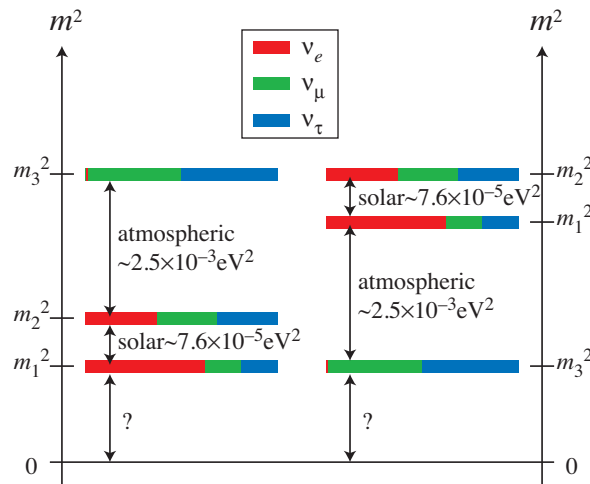


Figure 1.11: Problème de la hiérarchie de masse des neutrinos : à gauche, la hiérarchie normale, à droite celle inversée. Les couleurs indiquent la fraction $|U_{\alpha i}|^2$ de chaque saveur $\alpha = e, \mu, \tau$ contenue dans chaque états propres de masse $i = 1, 2, 3$. Figure extraite de [28].

dans la matière est de la même forme que dans le vide :

$$P_M(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta_M \sin^2 \left(\frac{\Delta M^2 L}{4E} \right) \quad (1.36)$$

Avec les paramètres suivants :

$$\sin 2\theta_M = \frac{\sin 2\theta}{\sqrt{(A - \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta}} \quad (1.37)$$

$$\Delta M^2 = \Delta m^2 \sqrt{(A - \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta} \quad (1.38)$$

où $A = 2\sqrt{2}G_F N_e E / \Delta m^2$. Les équations 1.37 et 1.38 nous indiquent comment la probabilité de transition des ν_e est modifiée par les effets de matière. On observe alors qu'elles dépendent fortement du signe paramètre A : si $\text{sign}(A)$ et $\text{sign}(\cos 2\theta)$ sont égaux (opposés) la probabilité de transition sera augmentée (supprimée) car $\sin 2\theta_M > (<) \sin 2\theta$. Sur la figure 1.12 est présentée la probabilité d'oscillation $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ en fonction de la distance source-détecteur L pour les deux configurations possibles, comparées au cas des oscillations dans le vide. Il existe alors un cas résonant où $A = \cos 2\theta$, soit $\Delta m^2 \cos 2\theta = 2\sqrt{2}G_F N_e E$ qui implique que $\sin 2\theta_M = 1$.

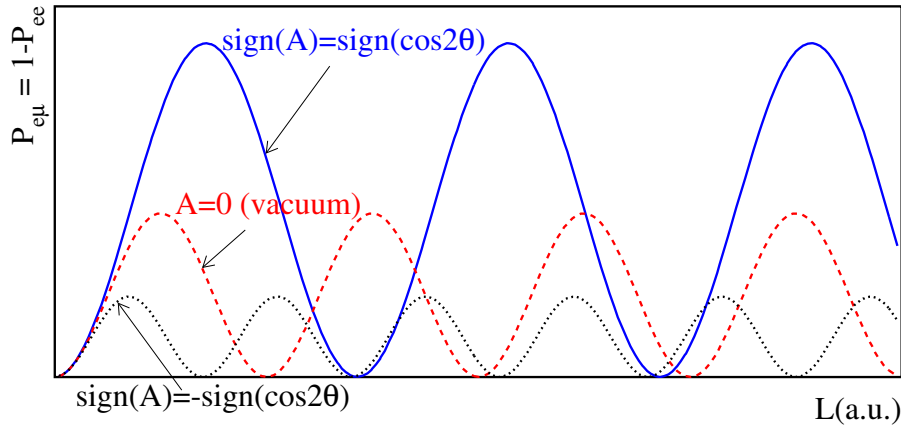


Figure 1.12: Probabilité d'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ en fonction de L pour des valeurs arbitraires de E , Δm^2 , A et $\sin^2 2\theta$. Trois cas sont présentés : oscillations dans le vide (rouge) et dans la matière avec $\text{sign}(A) = \text{sign}(\cos 2\theta)$ (bleu) et $\text{sign}(A) = -\text{sign}(\cos 2\theta)$ (noir). La figure est extraite de [21].

Dans les régions où la densité d'électrons est grande, comme dans le soleil, l'angle de mélange effectif tend vers $\pi/2$. Ainsi, les ν_e produits au cœur du soleil vont être créés avec une fraction de ν_2 qui va dépendre de leur énergie. Les neutrinos issus des chaînes pp et 7B , d'énergie inférieure au MeV, ne seront que très peu affectés par les effets de matière. En revanche, les neutrinos issus de la chaîne du 8B , avec des énergies de l'ordre de la dizaine de MeV, vont être alors produits comme état propre de masse ν_2 . Ils vont alors rester dans cet état au cours de leur traversée du soleil, et ne subiront pas d'oscillation dans le vide jusqu'à leur arrivée sur Terre. La probabilité d'observer un ν_e est alors donnée par :

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = |\langle \nu_e | \nu_2 \rangle|^2 = \sin^2 2\theta \quad (1.39)$$

ce qui est à comparer avec la probabilité de survie dans le vide pour le cas à deux famille $P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - (\sin^2 2\theta)/2$.

Bien que les données de SNO ont permis de mettre la lumière sur les oscillations de neutrinos, les mesures effectuées permettent également de démontrer l'effet MSW dans le cœur du soleil. En effet, les flux mesurés sont :

$$\phi^{CC} = (1.68 \pm 0.06(\text{stat.})_{-0.09}^{+0.08}(\text{syst.})) \times 10^6 \nu/cm^2/s \quad (1.40)$$

$$\phi^{ES} = (2.35 \pm 0.022(\text{stat.}) \pm 0.15(\text{syst.})) \times 10^6 \nu/cm^2/s \quad (1.41)$$

$$\phi^{NC} = (4.94 \pm 0.21(\text{stat.})_{-0.34}^{+0.38}(\text{syst.})) \times 10^6 \nu/cm^2/s \quad (1.42)$$

Le flux de neutrinos muonique et taonique est alors déduit des équations 1.40 et 1.42 :

$$\phi(\nu_{\mu,\tau}) = (3.26 \pm 0.25(\text{stat.})_{-0.35}^{+0.40}(\text{syst.})) \times 10^6 \nu/cm^2/s \quad (1.43)$$

La probabilité de survie des ν_e est alors :

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = \frac{\phi(\nu_e)}{\phi(\nu_{\mu,\tau}) + \phi(\nu_e)} = 0.340 \pm 0.023(\text{stat.})_{-0.031}^{+0.029}(\text{syst.}) \quad (1.44)$$

Comme la probabilité de survie des ν_e solaires dans le vide, sans les effets de matière, doit être compris entre $[0.5; 1]$, cette mesure du taux de survie $< 1/2$ est une preuve directe de l'effet MSW.

L'utilisation des effets de matière sur la probabilité d'oscillation permettra dans le futur d'établir la hiérarchie de masse des neutrinos en comparant par exemple les mesures $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ à $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ - le signe du potentiel $V_{CC}^{(e)}$ change entre les neutrinos et anti-neutrinos. Cependant, notons qu'une différence entre ces deux mesures peut être également attribuée à l'effet de la violation de CP . Ainsi, pour établir définitivement la hiérarchie de masse, différentes mesures à différentes valeurs de L/E est nécessaire.

1.4 Contraintes sur la masse des neutrinos

Bien avant la preuve expérimentale du phénomène d'oscillation de neutrinos, impliquant le caractère massif des neutrinos, la communauté scientifique a tenté de mesurer la masse des neutrinos. A l'heure actuelle, seules des limites supérieures ont pu être établies. Nous allons présenter ici plusieurs techniques : l'étude des désintégrations β , ainsi que l'utilisation des données cosmologiques, en particulier celles de la supernovae 1987A. Notons cependant, que les expériences d'oscillations nous fournissent néanmoins une limite inférieure à la masse du neutrino le plus lourd :

$$m \gtrsim \sqrt{\Delta m_{32}^2} \sim 0.04 \text{ eV}/c^2 \quad (1.45)$$

1.4.1 Contraintes cosmologiques

Le 23 février 1987, la supernova 1987A a explosé dans le nuage de Magellan. Cet événement marqua un tournant dans la physique des neutrinos car c'est la première fois que des neutrinos nous ont apporté des informations extra-galactique. Par chance, les expériences Kamiokande, IMB et Baksan [35] ont pu mesurer la bouffée de neutrinos qui a suivi l'explosion, trois heures avant le signal optique. Cette mesure nous a permis, en plus d'étudier la supernova elle-même,

de contraindre la masse des neutrinos. Étant massifs, ils voyagent à une vitesse $v \simeq 1 - \frac{m_\nu^2}{2E_\nu^2}$. Ainsi, connaissant la distance L entre le nuage de Magellan et la Terre (50 kpc), nous pouvons écrire :

$$\Delta t \sim L \Delta \left(\frac{1}{v} \right) \sim L \frac{m_\nu^2}{2E_\nu^2} \frac{\Delta E_\nu}{E_\nu} \quad (1.46)$$

Les neutrinos étant arrivés dans les détecteurs avec un laps de temps $\Delta t \sim 10$ s, avec une énergie moyenne de $E_\nu \sim 20 - 30$ MeV et un écart de $\Delta E_\nu \sim 10$ MeV, une limite supérieure est facilement établie :

$$m_\nu \leq 10 \text{ eV}/c^2 \quad (1.47)$$

Le résultat combiné des trois expériences a permis la contrainte suivante [36] :

$$m_{\bar{\nu}_e} < 5.7 \text{ eV}/c^2, \text{ à } 95\% \text{ C.L.} \quad (1.48)$$

1.4.2 Mesures directes

En étudiant le spectre des électrons issus d'une désintégration β , il est possible de remonter à la masse du $\bar{\nu}_e$. L'énergie maximale emportée par l'électron est définie par :

$$E_{max} = Q - m_{\nu_e} \quad (1.49)$$

où Q est la différence de masse entre l'atome mère et fille. Sur la figure 1.13 sont présentés les queues de distributions spectrales des électrons dans le cas où les neutrinos ne sont pas massifs, et dans l'hypothèse où $m_{\bar{\nu}_e} = 1 \text{ eV}/c^2$. Afin de mesurer des masses de l'ordre de $1 \text{ eV}/c^2$, les spectromètres doivent être de grande précision. Les expériences MAINZ [37] et TROITSK [38], ont donné des limites supérieures à la masse du $\bar{\nu}_e$:

$$m_{\nu_e} < 2.05 \text{ eV}/c^2, \text{ à } 95\% \text{ de C.L.} \quad (1.50)$$

L'expérience KATRIN [39] de désintégration β , en utilisant du Tritium, devrait commencer à prendre des données en 2013, et permettre une mesure de la masse de l'anti-neutrino électronique avec une sensibilité allant jusqu'à $350 \text{ meV}/c^2$.

1.5 Mesure des paramètres d'oscillation

Les expériences d'oscillations cherchent à mesurer les angles de mélanges, les différences de masses propres ainsi que la phase δ_{CP} . En utilisant les neutrinos solaires et atmosphériques qui arrivent en abondance sur Terre, ainsi que les neutrinos artificiels des réacteurs et des accélérateurs, il est possible de mesurer ces paramètres via différents canaux d'oscillations. Des trois différences de masses carrées, seules deux nécessitent d'être mesurées. Nous avons la contrainte :

$$\Delta m_{21}^2 + \Delta m_{32}^2 + \Delta m_{13}^2 = 0 \quad (1.51)$$

De plus, il s'avère qu'un de ces termes domine largement les deux autres. Ainsi, nous définissons les termes $\Delta m_{\odot}^2$ et Δm_{atm}^2 tels que :

$$\begin{aligned} \Delta m_{\odot}^2 &\ll \Delta m_{atm}^2 \\ \Delta m_{\odot}^2 &\equiv \Delta m_{21}^2 \\ \Delta m_{atm}^2 &\equiv \Delta m_{31}^2 \approx \Delta m_{32}^2 \end{aligned} \quad (1.52)$$

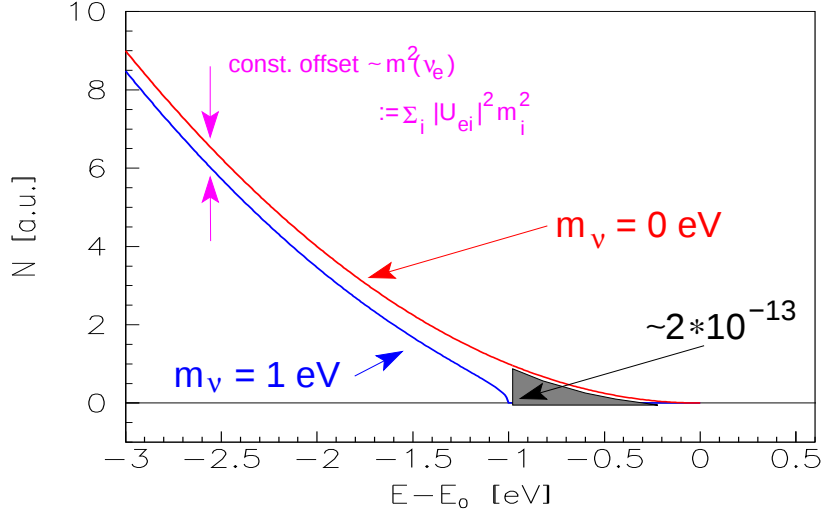


Figure 1.13: Queue de la distribution spectrale des électrons issus d'une désintégration β . En rouge, le cas où les neutrinos n'ont pas de masse, en bleu le cas où $m_{\nu_e} = 1 \text{ eV}/c^2$. Figure extraite de [40].

Les neutrinos solaires oscillent “lentement” à une fréquence régie par $\Delta m_{\odot}^2$, alors que les neutrinos atmosphérique oscillent bien plus “rapidement” par Δm_{atm}^2 .

1.5.1 Secteur solaire : θ_{12} et $\Delta m_{\odot}^2$

Les expériences mesurant les paramètres du secteur solaire ont été présentées dans la section 1.2.1 : SNO, GALLEX, SAGE, Super-Kamiokande et Borexino [41] utilisent directement les neutrinos solaires. L'expérience KamLAND utilise les anti-neutrinos de réacteurs. Un ajustement global (avec trois familles de neutrinos) de ces mesures donnent les paramètres suivants [42] :

$$\begin{aligned}\sin^2 \theta_{12} &= 0.306^{+0.012}_{-0.012} \\ \theta_{12} &= 33.57^{+0.77}_{-0.75} \\ |\Delta m_{\odot}^2| &= 7.45^{+0.19}_{-0.16} \times 10^{-5} \text{ eV}^2/c^4\end{aligned}$$

Les résultats sont présentés avec une erreur de 1σ .

La probabilité de disparition des $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ est donnée dans le vide par (la probabilité est la même pour les neutrinos et anti-neutrinos par l'invariance CPT dans le vide) :

$$\begin{aligned}P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) &= 1 - 4|U_{e3}|^2|U_{e1}|^2 \sin^2 \Delta_{31} \\ &\quad - 4|U_{e3}|^2|U_{e2}|^2 \sin^2 \Delta_{32} \\ &\quad - 4|U_{e2}|^2|U_{e1}|^2 \sin^2 \Delta_{21}\end{aligned}\tag{1.53}$$

où $\Delta_{ij} = \Delta m_{ij}^2 L / 4E$. Comme présenté sur la figure 1.14, la disparition des ν_e est sensible aux paramètres solaires et atmosphériques. Le rapport L/E qui maximise la disparition des neutrinos solaires est de $L/E \sim 15 \text{ km/MeV}$. Les anti-neutrinos de réacteurs, d'une énergie de l'ordre de 10 MeV, peuvent sonder le secteur solaire si la distance réacteur-détecteur est suffisamment grande, typiquement de l'ordre de la centaine de kilomètres (180 km pour KamLAND). La

probabilité de transition de l'équation 1.53 se réduit alors à :

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = \cos^2 \theta_{13} \left(1 - \sin^2 2\theta_{12} \frac{\Delta m_{\odot}^2 L}{4E} \right) + \sin^4 \theta_{13} \quad (1.54)$$

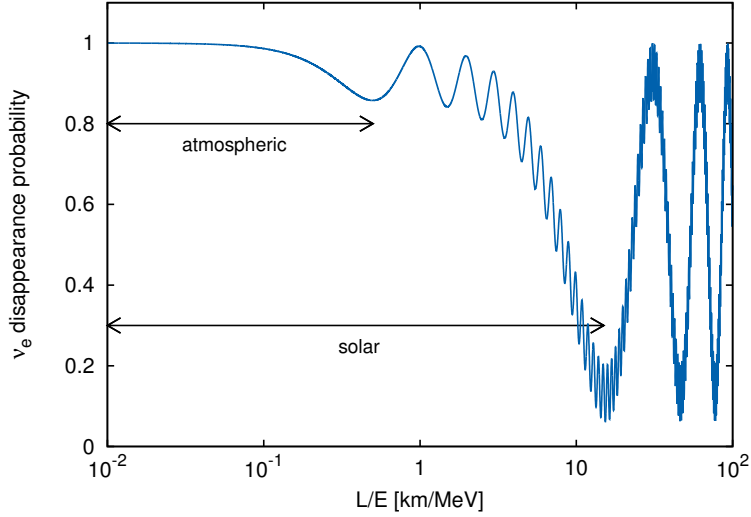


Figure 1.14: Probabilité de survie du ν_e en fonction de L/E (km/MeV) avec les valeurs des paramètres d'oscillations présentés dans la section 1.5.1 et 1.5.2.

1.5.2 Secteur atmosphérique : θ_{23} et Δm_{atm}^2

Le secteur atmosphérique peut être sondé grâce à deux types de mesures. En utilisant directement les neutrinos produits dans la haute atmosphère, les mesures seront entachées d'une grande erreur systématique due à l'incertitude liée au lieu de production. C'est le cas des résultats de l'expérience Super-Kamiokande. En regardant la disparition de ν_μ produits par la désintégration en vol de pions créés par les collisions de protons accélérés contre une cible (neutrinos d'accélérateurs), les expériences K2K [43], MINOS [44], MINOS+ [45], NO ν A [46] et T2K [47] permettent une mesure bien plus précise, car la distance de propagation est bien mieux connue. Les expériences sur accélérateur sont constituées de deux détecteurs, un proche, dans la région où $L/E \ll \Delta m_{atm}^2$ afin de mesurer le flux de neutrinos avant oscillations, et un détecteur lointain. Sur le tableau 1.3 sont résumés les paramètres des expériences d'oscillation de neutrinos sur accélérateur.

La probabilité de disparition des ν_μ est donnée par :

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = & 1 - 4|U_{\mu 3}|^2|U_{\mu 1}|^2 \sin^2 \Delta_{31} \\ & - 4|U_{\mu 3}|^2|U_{\mu 2}|^2 \sin^2 \Delta_{32} \\ & - 4|U_{\mu 2}|^2|U_{\mu 1}|^2 \sin^2 \Delta_{21} \end{aligned} \quad (1.55)$$

Les expériences se placent au rapport $L/E \sim 500$ km/GeV, l'équation 1.55 se simplifie alors selon :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - 4|U_{\mu 3}|^2(1 - |U_{\mu 3}|^2) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{atm}^2 L}{4E} \right) + \mathcal{O}(\Delta m_{\odot}^2) \quad (1.56)$$

La collaboration T2K a publié en Janvier 2012 une première mesure de la disparition de neutrino muonique [48]. 104 ± 14 (syst.) ν_μ étaient attendus sans oscillations, alors que seuls 31 candidats ont été observés. La mesure des paramètres atmosphérique est :

$$\begin{aligned}\sin^2 2\theta_{23} &= 0.98 \\ |\Delta m_{atm}^2| &= 2.65 \times 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4\end{aligned}$$

La collaboration MINOS a pris des données en mode neutrino et anti-neutrino, avec une exposition de 10.6×10^{20} (3.3×10^{20}) protons sur cible, p.o.t, pour le mode neutrino (anti-neutrino). Les valeurs des paramètres atmosphériques dans les deux modes sont [49] :

$$\begin{aligned}\sin^2 2\theta_{23} &= 0.950_{-0.036}^{+0.035} \\ \sin^2 2\bar{\theta}_{23} &= 0.97_{-0.08}^{+0.03} \\ |\Delta m_{atm}^2| &= 2.41_{-0.10}^{+0.09} \times 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4 \\ |\Delta \bar{m}_{atm}^2| &= 2.50_{-0.10}^{+0.23} \times 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4 \\ |\Delta \bar{m}_{atm}^2| - |\Delta m_{atm}^2| &= 0.12_{-0.26}^{+0.24} \times 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4\end{aligned}$$

La comparaison de ces résultats, ainsi que ceux de la collaboration Super-Kamiokande, est présenté dans la figure 1.15. En combinant les résultats de ces expériences, les paramètres suivants sont extraits [42] :

$$\begin{aligned}\sin^2 \theta_{23} &= 0.437_{-0.031}^{+0.061} \\ \theta_{23} &= 41.4_{-1.8}^{+3.5} \\ |\Delta m_{atm}^2| &= 2.410_{-0.063}^{+0.062} \times 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4\end{aligned}$$

Dans notre formalisme, il apparaît que les ν_μ disparaissent majoritairement selon le canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. L'énergie des neutrinos muoniques étant souvent bien plus faible que le seuil de création du lepton τ , seule l'expérience OPERA [50] est à ce jour en mesure de pouvoir observer ce lepton dans son détecteur lointain. Avec une statistique accumulée de 17.97×10^{19} protons sur cible, l'expérience a observé 3 candidats τ , ce qui représente une signification de 3.2σ [51].

Une présentation claire des domaines exclus/autorisés dans le plan $\tan^2 \theta - \Delta m^2$ selon différents canaux d'oscillations mesurés par plusieurs expériences est disponible dans la figure 1.16.

Expérience	L (km)	$\langle E \rangle$ (GeV)
MINOS	735	4
MINOS+	735	7.5
K2K	250	1.3
T2K	295	0.6 (pic)
NO ν A	810	2 (pic)
OPERA	730	17

Tableau 1.3: Distance source-détecteur et énergie des expériences de neutrinos sur accélérateurs à longue distance.

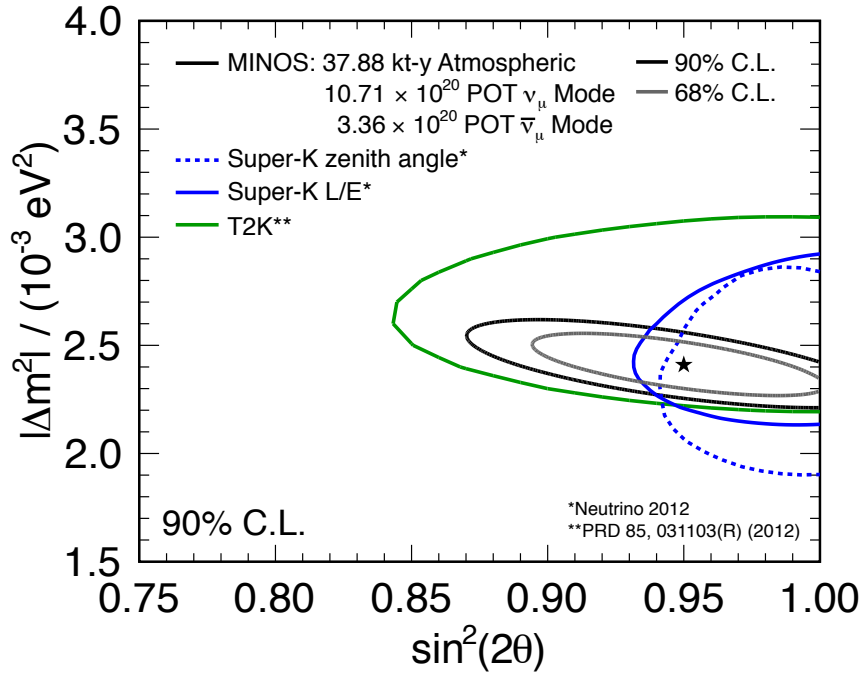


Figure 1.15: Régions autorisées pour les paramètres atmosphériques $|\Delta m_{32}^2|$ et $\sin^2 2\theta_{23}$, avec l'hypothèse que les paramètres sont les mêmes pour les neutrinos et anti-neutrinos. Les résultats de MINOS sont comparés à ceux de Super-Kamiokande et T2K, à 90% de degré de confiance. Extrait de [49].

1.5.3 Mesure de θ_{13}

1.5.3.1 Au près de réacteurs

Notre connaissance de θ_{13} a connu une formidable amélioration durant les dernières années. Jusqu'à récemment, seule une limite supérieure était établie par la collaboration Chooz [52] :

$$\sin^2 \theta_{13} < 0.15 \text{ à } 95\% \text{ C.L.}$$

Cette expérience, tout comme Palo Verde [53], Double-Chooz [54], Daya Bay [55] et Reno [56], utilise les neutrinos $\bar{\nu}_e$ produits par les réacteurs nucléaires. En se plaçant au L/E atmosphérique, donc à quelques centaines de mètres du cœur du réacteur, la probabilité de disparition des neutrinos décrite dans l'équation 1.53 se simplifie en :

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{atm}^2 L}{4E} \right) + \mathcal{O}(\Delta m_{\odot}^2) \quad (1.57)$$

En décembre 2011, la collaboration Double Chooz, avec seulement un détecteur lointain, a établi une première mesure de θ_{13} :

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.086 \pm 0.041 \pm 0.030$$

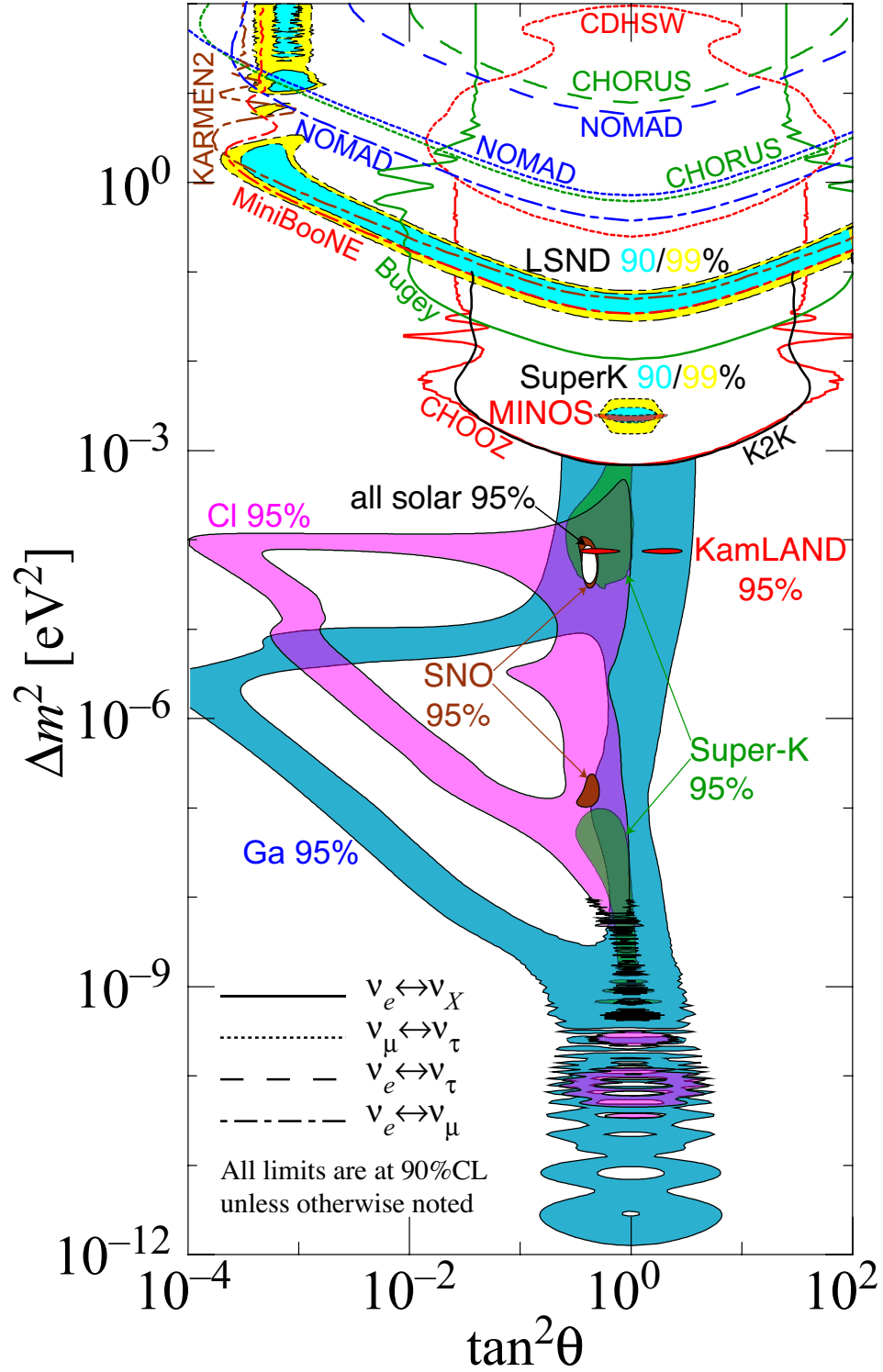


Figure 1.16: Domaines exclus/autorisés des angles de mélanges et des différences de masses selon plusieurs expériences. Les références aux données utilisées dans cette figure sont disponibles à l'adresse : <http://hitoshi.berkeley.edu/neutrino>. La figure est extraite de [28].

l'hypothèse $\theta_{13} = 0$ est exclue à 1.7σ .

En mars 2012, la collaboration Daya Bay [57] a fourni une mesure précise de cet angle de mélange, confirmant les résultats des expériences sur accélérateurs, qui seront présentés dans la section suivante :

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.092 \pm 0.016 \pm 0.005$$

excluant ainsi l'hypothèse $\theta_{13} = 0$ à 5.2σ .

Le même mois, l'expérience Reno a également mesuré cet angle de mélange :

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.113 \pm 0.013 \pm 0.019$$

excluant l'hypothèse d'un angle de mélange nul à 4.9σ .

1.5.3.2 Auprès d'accélérateurs

Les expériences auprès d'accélérateurs peuvent mesurer le plus petit des angles de mélange θ_{13} en se plaçant au L/E atmosphérique, et en recherchant la transition $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. La probabilité de transition s'écrit dans le vide :

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= |U_{\mu 1}^* e^{-im_1^2 L/2E} U_{e1} + U_{\mu 2}^* e^{-im_2^2 L/2E} + U_{\mu 3}^* e^{-im_3^2 L/2E} U_{e3}|^2 \\ &= |2U_{\mu 3}^* U_{e3} \sin \Delta_{31} e^{-i\Delta_{32}} + 2U_{\mu 2}^* U_{e2} \sin \Delta_{21}|^2 \\ &\simeq |\sqrt{P_{atm}} e^{-i\Delta_{32} \pm \delta_{CP}} + \sqrt{P_{sol}}|^2 \end{aligned} \quad (1.58)$$

avec $P_{atm} = \sin \theta_{23} \sin 2\theta_{13} \sin \Delta_{31}$ et $P_{sol} \simeq \cos \theta_{23} \sin 2\theta_{12} \sin \Delta_{21}$. L'équation 1.58 se développe selon :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \simeq P_{atm} + 2\sqrt{P_{atm}}\sqrt{P_{sol}}\cos(\Delta_{32} \pm \delta) + P_{sol} \quad (1.59)$$

avec le signe "+" pour les neutrinos, "-" pour les anti-neutrinos. Cette formule dépend de plusieurs paramètres encore peu, voire pas, connus : l'angle de mélange θ_{13} évidemment, mais aussi le signe de Δm_{32}^2 et la valeur de δ_{CP} . Ainsi, les résultats sont toujours présentés en fonction de Δ_{CP} et selon les deux possibles hiérarchie de masse.

En juin 2011, T2K a pour la première fois observé l'apparition de neutrinos électroniques dans un faisceau de neutrinos muoniques, et ainsi fournir un intervalle pour la mesure de θ_{13} . En observant 6 candidats ν_e , alors que seul 1.5 candidats étaient attendus dans le détecteur lointain, la mesure de θ_{13} est :

$$0.03 < \sin^2 2\theta_{13} < 0.28 \text{ à } 90\% \text{ de C.L}$$

pour une hiérarchie de masse normale et $\delta_{CP} = 0$. L'hypothèse $\theta_{13} = 0$ est exclu à 2.5σ . La figure 1.17 présente le meilleur ajustement aux données en fonction de la phase δ_{CP} , pour les deux hiérarchie de masse. Cette mesure, avec un faible bruit de fond, a été possible grâce à l'utilisation des données de l'expérience NA61/SHINE, qui font l'objet de cette thèse. Les détails de l'expérience, ainsi que de ses résultats sont présentés dans les chapitres suivants.

Avec ses mesures en mode neutrino (anti-neutrino), la collaboration MINOS attendait un nombre de ν_e ($\bar{\nu}_e$) dans le détecteur lointain de 127.7 (17.5) sans oscillations : 152 (20) candidats ont été observés. En combinant les mesures des deux modes, la collaboration a fourni la mesure suivante :

$$2\sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} = 0.051^{+0.038}_{-0.030}$$

pour la hiérarchie de masse normale [49] et $\delta_{CP} = 0$.

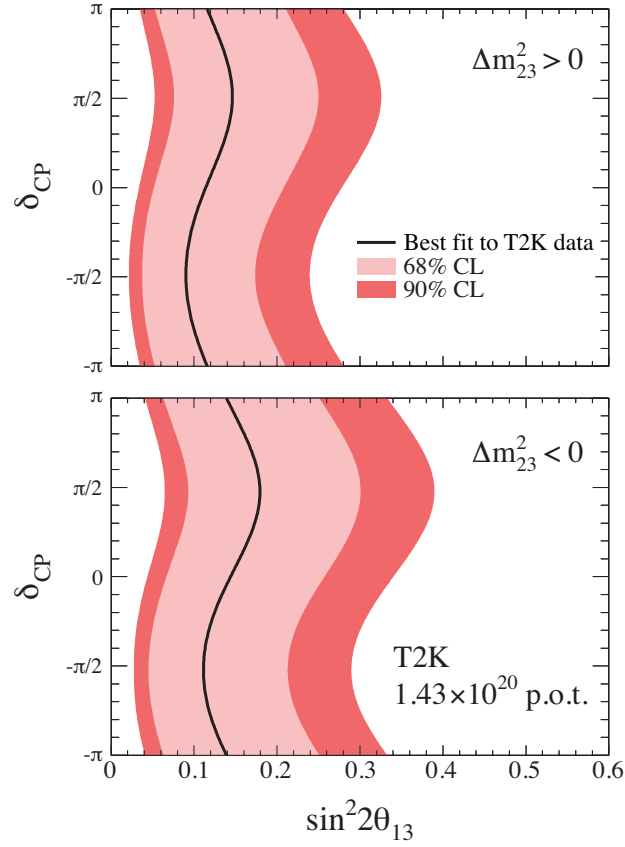


Figure 1.17: Valeur de $\sin^2 2\theta_{13}$ en fonction de δ_{CP} pour une hiérarchie de masse normale (haut) et inversée (bas) à 68% et 90% d'intervalle de confiance. Extrait de [58].

En combinant les résultats récents de ces expériences avec un ajustement global [42], les paramètres suivant sont extraits :

$$\begin{aligned} \sin^2 \theta_{13} &= 0.0231^{+0.0023}_{-0.0022} \\ \theta_{13} &= 8.75^\circ{}^{+0.42}_{-0.44} \end{aligned}$$

1.6 Le futur des neutrinos

Notre connaissance de la physique des neutrinos s'éclaircit, bien qu'il reste encore de nombreuses questions ouvertes :

1. L'angle de mélange θ_{23} est-il maximal ?
2. Quelle est la valeur de δ_{CP} ? Il y a-t-il de la violation de CP dans le secteur leptonique ?
3. Quelle est la hiérarchie de masse des neutrinos ?
4. Quelle est la masse des neutrinos ?
5. Les neutrinos sont-ils de type Dirac ou Majorana ?
6. Existe-t-il des neutrinos stériles ?

Les efforts communs entre les différentes expériences, ainsi que le développement de futurs projets permettra, à terme, d'avoir un tableau complet de la physique des neutrinos.

De nouvelles expériences à très longue distance sont en train d'être pensées. Avec des distances source-détecteurs de plusieurs milliers de kilomètres et un spectre des neutrinos large, plusieurs minima de survie des ν_μ seront ainsi couverts. Les détecteurs lointain seront plus grand, et auront une meilleure résolution. La grande distance entre la source et le détecteur permet d'être sensible aux effets de matière induits par la croûte terrestre, et donc de pouvoir déterminer la hiérarchie de masse. En utilisant alternativement un faisceau de neutrinos et d'anti-neutrinos muoniques, les asymétries observées nous renseigneront sur la valeur de la phase de violation de CP .

Chapitre 2

L'expérience T2K

Sommaire

2.1	Création du faisceau de neutrinos	32
2.2	Les détecteurs proches	33
2.2.1	INGRID : le détecteur sur axe	33
2.2.2	ND280 : le détecteur hors-axe	35
2.2.3	La technique du faisceau hors-axe	36
2.3	Le détecteur lointain	39
2.3.1	Le rapport loin/proche	40
2.4	Prédictions du flux de neutrinos	41
2.5	Résultats de l'expérience T2K	42
2.6	De l'importance d'une expérience parallèle de production hadronique	46

T2K, *Tokai To Kamioka*, est une expérience de neutrinos sur accélérateur de seconde génération, conçue pour mettre en évidence le phénomène des oscillations de neutrinos à grande distance [47]. Le principal objectif de l'expérience est de mesurer l'angle de mélange θ_{13} du secteur leptonique, par l'apparition de ν_e dans un faisceau de ν_μ . C'est la première fois qu'une expérience est conçue et approuvée pour ce but. D'autres mesures sont également au programme de l'expérience : mesure de $\sin^2 2\theta_{23}$ et Δm_{23}^2 par la disparition des ν_μ , ainsi qu'un vaste programme de mesures de sections efficaces d'interactions de neutrinos et la recherche de neutrinos stériles.

L'expérience est située au Japon et utilise le faisceau de protons généré par l'accélérateur de JPARC, *Japan Proton Accelerator Research Complex*, situé à Tokai, dans la préfecture d'Ibaraki. T2K est constituée de trois éléments : la ligne de faisceau de neutrinos, deux détecteurs proches à 280 m de la cible, INGRID et ND280, et un détecteur lointain à 295 km de la cible, Super-Kamiokande, schématisés sur la figure 2.1.

La collaboration T2K compte plus de 500 physiciens, répartis dans une soixantaine d'instituts de 12 pays différents et à commencé à prendre des données depuis Janvier 2010.

Les différents éléments de l'expérience T2K vont être décrit : la ligne de faisceau secondaire, les détecteurs proches et le détecteur lointain.

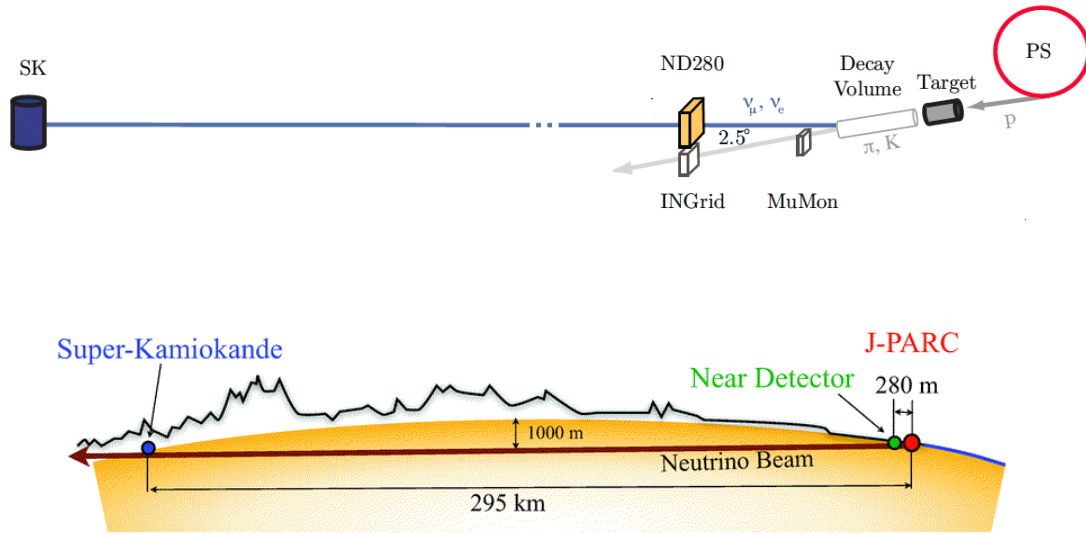


Figure 2.1: Schémas représentant le parcours des neutrinos de T2K au travers du Japon.

2.1 Création du faisceau de neutrinos

Le faisceau de neutrinos est généré par la désintégration des hadrons, majoritairement des pions, produits par l'interaction des protons d'énergie cinétique de 30 GeV contre une cible de carbone.

Le faisceau de protons est créé grâce à un accélérateur linéaire, puis par le RCS, *Rapid Cycle Synchrotron*, jusqu'à 3 GeV, avant d'être injecté dans le MR, *Main Ring* pour atteindre l'énergie de 30 GeV à une puissance de 750 kW. Le faisceau de proton, réparti en 8 paquets d'onde sur intervalle temporel de $5 \mu s$, sont extraits vers la cible de T2K. Le profil de faisceau est contrôlé grâce au détecteur OTR [59]. La cible de T2K est composée de carbone, avec une densité de $\rho = 1.804 \text{ g/cm}^3$, mesure 90 cm de long, et a un diamètre de 2.6 cm, ce qui représente 1.9 longueur d'interaction. Ce matériau a été choisi pour sa résistance à la chaleur dégagée par les interactions du faisceau intense de protons. Elle est néanmoins refroidie en permanence avec un gaz d'hélium qui l'entoure - la température peut atteindre les 700°C au cœur de la cible.

Les hadrons - principalement des pions, mais aussi des kaons et protons - produits par les interactions qui ont lieu dans la cible sont focalisés grâce à trois cornes magnétiques coaxiales en aluminium. Le champ magnétique toroïdal varie en $1/r$, r étant la distance par rapport à l'axe des cornes, et permet la sélection et la focalisation de particules de même charge. La polarisation des cornes peut être inversée, et est actuellement réglée pour obtenir un faisceau de neutrinos. Le courant dans les cornes est actuellement mis à +250 kA (elles ont été conçues pour pouvoir fonctionner au courant nominal de 320 kA). Les hadrons négatifs sont défocalisés par la première corne qui entoure la cible. Les deux autres cornes servent principalement à focaliser le faisceau secondaire de hadrons vers le tunnel de désintégration [60]. Avec les cornes utilisées à leur courant nominal, le flux de neutrinos attendu au détecteur lointain est 16 fois plus important que sans cornes. La mesure du courant traversant les cornes est connue à 2% près.

D'une longueur de $\sim 96 \text{ m}$, le tunnel de désintégration est optimisé pour sélectionner les neutrinos

issus de la désintégration des pions en neutrinos : $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, et pour minimiser la contamination de neutrinos due à la désintégration du muon, qui donne naissance à d'autres saveurs de neutrinos. Le tunnel est entouré d'un bloc de béton d'une largeur de 6 m. Au bout du tunnel de désintégration, le *Beam Dump*, composé de carbone de 3.2 m de longueur, sert à stopper les particules ne s'étant pas encore désintégrées - à part les neutrinos et les muons d'une énergie supérieure à ~ 5 GeV. Afin de mesurer la direction et l'intensité du faisceau de neutrinos, le MUMON, *Muon Monitor*, placé derrière le *Beam Dump*, mesure le profil des muons de hautes énergies. La direction des neutrinos est déterminée en prenant l'axe allant de la cible au centre de la distribution des muons. La direction du faisceau de neutrino est connue avec une précision de 0.25 mrad, soit une incertitude sur la position centrale du profil des muons de 3 cm. L'intensité du faisceau de neutrinos est connue à 3% près [61].

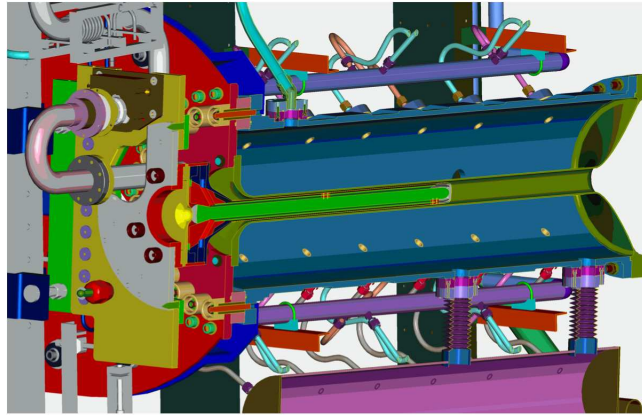


Figure 2.2: Vue de la cible de T2K (vert, au centre), entourée de la première corne (bleu) et du système de refroidissement.

2.2 Les détecteurs proches

L'expérience T2K est composée de 2 détecteurs proches, situés à 280 m de la cible. Le premier, sur l'axe de la ligne de faisceau, sert à compléter les mesures du MUMON. Le deuxième, placé à 2.5° de la ligne de faisceau, permet la mesure de l'énergie et de la composition du faisceau de neutrinos, avant leur éventuelle oscillation. Afin de mesurer l'énergie des neutrinos, le canal d'interaction par courant chargé quasi-élastique, CCQE, est le processus privilégié car il permet de reconstruire l'énergie du neutrino à partir de la cinématique du lepton produit. Environ 41% des neutrinos de T2K interagissent selon ce canal. D'autres modes d'interactions existent et sont résumés dans le tableau 2.1.

2.2.1 INGRID : le détecteur sur axe

INGRID, *Interactive Neutrino GRID*, est un détecteur centré sur l'axe du faisceau de neutrinos, à 280 m de la cible. Il est constitué de 14 modules identiques formant une croix (7 modules par axe), et de deux modules hors-axe, pour contrôler la symétrie du faisceau de neutrinos, voir la figure 2.3a. La position de chacun des modules est connue à 2 mm près. Chacun de ces modules est constitué de plaques de Fer, alternés avec des couches de scintillateurs, représentant une cible de Fer de 7.1 t par module. La statistique collectée dans ce détecteur permet une mesure journalière de la direction et de l'intensité du faisceau de neutrino, avec une précision

sur la position centrale du faisceau de 10 cm, soit 0.4 mrad. Le proton résultant de l'interaction CCQE, dominante, est rapidement absorbé par les plaques de Fer des modules, et n'est pas mesuré. Ainsi, afin d'avoir une plus grande efficacité de détection, un dernier module, le Proton Module, a été ajouté au centre de la croix d'INGRID, entre la barre verticale et horizontale. Il n'est composé que de plaques de scintillateurs. Un événement typique d'interaction CCQE de neutrinos reconstruit dans le Proton Module et INGRID est présenté dans la figure 2.3b.

Nom	Processus	Fraction dans le	
		Carbone	Oxygène
CCQE	$\nu_l + n \rightarrow l + p$	40.6%	41.7%
$\text{CC}\pi^+$	$\nu_l + N \rightarrow l + N' + \pi^+$	14.7%	14.2%
$\text{CC}\pi^0$	$\nu_l + N \rightarrow l + N' + \pi^0$	3.7%	3.6%
CC autres	$\nu_l + N \rightarrow l + X$	13.1%	16.1%
NC élastique	$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + N$	16.1%	16.5%
$\text{NC}\pi^+$	$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + N' + \pi^+$	3.0%	2.8%
$\text{NC}\pi^0$	$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + N' + \pi^0$	4.5%	4.4%
NC autres	$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + X$	4.4%	4.1%

Tableau 2.1: Résumé des différents canaux d'interaction des neutrinos, et leurs fractions relatives selon le noyau cible : carbone ou oxygène. Les valeurs sont prédites par le générateur d'interaction de neutrinos NEUT [62].

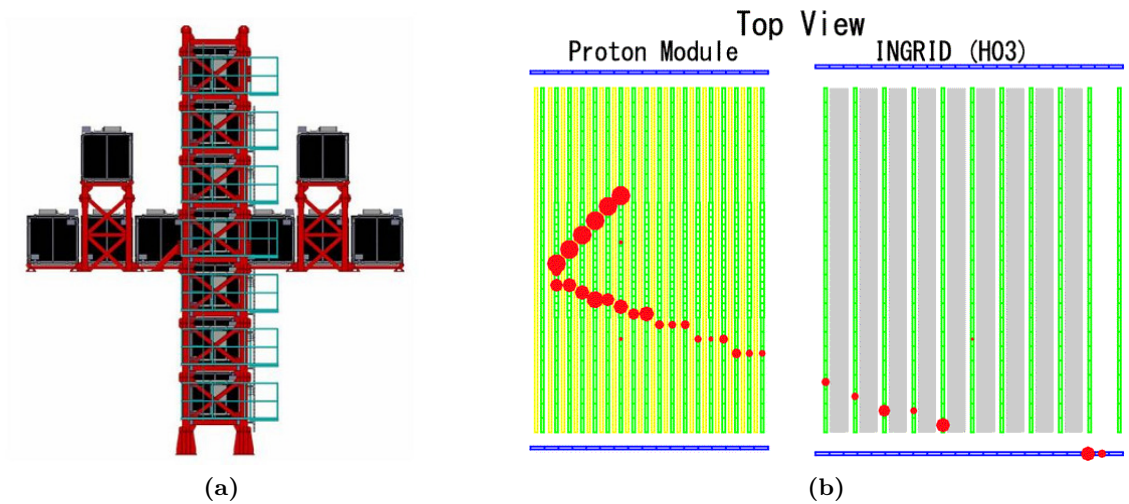


Figure 2.3: (a) : Le détecteur INGRID vu dans le plan $X - Y$, (b) : Reconstruction d'un événement typique d'interaction de neutrino dans le Proton Module et INGRID. Le faisceau de neutrino arrive par la gauche. La largeur des points rouges indiquent la quantité d'énergie déposée. Les plans en vert représentent les couches de scintillateur.

2.2.2 ND280 : le détecteur hors-axe

Le détecteur proche hors-axe ND280 à 280 m de la cible, figure 2.4a, a été conçu pour satisfaire plusieurs objectifs :

- Mesure du flux de ν_μ avant oscillations, afin de prédire le spectre attendu à Super-Kamiokande.
- Mesure de la distribution énergétique de la contamination irréductible de ν_e dans le faisceau de neutrinos.
- Mesure de la section efficace d'interaction des ν_μ par courant neutre avec émission de π^0 dans l'eau, afin de contraindre cette source dominante de bruit de fond à Super-Kamiokande.
- Mesure de sections efficaces inclusive, par courant chargé, profondément inélastiques des ν_μ et ν_e et section efficace d'interaction par courant neutre.

Le détecteur est composé de 4 éléments, schématisés dans la figure 2.4b :

L'aimant : L'aimant de ND280 qui enveloppe les sous-détecteurs est un don du CERN des expériences UA1 et NOMAD. Il fournit un champ magnétique dans le plan horizontal de 0.2 T afin de mesurer l'impulsion et la charge des traces produites.

Le P0D : Placé à l'avant du détecteur, le *Pi0 Detector* est conçu pour pouvoir mesurer les interactions $\text{NC}\pi^0$ dans l'eau. En effet, ce processus est le bruit de fond dominant à Super-Kamiokande, le π^0 produit mime le signal des ν_e interagissant par courant chargé, et est ainsi étudié avec le même spectre au détecteur proche, sur la même cible (H_2O). Le sous-détecteur est constitué de plaques de scintillateur, alternées avec des feuilles de Plomb. Dans la partie en amont du P0D, les couches de plomb sont remplacées par des sacs pouvant être remplis d'eau.

Le tracker : Composé de 3 TPCs, chambres à projection temporelle, et 2 FGDs, *Fine Grain Detector* en alternance, il sert à mesurer les sections efficaces d'interactions, et à mesurer le spectre en énergie des ν_μ et ν_e , via les interactions par courant chargé. Les FGDs sont constitués de barres de scintillateurs finement segmentées, le premier FGD contenant également un sac d'eau. Ils servent de cible pour les neutrinos et mesurent la trajectoire des traces à courte portée. La trajectoire, l'identité et l'impulsion des particules s'échappant des FGDs sont étudiées grâce aux 3 TPCs.

Le calorimètre : Le P0D et le tracker sont entourés d'un calorimètre électromagnétique, constitué de barres de scintillateur et de feuilles de Plomb, servant en particulier à mesurer les photons non convertis issus des π^0 .

Un événement reconstruit, où tous les éléments de ND280 sont utilisés lors de la traversée d'un muon, est présenté dans la figure 2.5. Une description détaillée de tous les éléments de T2K est disponible dans [47], et dans ses références.



(b)



est :

$$E_\nu^* = p_\nu^* = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi} = 29.8 \text{ MeV} \quad (2.1)$$

Son quadri-vecteur énergie-impulsion est défini comme :

$$E_\nu^*(1, \cos \theta^*, 0, \sin \theta^*) \quad (2.2)$$

La cinématique du neutrino dans le référentiel du laboratoire est calculée grâce aux transformations de Lorentz :

$$E_\nu = \gamma E_\nu^*(1 + \beta \cos \theta^*) \quad (2.3)$$

$$E_\nu \cos \theta = \gamma E_\nu^*(\cos \theta^* + \beta) \quad (2.4)$$

$$E_\nu \sin \theta = E_\nu^* \sin \theta^* \quad (2.5)$$

où γ est le facteur de Lorentz des pions défini comme $\gamma = \frac{E_\pi}{m_\pi}$ et β la vitesse du centre de masse par rapport au référentiel du laboratoire : $\beta = \frac{p_\pi}{E_\pi}$.

D'après l'équation 2.5, nous avons $\sin \theta = \frac{E_\nu^*}{E_\nu} \sin \theta^*$, et donc la relation :

$$\sin \theta \leq \frac{E_\nu^*}{E_\nu} \quad (2.6)$$

ce qui montre qu'un neutrino d'énergie E_ν peut être produit que jusqu'à un angle maximal dans le référentiel du laboratoire :

$$\theta_{max}(E_\nu) = \arcsin \frac{E_\nu^*}{E_\nu} \approx \frac{30 \text{ MeV}}{E_\nu} \quad (2.7)$$

Inversement, à un angle θ donné, l'énergie maximale du neutrino mesurée dans le référentiel du laboratoire est :

$$E_\nu^{max}(\theta) = \frac{E_\nu^*}{\sin \theta} \quad (2.8)$$

L'effet de l'angle hors-axe est donc simplement contenu dans l'équation 2.8 : en se plaçant à un angle θ donné, l'énergie des neutrinos va se resserrer jusqu'à une énergie maximale, dans la limite où θ reste suffisamment petit. L'effet est clairement visible sur la figure 2.6 : au delà d'un certain angle hors-axe, l'énergie du neutrino ne dépend plus de l'énergie du parent pion, et est concentrée autour d'une énergie particulière. Cette démonstration n'est pas applicable directement à la simulation du flux de neutrinos dans T2K, car le faisceau de pions secondaires est divergent. Le calcul de l'énergie des neutrinos, en tenant compte de cette contrainte est disponible dans [63]. Une simulation du flux de ν_μ attendu à Super-Kamiokande, pour différents angles hors-axes, où l'effet de la divergence du faisceau de mésons est pris en compte, est disponible sur la figure 2.7. Plusieurs hypothèses d'angle hors-axe sont montrés. D'une part, on remarque qu'à la valeur de l'angle hors-axe choisi, $\theta = 2.5^\circ$, la distribution du spectre de neutrinos muoniques est piquée à l'énergie correspondant à la probabilité de survie nulle du ν_μ à 295 km. D'autre part, on remarque qu'à cette énergie, $E_\nu \sim 650 \text{ MeV}$, le flux attendu à Super-Kamiokande est plus important que si nous n'avions pas d'angle hors-axe. L'effet de l'angle hors-axe est plus particulièrement important pour les désintégrations à deux corps, l'énergie du neutrinos dans le centre de masse étant fixée. Dans le cas des désintégrations à trois corps, on observe également un resserrement du flux de neutrinos, mais beaucoup moins important. C'est avec cette troisième conséquence que l'expérience T2K a choisi d'utiliser la technique du faisceau hors-axe. Comme

les neutrinos électroniques sont majoritairement produits par des désintégrations à trois corps, en particulier à l'énergie du maximum d'oscillation des ν_μ , la contamination de notre faisceau devient moins importante que si nous nous plaçons sur l'axe du faisceau de neutrinos. T2K est la première expérience d'oscillation de neutrinos utilisant cette technique.

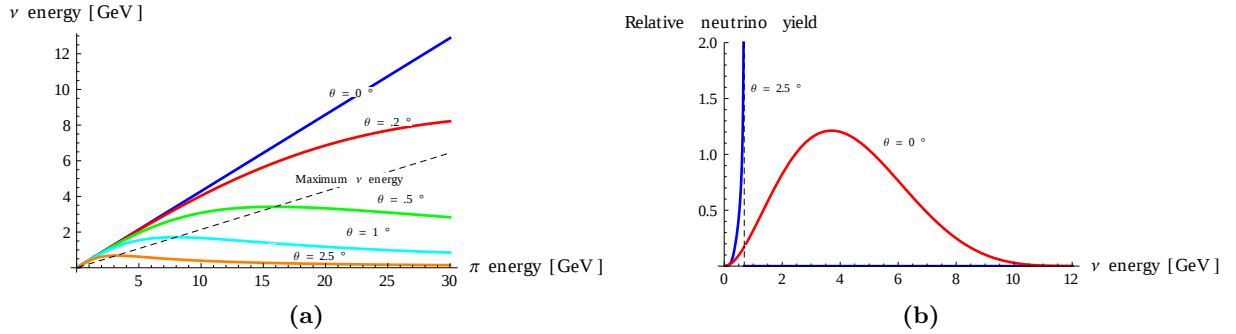


Figure 2.6: (a) : Énergie du neutrino en fonction de celle du pion, pour différentes valeurs de l'angle hors-axe. (b) : Flux de neutrinos muoniques en avant et pour l'angle hors-axe choisi dans T2K. Dans les deux cas, le faisceau de pions est considéré comme non-divergent.

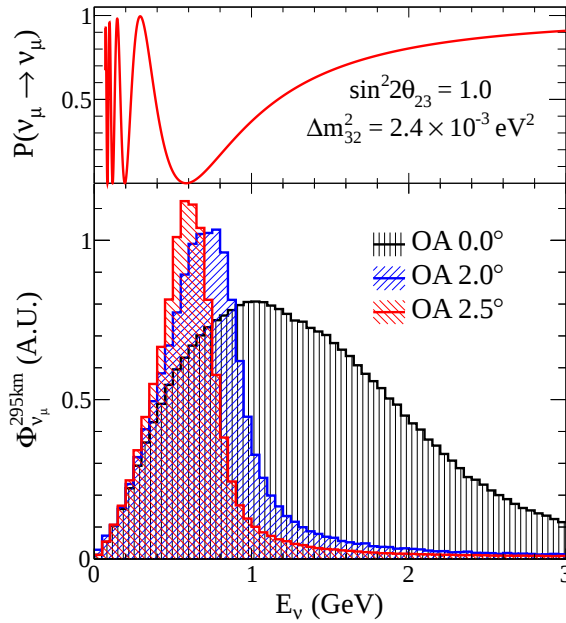


Figure 2.7: Distribution en énergie des ν_μ attendue au détecteur lointain pour différentes valeurs de l'angle hors-axe. La probabilité de survie du ν_μ à 295 km est nulle à l'énergie du pic créé par l'effet hors-axe à $\theta = 2.5^\circ$.

2.3 Le détecteur lointain

295 km après la cible, dans l'ouest du Japon à Kamioka, dans la préfecture de Gifu, les neutrinos sont mesurés grâce au détecteur Super-Kamiokande. Situé dans une mine à 1000 m de profondeur (soit l'équivalent de 2700 m d'eau), le détecteur est un Cherenkov à eau pure de 50 kt de 39 m de diamètre, et 42 m de hauteur. Le détecteur est équipé de 11 129 photo-multiplicateurs tapissant les murs contenant le volume d'eau interne. Un détecteur externe, constitué de 1 885 photo-multiplicateurs placés à sur les parois entourant le volume interne, sert à rejeter les interactions dues aux rayons cosmiques, voir la figure 2.9. Les particules chargées relativistes émettent un cône de lumière lorsqu'elles traversent un matériau dans lequel leur vitesse de propagation est supérieure à celle de la lumière. C'est l'effet Cherenkov, qui est utilisé afin d'identifier la nature et la cinématique des neutrinos interagissant dans Super-Kamiokande. Lorsqu'un muon, résultant d'une interaction d'un ν_μ , traverse le volume d'eau, il est très peu dévié, produisant alors un anneau sur la paroi aux bords nets. À l'inverse, l'électron, résultant de l'interaction d'un ν_e , va subir de multiples diffusions lors de sa traversée, par sa faible masse, et peut également produire une gerbe électromagnétique. L'anneau mesuré sur les parois sera alors diffus, interprété comme résultant de la somme de plusieurs cônes Cherenkov. La différence entre ces deux motifs nous permet une bonne séparation entre les électrons et les muons, comme illustré sur la figure 2.8.

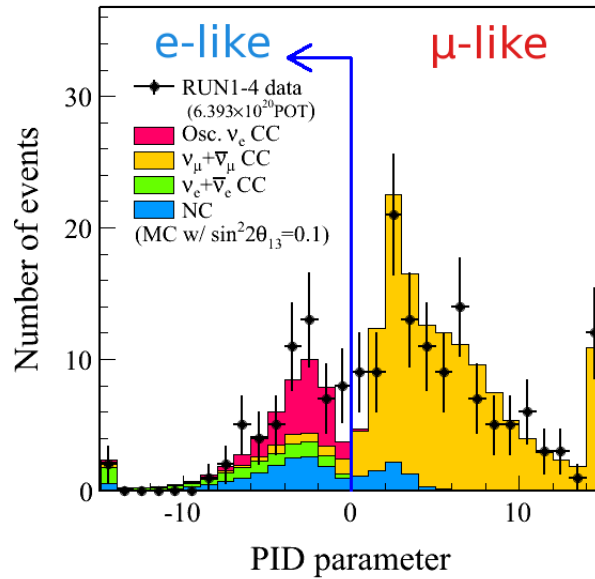


Figure 2.8: Pouvoir de séparation entre les anneaux de type électrons (gauche) et muons (droite) à Super-Kamiokande

Sur la figure 2.10, un événement reconstruit de type muon et de type électron sont présentés. Le détecteur fonctionne depuis 1996, et a été utilisé pour de nombreux résultats majeurs de physique : limite mondiale sur le temps de vie du proton [64], et la mesure des oscillations de neutrinos solaires [65], sur accélérateurs [43] et atmosphériques [26]. Cette dernière mesure a été récompensé du prix Nobel en 2002 pour M. Masatoshi Koshiya. Plus de détails quant au détecteur Super-Kamiokande sont disponibles dans [66].

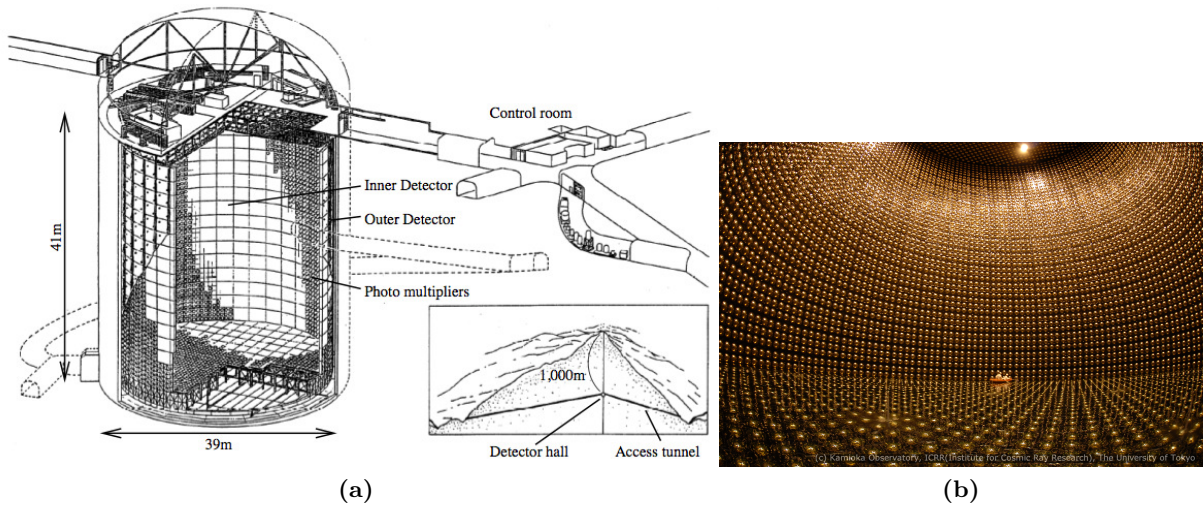


Figure 2.9: Schéma et photo du détecteur Super-Kamiokande.

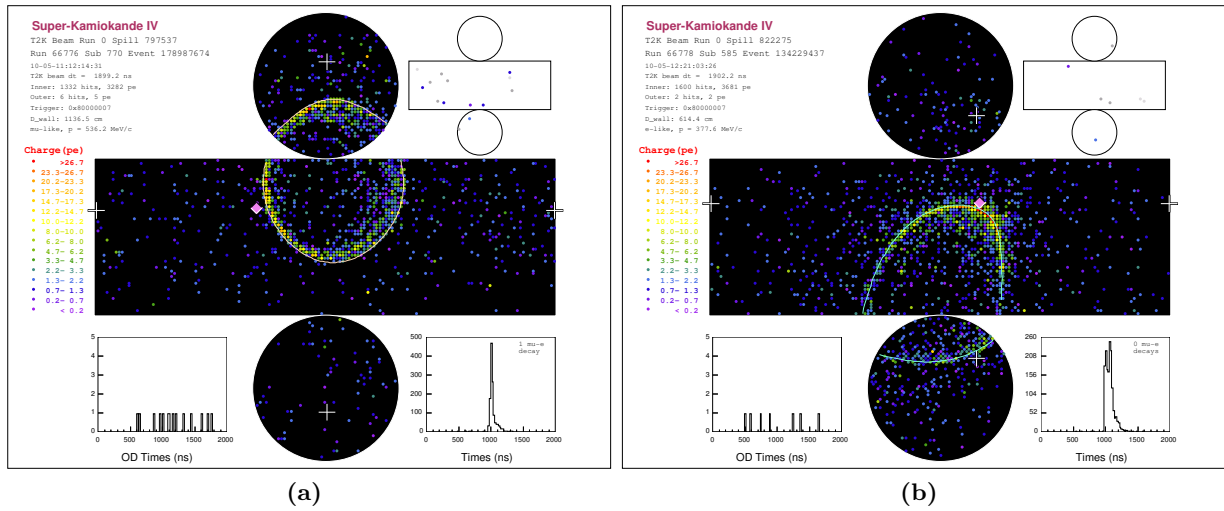


Figure 2.10: Événements reconstruits à Super-Kamiokande, (a) : anneau de type muon, (b) : anneau de type électron.

2.3.1 Le rapport loin/proche

Les analyses d'oscillations de T2K se basent sur une comparaison entre le flux mesuré à ND280, extrapolé à 295 km, et celui réellement mesuré à Super-Kamiokande. Cette extrapolation est un des points critiques de l'expérience, car elle ne suit pas une simple loi en $1/r^2$. D'un point de vue du neutrino, créé dans le tunnel de désintégration, le détecteur lointain est perçu comme ponctuel. Ce n'est pas le cas du détecteur proche, qui a un angle solide non négligeable. Comme nous l'avons vu dans la section 2.2.3 avec l'équation 2.8, le spectre énergétique du neutrino dépend de l'angle auquel il est mesuré. Ainsi, le détecteur proche collecte une plus grande variété énergétique de neutrinos, rendant le spectre mesuré drastiquement différent de celui observé au détecteur lointain. Le rapport des flux attendus entre les deux détecteurs, rapport loin/proche, ne peut être estimé que sur les prédictions du Monte-Carlo. Sur la figure 2.11 est présenté le rapport loin/proche du spectre des neutrinos muoniques et électroniques, estimés

par la chaîne de simulation de T2K, décrite dans le chapitre 7. Le rapport des flux dépend de l'énergie, et est particulièrement important pour les ν_μ dans la région des oscillations. Une estimation fiable de cet effet repose sur notre connaissance géométrique de l'expérience, mais aussi de la compréhension des interactions hadroniques qui ont lieu dans la cible et produisent les parents des neutrinos.

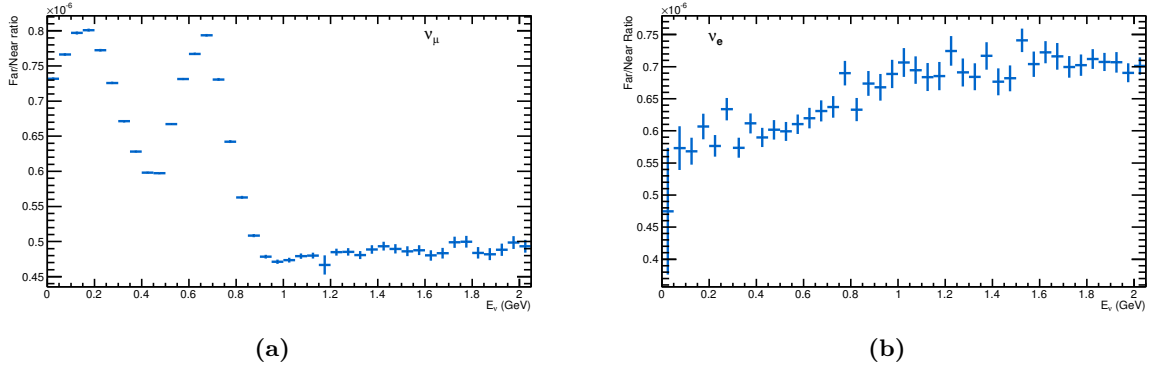


Figure 2.11: Estimation du rapport loin/proche pour les ν_μ (a) et les ν_e (b). Seule l'erreur statistique est présentée. Les distributions sont issues de la simulation officielle de T2K.

2.4 Prédictions du flux de neutrinos

Les interactions hadroniques qui ont lieu dans la cible produisent un majorité de pions, mais aussi des kaons chargés ou neutres. En se désintégrant dans le canal muonique, ces mésons donnent également naissance à un muon, en partenariat avec le neutrino. Lorsque ces particules se désintègrent dans la ligne de faisceau secondaire, elles vont créer un faisceau de neutrinos constitué de quatres espèces :

- Le faisceau de ν_μ : Principalement constitué par les désintégrations des pions en deux corps jusqu'à 2 GeV. Au delà, la distribution à haute énergie est essentiellement constituée des désintégrations en deux corps des kaons chargés. Une petite contribution provient des kaons se désintégrant en trois corps, et des kaons neutres.
- Le faisceau de $\bar{\nu}_\mu$: Les contributions sont similaires à ceux des ν_μ . Les π^- (jusqu'à 4 GeV) et les K^- (à haute énergie) mal défocalisés par les cornes contribuent majoritairement aux flux, par leurs désintégrations en deux corps. Une fraction importante des parents des antineutrinos muoniques provient de la désintégration en vol des μ^+ . La contribution des kaons en trois corps, et des kaons neutres est faible.
- Le faisceau de ν_e : La désintégration des muons est la source principale jusqu'à 2 GeV. Les désintégrations en trois corps des kaons chargés et neutres constituent l'autre source majoritaire, à haute énergie. La contribution des π^+ est faible, mais très piquée autour de l'énergie du pic des oscillations.
- Le faisceau de $\bar{\nu}_e$: La désintégration des kaons neutres est la source majoritaire, suivie des kaons chargés en trois corps. Les muons jouent également un rôle jusqu'à 2 GeV, et les désintégrations des π^- sont quasiment négligeables.

La fraction de ν_e , constituant un bruit de fond irréductible pour la recherche d'oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, constitue près de 1% du faisceau de neutrinos. Un résumé des contributions aux détecteurs proches et lointain est disponible dans les tableaux 2.2 et 2.3. Les distributions en énergie des 4 espèces de neutrinos, avec la contribution de chaque parent, attendues aux deux détecteurs proches et lointain sont présentées dans les figures 2.12 et 2.13. Ces valeurs, et distributions, sont issues de la chaîne de simulation de T2K, largement détaillée dans le chapitre 7. Le générateur utilisé est FLUKA2008, détaillé dans la section 6.3.1.

Comme Super-Kamiokande ne peut pas mesurer la charge électrique des traces, une connaissance précise du spectre de ces quatre espèces de neutrinos est impérative pour la mesure de θ_{13} .

2.5 Résultats de l'expérience T2K

La collaboration T2K est la première expérience à avoir observé l'apparition de neutrinos électroniques dans un faisceau de neutrinos muoniques.

Sur la figure 2.14 sont présentés l'intensité et le nombre de protons sur cible, p.o.t., collectés depuis le démarrage de l'expérience, en janvier 2010 jusqu'en mai 2013. La prise de données se sépare en quatre périodes, l'accélérateur étant éteint l'été pour des raisons économiques. Dû au tremblement de terre majeur survenu le 11 mars 2011, l'expérience a été suspendu pendant une année, de mars 2011 à 2012.

A partir des données collectées avant mars 2011, soit 1.43×10^{20} p.o.t., une première indication du phénomène d'oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ a été observée [58]. Alors que nous n'attendions que 1.5 ± 0.34 neutrinos électroniques, nous avons mesurés 6 candidats ν_e , correspondant à la mesure :

$$0.03(0.04) < \sin^2 2\theta_{13} < 0.28(0.34) \text{ à } 90\% \text{ de C.L.}$$

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.11(0.14)$$

pour une hiérarchie de masse normale (inversée), $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$, $|\Delta m_{23}^2| = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ et $\delta_{CP} = 0$. L'hypothèse $\theta_{13} = 0$ est exclue à 2.5σ .

En utilisant les données collectées jusqu'en juin 2012, représentant 3.01×10^{20} p.o.t., la collaboration a pu mettre en évidence le phénomène d'oscillations [67]. En mesurant 11 ν_e alors que nous n'en attendions que 3.3 ± 0.4 , la mesure de θ_{13} est :

$$0.030(0.038) < \sin^2 2\theta_{13} < 0.175(0.212) \text{ à } 90\% \text{ de C.L.}$$

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.088(0.108)$$

avec les mêmes valeurs que précédemment. L'hypothèse que θ_{13} soit nulle est alors rejetée à 3.1σ .

Plusieurs stratégies d'analyses ont été développées pour ces résultats. Pour la première mesure, la statistique étant très faible, l'analyse n'était basée que sur le comptage des candidats neutrinos électroniques mesurés à Super-Kamiokande. À présent, nous avons suffisamment de statistique pour pouvoir exploiter la distribution en énergie des candidats ν_e , afin d'obtenir une mesure plus précise de l'angle de mélange. La valeur de $\sin^2 2\theta_{13}$ en fonction de δ_{CP} , pour les deux hypothèses de hiérarchie de masse, est présenté dans la figure 2.16. Les détails des analyses sont

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

Tableau 2.2: Contributions (en %) de chaque parent aux flux des 4 espèces de neutrinos au détecteur proche ND280.

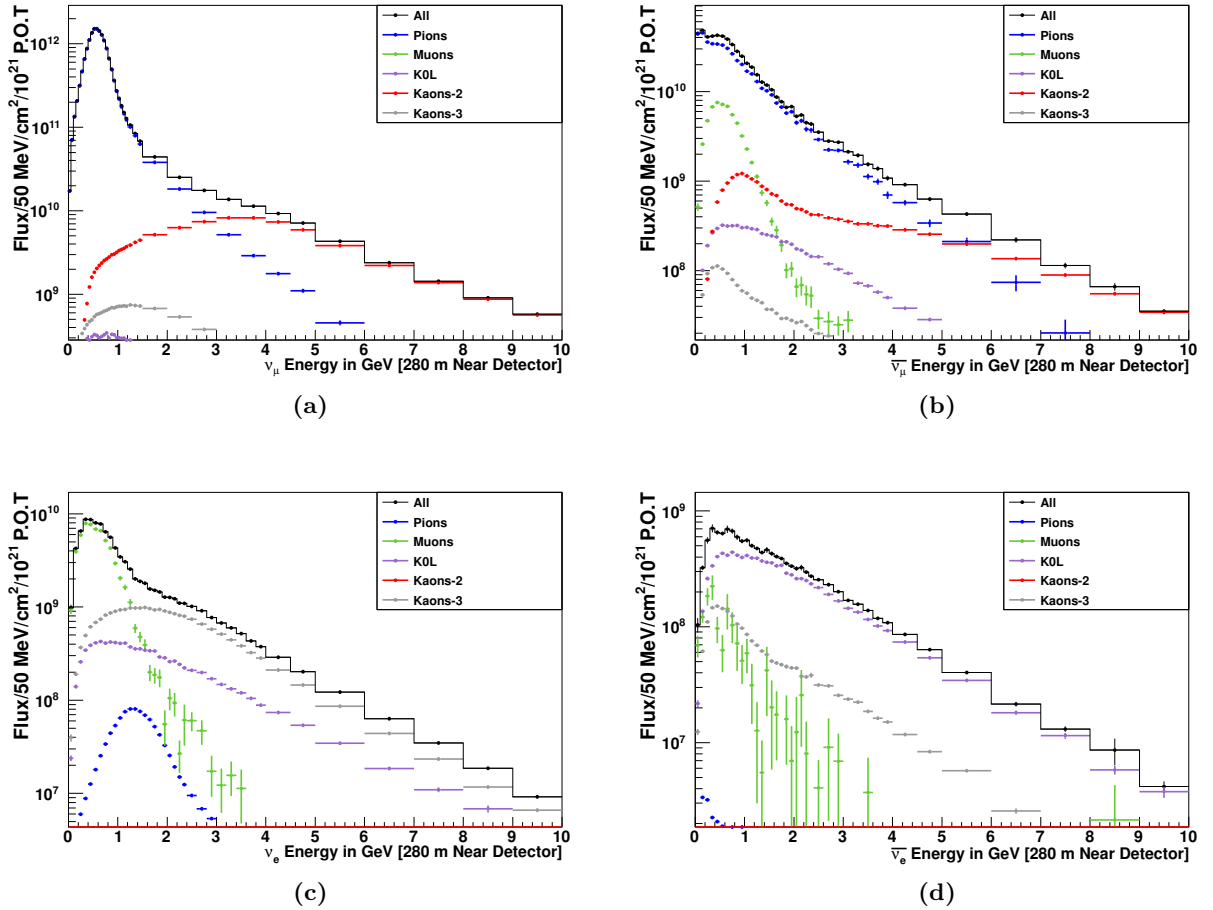


Figure 2.12: Prédictions du flux de ν_μ (a), $\bar{\nu}_\mu$ (b), ν_e (c) et $\bar{\nu}_e$ (d) au détecteur proche ND280 par FLUKA2008 pour les interactions dans la cible. La contribution des parents de neutrinos est présentée en bleu pour les $\pi^\pm$, vert pour les $\mu^\pm$, violet pour les K_L^0 , rouge pour les $K^\pm$ se désintégrant en 2 corps, et gris en 3 corps.

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

Tableau 2.3: Contributions (en %) de chaque parent aux flux des 4 espèces de neutrinos au détecteur lointain.

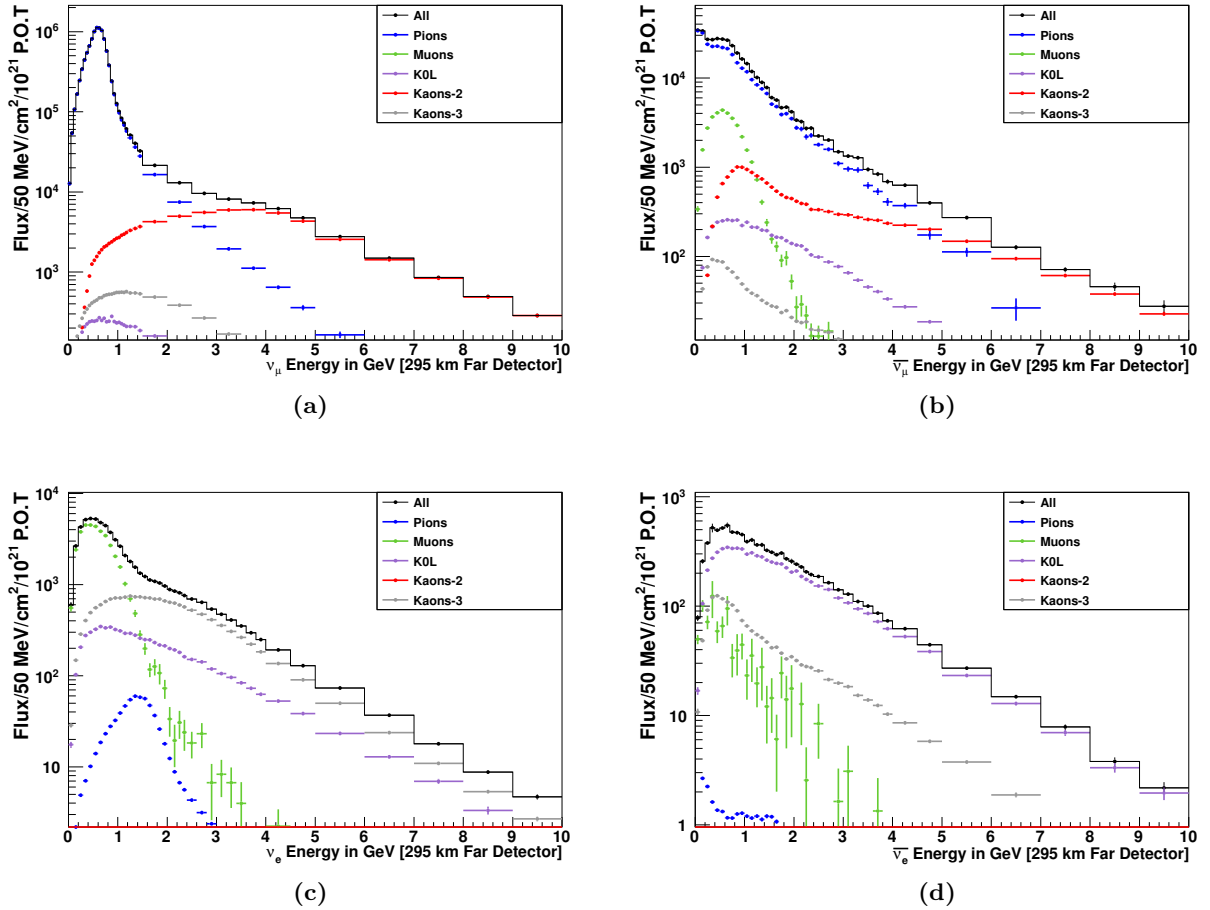


Figure 2.13: Prédictions du flux de ν_μ (a), $\bar{\nu}_\mu$ (b), ν_e (c) et $\bar{\nu}_e$ (d) au détecteur lointain Super-Kamiokande par FLUKA2008 pour les interactions dans la cible. La contribution des parents de neutrinos est présentée en bleu pour les $\pi^\pm$, vert pour les $\mu^\pm$, violet pour les K_L^0 , rouge pour les $K^\pm$ se désintégrant en 2 corps, et gris en 3 corps.

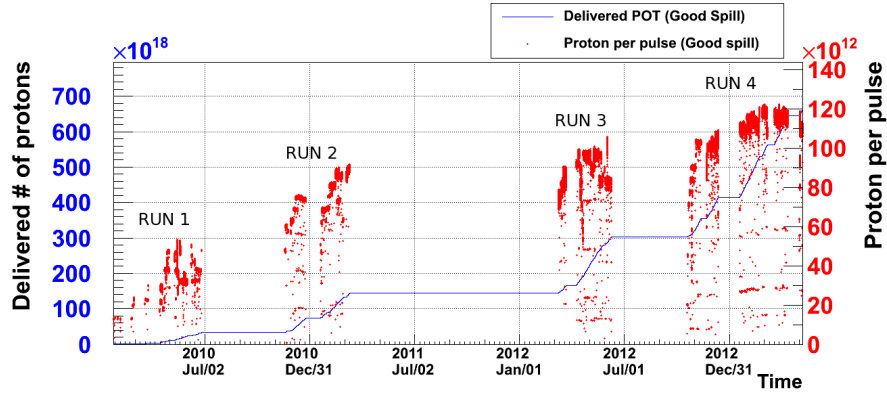


Figure 2.14: Historique de l'intensité du faisceau instantanée (en nombre de protons sur cible, points rouges) et de l'accumulation du nombre de protons sur cible (trait bleu) collectés depuis la mise en marche de l'expérience, à l'hiver 2010. La prise de données est séparée en 4 périodes indiquées sur la figure.

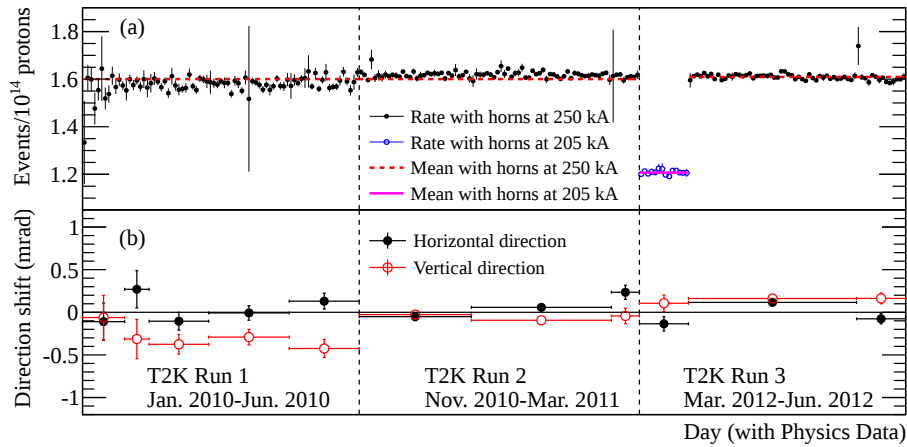


Figure 2.15: Nombre d'événements enregistrés dans INGRID (haut) et direction du faisceau (bas) dans les deux directions transverses, depuis le début de la prise de données.

disponibles dans les articles correspondants.

Les principales sources d'incertitudes liées aux nombres de neutrinos attendus au détecteur lointain sont :

1. La reconstruction et l'efficacité du détecteur lointain Super-Kamiokande
2. Les sections efficaces d'interactions de neutrinos
3. La connaissance du flux de neutrinos

Entre les deux analyses, grâce à une plus grande statistique, des études plus détaillées ont permis de réduire l'erreur sur le nombre attendu de neutrinos de 23 à 13%. L'erreur sur notre connaissance du flux de neutrinos reste dominant. Les exigences initiales de T2K sont une précision sur la prédiction du flux de neutrinos de 5% dans chacun des détecteurs, et de 3% sur le rapport loin/proche. Actuellement, l'erreur sur la prédiction du flux de neutrinos est de 12% à l'énergie du pic dans Super-Kamiokande, voir la section 7.6.1.

2.6 De l'importance d'une expérience parallèle de production hadronique

Comme nous l'avons vu dans la section 2.4, il y a 4 espèces de neutrinos créés dans la ligne de faisceau secondaire de T2K. Ces neutrinos proviennent de la désintégration des pions, kaons et muons qui sont produits par des interactions inélastiques ayant lieu dans la cible longue. Une certaine ($\sim 10\%$) fraction de neutrinos est également issue de hadrons produits par des collisions dans le matériau de la ligne de faisceau - notamment dans les cornes.

Ainsi, pour prédire notre flux de neutrinos, il nous faut comprendre le taux de production hadronique des parents de neutrinos dans les interactions inélastiques ayant lieu dans la ligne

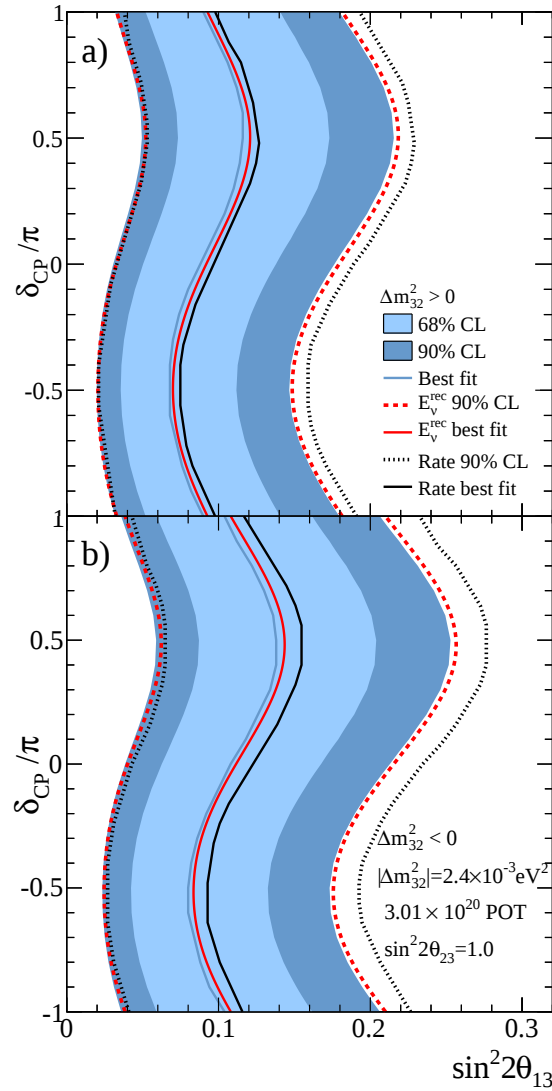


Figure 2.16: Valeur de $\sin^2 2\theta_{13}$ en fonction de δ_{CP} pour une hiérarchie de masse normale (haut) et inversée (bas) à 68% et 90% d'intervalle de confiance. Les résultats des trois analyses de T2K sont présentées. Extrait de [67].

de faisceau secondaire. Ainsi, il sera possible de reproduire ces informations dans la chaîne de simulation, où une reproduction fidèle de la géométrie de l'expérience est également nécessaire. L'intensité du faisceau ne nous permet pas de mesurer directement dans la ligne de faisceau secondaire la production hadronique. Ainsi, une expérience parallèle est utilisée pour mesurer, dans les mêmes conditions, la production de hadrons dans les collisions protons+carbone à 31 GeV/c. L'expérience sur cible fixe NA61/SHINE au CERN est utilisée à cet effet, avec deux types de cible - mince et la réplique de celle de T2K, décrites dans 3.3. L'intégration des données de NA61/SHINE dans la chaîne de simulation de T2K contribue fortement à réduire l'incertitude systématique finale de la mesure de θ_{13} . Cette approche a déjà été utilisée dans l'expérience K2K, notamment avec les données de l'expérience sur cibles minces HARP. T2K est la première expérience de physique des oscillations de neutrinos à utiliser une expérience d'hadroproduction avec une cible réplique [68].

Chapitre 3

L'expérience NA61/SHINE

Sommaire

3.1	Création du faisceau de protons	51
3.2	Système de déclenchement	52
3.3	Les cibles pour T2K	53
3.4	Le détecteur	54
3.4.1	Les chambres à projection temporelle	54
3.4.2	Les détecteurs de temps de vol	56
3.5	La chaîne de reconstruction	56
3.6	La chaîne de simulation	59

NA61/SHINE [69, 70, 71, 72], *SPS Heavy Ion and Neutrino Experiment*, est un spectromètre sur cible fixe de grande acceptance située au CERN dans la *North Area*, d'où elle tire son nom historique, sur le site de Prévessin. L'expérience compte près de 130 physiciens provenant de 27 laboratoires de 15 pays différents.

Le programme scientifique est dédié à trois domaines de la physique des particules :

- Mesure de production hadronique pour contraindre les prédictions du flux de neutrinos pour l'expérience T2K [47], et les expériences américaines comme NO ν A [73] et MINOS+ [45].
- Mesure de production hadronique dans les interactions de hadrons avec les éléments organiques constituant l'atmosphère (C, N, O) pour contraindre les modèles de développement de gerbes de rayons cosmiques pour les expériences Pierre Auger [74] et KASCADE [75]. Les données $\pi^- + C$ à 158 et 350 GeV/c sur cible mince ont été analysées, et permettront une extrapolation vers les interactions avec l'azote et l'oxygène.
- Recherche d'apparition d'un plasma quark-gluon et du point critique dans les interactions de matière fortement corrélée [76]. Le programme de physique des ions lourds s'étend jusqu'en 2016, avec un balayage complet de différents systèmes ($p + p$ à $Pb + Pb$) à différentes énergies (de 13 à 160 GeV/A).

L'expérience NA61/SHINE, approuvée par le CERN en juin 2007, a hérité des détecteurs de l'expérience NA49 [77]. Cette dernière n'était dédiée qu'à la recherche du dé-confinement de

la matière, ainsi, il a fallu améliorer l'électronique de lecture et rajouter certains éléments de détection afin de pouvoir couvrir les espaces de phases nécessaires aux nouveaux programmes de physique.

Le détecteur est actuellement composé de 5 chambres à projection temporelle, appelées TPCs. Trois d'entre elles sont plongées dans un champ magnétique vertical, VTPC-1, VTPC-2 et GTPC. Le détecteur comporte également trois détecteurs de temps de vol, voir la figure 3.1. Le système de coordonnées de l'expérience prend son origine au coeur de la VTPC-2, l'axe x étant dirigé vers le Jura, l'axe y est aligné avec la direction de la dérive des électrons dans les TPCs, et l'axe z correspond à la direction du faisceau. Pour l'expérience T2K, il existe trois périodes de prise de données : quelques jours pendant l'automne 2007, le mois d'août 2009 et enfin 2 semaines en 2010. Du premier lot de données - avec peu de statistique - trois résultats ont été publiés récemment [78, 79, 68]. Entre la prise de données de 2007 et la suivante, le détecteur a subi quelques modifications, avec l'extension du détecteur de temps de vol ToF-F, ainsi que l'amélioration des cartes de lectures des TPCs et du système d'acquisition. Le taux d'événement enregistrable est alors de 70 Hz - soit 10 fois plus que dans NA49.

Dans un premier temps, les différents accélérateurs du CERN nécessaires à la création de notre faisceau de protons sont présentés. Le système de déclenchement, ainsi que les cibles utilisées sont ensuite décrits. Les différents éléments du détecteur NA61/SHINE sont présentés, avant de mentionner brièvement les étapes de la chaîne de reconstruction et de simulation de l'expérience.

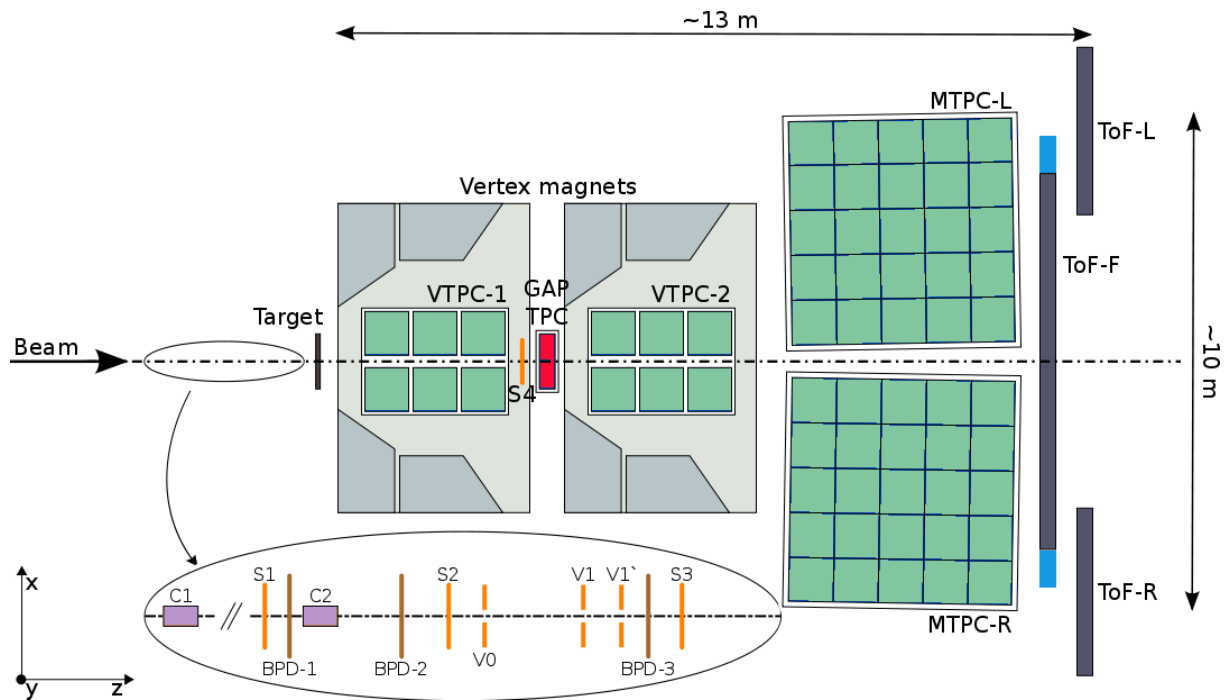


Figure 3.1: Schéma du détecteur NA61/SHINE. On peut y voir les améliorations pour la prise de données de 2009 : La GAP-TPC, en rouge, entre les deux VTPCs, et l'extension du ToF-F, en bleu.

3.1 Création du faisceau de protons

Le CERN, possède de nombreux accélérateurs, présentés dans la figure 3.2. Les protons sont produits à partir d'hydrogène gazeux ionisé et accélérés à 750 keV avant d'entrer dans le LINAC 2, un des accélérateurs linéaires du CERN. Ayant atteint une énergie de 50 MeV, ils sont dirigés vers le PSB, *Proton Synchrotron Booster*, pour atteindre une énergie de 1.4 GeV. Ils sont alors injectés dans le PS, *Proton Synchrotron*, pour atteindre 26 GeV d'énergie, puis dans le SPS, *Super Proton Synchrotron*, pour être accélérés à 400 GeV. De là, ils peuvent être injectés dans le LHC, *Large Hadron Collider*, vers la cible donnant naissance aux neutrinos utilisant la ligne de faisceau CNGS, *Cern Neutrinos to Gran Sasso*, ou encore vers la *North Area*, via la ligne de faisceau H2.

Les protons sont alors lentement extraits vers la cible T2 de la ligne de faisceau H2. Les particules secondaires créées sont des hadrons, électrons et muons dans une gamme d'énergie allant de 10 à 360 GeV. Grâce à une série de collimateurs, pour contrôler l'impulsion et l'intensité du faisceau, et de dipôles et quadripôles, contrôlant la focalisation du faisceau, le faisceau à l'énergie requise est amené vers la cible de NA61/SHINE. Le taux de particule faisceau est de 15 Hz. À 31 GeV/c, la composition du faisceau est de 83% de pions, 15% de protons et moins de 2% de kaons.

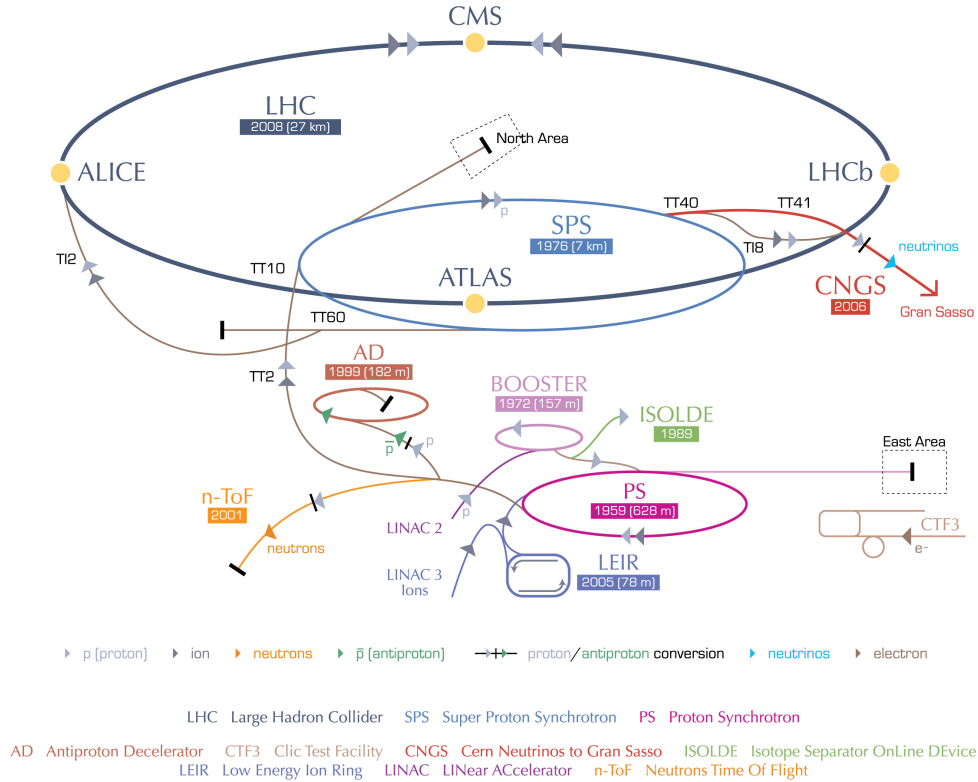


Figure 3.2: Complexe des accélérateurs du CERN. La date de mise en service et la taille des accélérateurs sont indiquées.

3.2 Système de déclenchement

Afin de ne sélectionner que les événements où un proton a interagi dans la cible, deux compteurs Cherenkov, C_1 et C_2 sont utilisés dans le système de déclenchement de NA61/SHINE. Le premier est un CEDAR, *CErenkov Differential counter with Achromatic Ring focus*, pressurisé de telle sorte qu'il est déclenché si la particule qui le traverse est un proton. Le second est un compteur à seuil, qui a une pression insuffisante pour pouvoir être déclenché par un proton de 31 GeV/c. Cette sélection a une efficacité de 96%, et une pureté de 99%. Ainsi, un proton de 31 GeV/c est signalé par $C_1 \cdot \overline{C_2}$

Afin de ne considérer que les protons suffisamment focalisés pour pouvoir atteindre la cible, 5 scintillateurs sont placés en amont de la cible. S_1 et S_2 sont utilisés en coïncidence, alors que les éléments V_0 , V_1 et V_1' , percés d'un trou en leurs centres, sont utilisés en anti-coïncidence. Le placement de ces éléments est détaillé dans la figure 3.3, leurs propriétés dans le tableau 3.1.

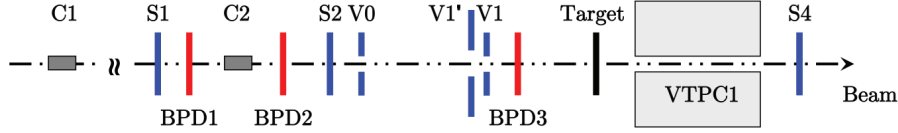


Figure 3.3: Schéma des éléments du système de déclenchement de NA61/SHINE. Le dessin n'est pas à l'échelle.

	Dimension [cm]	Position en z [cm]	Diamètre du trou central
S_1	$6 \times 6 \times 0.5$	-3638	-
S_2	$\varnothing = 2.8$, largeur = 0.2	-1442	-
V_0	$\varnothing = 8$, largeur = 1	-1413	$\varnothing = 1$ cm
V_1'	$30 \times 30 \times 1$	-678	$\varnothing = 2$ cm
V_1	$10 \times 10 \times 1$	-675	$\varnothing = 0.8$ cm
S_4	$\varnothing = 2$, largeur = 1	-212	-

Tableau 3.1: Propriétés des scintillateurs composant la logique du système de déclenchement de NA61/SHINE.

Ainsi, un proton suffisamment focalisé est enregistré selon cette logique, appelée T_1 :

$$T_1 = C_1 \cdot \overline{C_2} \cdot S_1 \cdot S_2 \cdot \overline{V}$$

où $\overline{V}$ signifie la logique OR entre les éléments V_0 , V_1 et V_1' . L'élément S_1 une fois déclenché donne le départ des mesures de temps.

Le dernier scintillateur de la logique du système de déclenchement, S_4 , est placé après la première TPC, VTPC1. Si le proton n'interagit pas dans la cible, il sera dévié par le champ magnétique baignant la première TPC et déclenchera cet élément. Ainsi, une interaction, du point de vue du système de déclenchement, a lieu selon cette logique, appelée T_2 :

$$\begin{aligned} T_2 &= C_1 \cdot \overline{C_2} \cdot S_1 \cdot S_2 \cdot \overline{V} \cdot \overline{S_4} \\ &= T_1 \cdot \overline{S_4} \end{aligned}$$

Cette configuration de la logique du système de déclenchement, basée sur la disparition du faisceau, nous permet une mesure du taux d'interactions peu biaisée. Les corrections qui doivent être appliquées sont discutées dans le chapitre 4.1. Pour les données collectées avec la cible longue, la probabilité d'absorption est suffisamment grande pour qu'il ne soit pas nécessaire d'utiliser S_4 dans la logique du système de déclenchement. Cependant, afin d'augmenter l'efficacité du déclenchement, un troisième compteur utilisé en coïncidence, S_3 , est placé sur la face d'entrée de la cible longue.

La trajectoire du proton en amont de la cible, est mesurée grâce à six chambres proportionnelles multifilaires, appelées *Beam Position Detectors*, BPDs. Ces détecteurs sont regroupés deux par deux, chacun mesurant le profil du faisceau selon un axe, avec une résolution de $\sim 200 \mu\text{m}$.

3.3 Les cibles pour T2K

Afin de comprendre, et modéliser, le taux de production hadronique dans les interactions du proton dans la cible de carbone de T2K, deux types de cibles sont utilisées à NA61/SHINE. La première est une cible mince de carbone, qui nous permet d'étudier l'interaction primaire du proton avec le carbone. Cette approche suit la procédure historique, utilisée notamment dans l'expérience K2K avec les données de HARP. La deuxième cible utilisée est la réplique de celle de T2K. La production hadronique le long de la cible - due à l'interaction primaire du proton mais aussi à d'éventuelles ré-interactions des particules filles dans la cible - est directement mesurée. Avec ces deux mesures, près de 90% du flux de ν_μ et ν_e peuvent être directement prédit grâce aux mesures effectuées à NA61/SHINE, voir la figure 3.4.

Les propriétés des 2 cibles utilisées par la communauté T2K dans l'expérience NA61/SHINE sont résumées dans le tableau 3.2. Afin de pouvoir mesurer la proportion d'événements où l'interaction du proton a eu lieu en dehors de la cible, une troisième configuration est enregistrée, sans cible. En 2010, une prise de données a été dédiée à la mesure de la production hadronique très à l'avant avec la cible longue. Les données présentées dans cette thèse font référence au lot de données de 2009, avec la cible mince.

	Cible Mince	Cible Longue
Épaisseur	2 cm	90 cm
Section transverse	$2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$	$\varnothing = 2.6 \text{ cm}$
Densité	1.835 g/cm^3	1.831 g/cm^3
Longueur d'interaction	$\sim 0.04\lambda$	1.9λ
Position centrale	-580.4 cm	-607.7 cm

Tableau 3.2: Résumé des propriétés des cibles utilisées pour les données prises pour l'expérience T2K à NA61/SHINE.

	2007	2009	2010
Cible Mince	671k	5.6M	-
Cible Longue	230k	4M	$\sim 10\text{M}$
Sans Cible	46k	780k	-

Tableau 3.3: Statistique collectée selon les trois configurations nécessaires à la communauté T2K à NA61/SHINE.

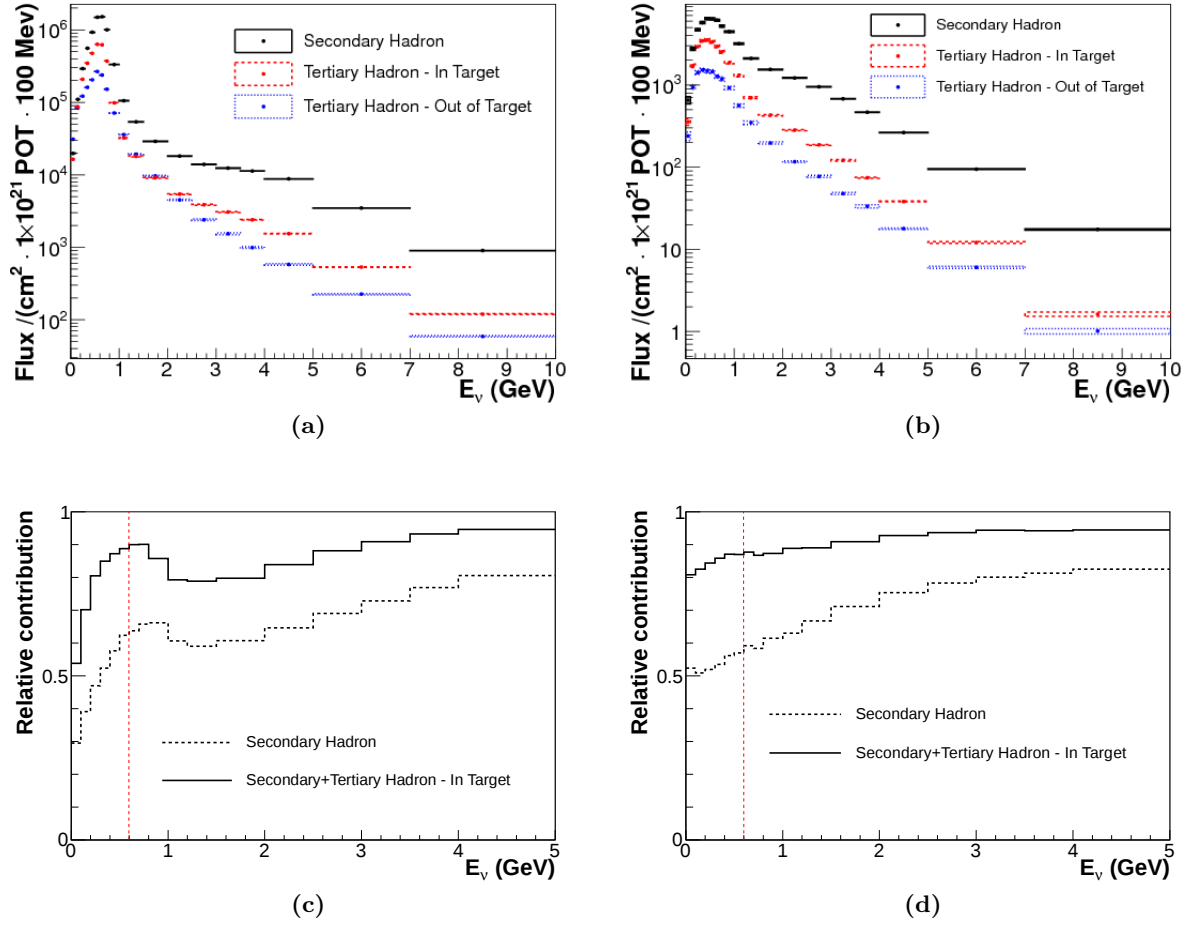


Figure 3.4: Prédiction du flux de ν_μ (a) et ν_e (b) à Super-Kamiokande. Contribution relative des neutrinos issus de hadrons secondaires et des hadrons produits dans la cible au flux total de ν_μ (c) et ν_e (d). À l'énergie du pic, 60% des neutrinos sont issus de hadrons secondaires et 30% sont issus de ré-interactions dans le matériel de la ligne de faisceau secondaire.

3.4 Le détecteur

Les éléments du détecteur NA61/SHINE pertinents pour les analyses de la communauté T2K sont les chambres à projection temporelle, TPC, ainsi que les détecteurs de temps de vol, ToF. D'autres sous-détecteurs composent actuellement l'expérience, nécessaire à la physique des ions lourds.

3.4.1 Les chambres à projection temporelle

Les TPCs sont des outils de détection servant à reconstruire les traces des particules chargées. Cette technique de détection consiste à ioniser un large volume de gaz, par des interactions coulombiennes, au passage de chaque traces. Les électrons produits dérivent à vitesse constante vers l'électronique de lecture grâce à un champ électrique vertical uniforme. Sur la figure 3.5, les composants de l'électronique de lecture sont présentés. Elle est composée d'une grille de contrôle, *gating grid*, qui est ouverte pendant la prise de données pour laisser passer les électrons. Vient

ensuite une cathode mise à la masse, qui délimite la zone d'amplification de la région de dérive. Les électrons sont alors accélérés par le champ électrique produit par les *sense wires*. En créant des avalanches, le signal électronique est alors amplifié et lu par les *pads*. Les ions produits en parallèle, quant à eux, vont dériver dans l'autre sens - vers la zone de dérive. Afin d'empêcher la contamination du gaz, la grille de contrôle est fermée pendant la période d'amplification.

	VTPC-1/2	MCTPC-L/R	GTPC
Volume [m ³]	$2 \times 2.5 \times 0.98$	$3.9 \times 3.9 \times 1.8$	$0.384 \times 0.196 \times 0.590$
Gaz	Ar/CO ₂ à 90/10	Ar/CO ₂ à 95/15	Ar/CO ₂ à 90/10
Vitesse de dérive [cm/ μ s]	1.4	2.3	~ 1.2
Nombre de plans de pads	72	54	6
Surface des pads [mm ²]	$3.5 \times 16/28$	$3.6 \times 5.5/40$	4×28

Tableau 3.4: Caractéristiques techniques des TPCs de NA61/SHINE.

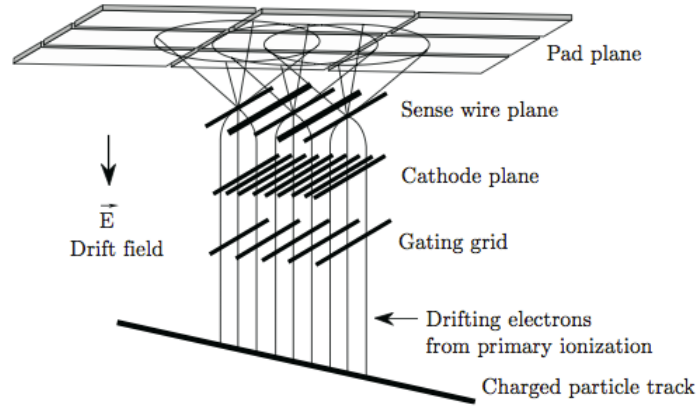


Figure 3.5: Schéma de l'électronique de lecture des TPCs. Extrait de [77].

La reconstruction des traces chargées en trois dimensions est alors possible grâce à la position et au temps d'arrivée des électrons. La vitesse de dérive dépend du champ électronique dans le volume sensible, ainsi que de la composition du gaz, de sa pression et de sa température. Ainsi, tout ces paramètres sont constamment monitorés et enregistrés, afin de garantir une reconstruction précise des traces.

Afin de déterminer l'impulsion et la charge électrique des traces, deux TPCs, VTPC-1 et 2, sont plongées dans un champ magnétique vertical créé par des aimants supra-conducteurs, avec un pouvoir de courbure maximum combinée de 9 Tm. Les traces sont ainsi courbées dans le plan $x-z$. Afin d'optimiser l'acceptance pour les données collectées à 31 GeV, le champ magnétique a été réglé à un pouvoir de courbure de 1.14 Tm.

Comme la conception du détecteur a été imaginé pour l'expérience NA49, pour la physique des ions lourds, il existe une zone non-instrumentée autour de la ligne de faisceau. En effet, pour des collisions nucléons+nucléons, la densité de particules dans cette zone est telle qu'il est impossible de différencier les trajectoires de toutes les traces. Dans la conception de NA61/SHINE, une nouvelle TPC, la GTPC, de petite envergure a été rajoutée entre les deux VTPCs le long de l'axe z . Cela nous permet une meilleure couverture de l'espace de phase $p-\theta$ à l'avant (petit angle et grande impulsion), comme illustrée sur la figure 3.7. Les informations de la GTPC n'ont pas été utilisées pour l'analyse des données de 2007. Les caractéristiques techniques des TPCs

de NA61/SHINE sont détaillées dans le tableau 3.4.

La perte d'énergie par ionisation par unité de longueur, dE/dx , nous renseigne également sur l'identité des traces qui l'engendre. En effet, la quantité d'énergie perdue dans un certain matériau ne dépend que de la cinématique $\beta\gamma = p/m$ de la trace chargée, et est décrit par la formule de Bethe-Bloch. Le spectre des particules mesurées au sein de NA61/SHINE ($e^\pm$, $\pi^\pm$, $K^\pm$, p) est suffisamment dispersé en terme de masse pour avoir un pouvoir de séparation efficace entre les différentes espèces, à une impulsion donnée comme décrit dans la section 4.3.

La résolution sur la mesure de l'impulsion, dépendante de l'angle d'émission polaire, est de :

$$\sigma(p)/p^2 \cong (0.3 - 7) \times 10^{-4} \text{ (GeV/c)}^{-1}$$

La résolution sur la mesure de la perte d'énergie par ionisation est de :

$$\sigma(dE/dx) / \langle dE/dx \rangle \sim 0.04$$

Enfin, la résolution sur la position des clusters est de $\sim 300 \mu\text{m}$.

3.4.2 Les détecteurs de temps de vol

La mesure du temps de vol des particules permet également d'identifier les traces, et nous fournit une mesure complémentaire de l'information provenant des TPCs. Trois détecteurs de temps de vol sont placés derrière les MTPCs. Les plus excentrés, ToF-R/L sont des éléments de NA49, et ont une résolution temporelle de $\sigma(t) \sim 60 \text{ ps}$. Le détecteur central, ToF-F, a été rajouté en 2007 afin de permettre la mesure de l'espace de phase $p - \theta$ d'intérêt pour T2K. Ce dernier est constitué de 8+2 modules verticaux avec des barres de scintillateur de dimensions $120 \times 10 \times 2.5 \text{ cm}^3$, et possède une résolution temporelle de $\sigma(t) \sim 110 \text{ ps}$. Les deux derniers modules de scintillateurs ont été rajoutés avant la prise de données de 2009, afin de mieux couvrir l'espace de phase à basse impulsion, comme illustré dans la figure 3.7.

Enfin, il existe un dernier élément du détecteur NA61/SHINE, qui n'est pas utilisé dans les analyses $p + C$ à 31 GeV/c. Il s'agit d'un calorimètre placé derrière les ToFs servant aux analyses de la physique des ions lourds. Le PSD, *Projectile Spectator Detector*, mesure le nombre de nucléons ne participant pas aux interactions noyaux-noyaux. Cette quantité joue un rôle majeur dans la recherche du point critique et du déconfinement. Plus de détails sur les éléments du détecteur NA61/SHINE sont disponibles dans [77].

3.5 La chaîne de reconstruction

La chaîne de reconstruction de NA61/SHINE est réalisée par l'exécution successive d'algorithmes. La première étape consiste à extraire les informations provenant du système de déclenchement, ainsi que de reconstruire la trajectoire du proton incident. Le compteur S_1 déclenche également les mesures temporelles nécessaires aux mesures de temps de vols par les ToFs, et pour les temps de dérive des électrons dans les TPCs. La reconstitution des clusters dans les TPCs commence par leurs localisations, puis leurs corrections par les inhomogénéités du champ électrique de dérive ainsi que par les distorsions dues au couplage avec le champ magnétique $\vec{E} \times \vec{B}$.

Les fragments de traces locales dans chaque TPCs sont alors extrapolées et assemblées entre elles, pour former une trace globale, afin d'être ajustées pour pouvoir mesurer leurs impulsions. La position du vertex d'interaction primaire est ajustée grâce aux traces globales. Dans le cas où cette procédure est impossible, la position transverse du vertex primaire est ajustée grâce

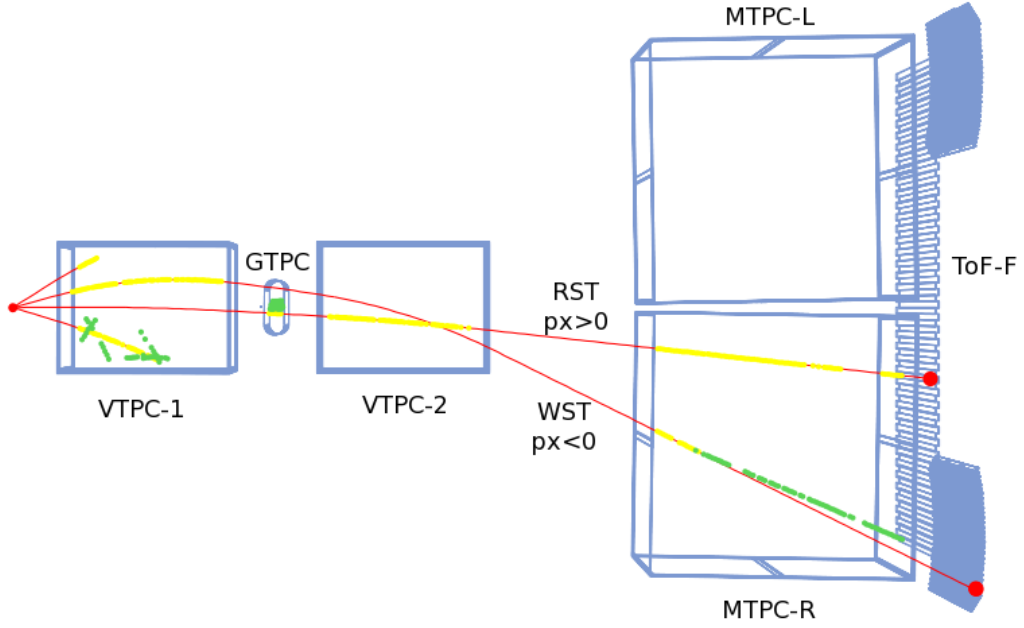


Figure 3.6: Reconstruction d'un événement $p + C$ à 31 GeV/c à NA61/SHINE. Les points jaunes (vert) correspondent aux clusters utilisés (exclus) pour l'ajustement de la trajectoire de la trace, en rouge. Nous distinguons deux topologies de traces, correspondant aux cas où la particule est produite dans la direction de sa courbure : *Right Side Track*, RST, est dans l'autre sens : *Wrong Side Track*, WST.

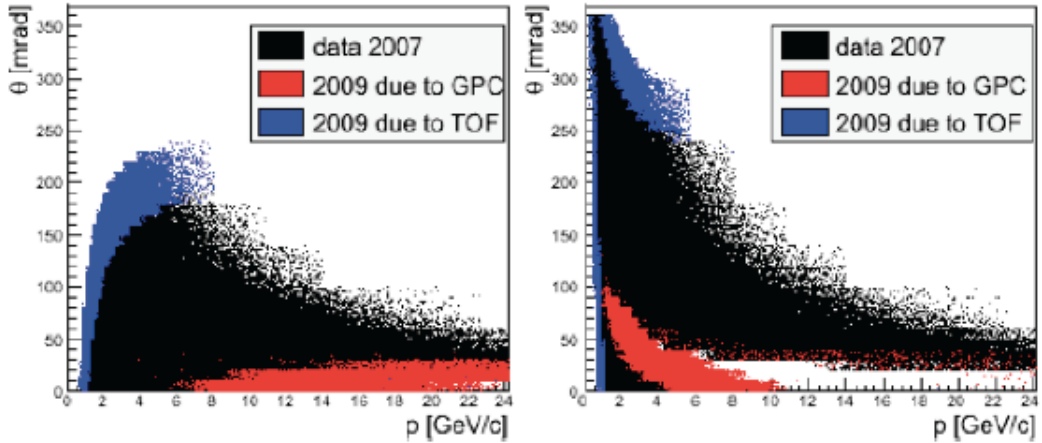


Figure 3.7: Couverture en espace de phase $p - \theta$ des traces de topologie RST (gauche) et WST (droite) - définitions dans la figure 3.6 - dans le lot de données 2007 (en noir). La meilleure couverture à l'avant, grâce à l'ajout de la GTPC, est visible en rouge et à basse impulsion, grâce à l'extension du ToF-F, est illustrée en bleu.

aux mesures des BPDs, et la position centrale du vertex selon z est mise au centre de la cible. L'impulsion et la trajectoire des traces globales sont alors ré-ajustées, avec la contrainte de devoir être attachées au vertex d'interaction primaire.

Dans le cas de la reconstruction des données de la cible longue, ces deux dernières procédures ne sont pas appliquées, car il est quasiment impossible de pouvoir isoler le vertex d'interaction primaire des secondaires. Les traces ne sont pas ré-ajustées avec cette contrainte.

La dernière étape du tracking consiste à retirer les bouts de traces cassées. Deux algorithmes ont été développés à cet effet dans la chaîne de reconstruction de NA61/SHINE. L'algorithme DOMERGE, historique, est optimisé pour travailler dans un environnement à grande multiplicité, comme c'est le cas lors des collisions d'ions lourds. Afin d'être plus précis dans l'assemblage de traces dans des événements à faible multiplicité - dans les interactions hadrons+noyaux - l'algorithme REFORM a été développé. Pour des raisons historiques, l'algorithme DOMERGE ne tient pas compte des informations de la GTPC. Ainsi, pour pouvoir profiter de ce sous-détecteur, l'algorithme REFORM doit être utilisé par défaut. Ainsi, toutes les données $p+C$ de 2009 sont reconstruites en utilisant cet algorithme.

Le temps de vol et la perte d'énergie par ionisation sont alors déterminés.

La dernière étape de la chaîne de reconstruction consiste à localiser les vertex de désintégration de parents neutres étranges donnant naissance à deux traces chargées - les V^0 . La recherche de cette topologie se fait par l'appel de 2 algorithmes : le *v0find* et *v0fit*. Le premier, à partir de toutes les traces positives recherche des traces négatives associées. Afin d'être cataloguées comme provenant de la désintégration d'un V^0 , ces deux traces doivent satisfaire un certain nombre de critères :

- Un nombre minimum de clusters dans les TPCs pour chaque traces chargées. Ce nombre minimum dépend de la topologie de la trace dans les VTPC, par exemple si elle n'a que des clusters dans VTPC-2, un minimum de 20 coups sont alors exigés.
- La distance d'approche minimale entre les deux traces par rapport au vertex secondaire doit être plus petit que 0.5 cm dans les deux directions transverses.
- La séparation des traces filles extrapolées au vertex d'interaction primaire doit être inférieur à 0.75 cm selon x et y .
- L'impulsion transverse des traces filles par rapport au candidat V^0 doit être inférieur à 0.5 GeV/ c .
- L'angle entre la normale du plan de désintégration et le vecteur perpendiculaire à l'impulsion du candidat V^0 doit être compris dans l'intervalle $[0.2; 2.9]$ rad.

Le dernier algorithme de la chaîne de reconstruction est le *v0fit* qui ajuste la position du vertex secondaire et classe les traces filles comme provenant d'une désintégration d'un V^0 . Une trace fictive, neutre, est ajoutée dans la liste des traces reconstruites. Plus de détails sur ces deux algorithmes sont disponibles dans [80].

La qualité des mesures et de la chaîne de reconstruction est vérifiée par la reconstruction de l'impulsion du faisceau de protons et par la mesure de la masse des K_S^0 et Λ . La mesure de l'impulsion des protons est effectuée grâce à une prise de données spéciale, sans cible avec un champ magnétique maximal, afin de courber le faisceau de proton dans la VTPC-2. L'impulsion des protons mesurée est de 30.75 GeV/ c , ce qui est en accord avec la valeur exigée de 30.92 GeV/ c , la précision du courant des aimants de la ligne de faisceau H2 étant connue à 0.5% près. La masse invariante reconstruite des deux V^0 est également en très bon accord avec les masses mesurées par d'autres expériences. La position et la largeur de la masse invariante reconstruite est également très bien reproduite par la simulation Monte-Carlo de l'expérience.

L'efficacité de reconstruction des traces chargées créées au vertex d'interaction primaire est de plus de 98% jusqu'à l'angle polaire de production de 400 mrad.

Sur la figure 3.6 est présenté un événement reconstruit de la prise de données $p+C$ sur cible mince en 2009.

3.6 La chaîne de simulation

La chaîne de simulation de NA61/SHINE pour T2K est basée sur FLUKA2011.2_17, depuis l'analyse des données 2009, pour la simulation des interactions dans la cible mince et longue, et sur GEANT3.21+GCALOR pour la propagation des traces dans le détecteur. La raison de l'utilisation d'un générateur différent pour les interactions dans le carbone vient d'une raison pratique, car elle correspond à la procédure standard à T2K, décrite dans le chapitre 7. Les autres communautés, ainsi que les analyses pour T2K sur les données de 2007, se basent sur VENUS4.12, ou encore EPOS1.99 pour modéliser les interactions dans la cible.

La chaîne de simulation de NA61/SHINE comporte 4 éléments :

1. La description géométrique du détecteur. Toutes les configurations de cibles, comme la position de S_4 ou la valeur du champ magnétique, sont stockées dans une base de données et appelées à chaque simulation.
2. L'interface avec GEANT3 pour la propagation des particules dans la géométrie et les matériaux du détecteur. Le champ magnétique y est simulé, ainsi que les interactions secondaires et les désintégrations. La trajectoire des particules n'est pas digitalisée à cette étape.
3. Le fichier de sortie est du même format que celui des données reconstruites, basé sur le format DSPACK. Les informations de la simulation par GEANT3 sont converties dans ce format, sous forme de structures.
4. La digitalisation des traces lors de leur passage à travers les TPCs est effectuée a posteriori. La dispersion des dépôts d'énergie est paramétrisée selon les données réelles. Les effets de l'électronique de lecture, comme les seuils en énergie et les gains, sont également pris en compte, tout comme les distorsions du champ électrique et magnétique. La quantité d'électrons produits par l'ionisation du gaz des TPCs, leurs amplifications ainsi que leurs détections dans les pads, ne sont pas simulées, tout comme la digitalisation du signal des ToFs.

Les données simulées sont alors présentées de la même forme que les données réelles, et passent par les mêmes algorithmes de la chaîne de reconstruction.

Les techniques d'analyses développées dans cette expérience imposent que les traces simulées subissent la même procédure d'analyse que les données réelles, comme expliqué dans les chapitres 4 et 5. Ainsi, afin d'affecter des mesures simulées du dE/dx et du temps de vol, un dernier algorithme est appelé uniquement dans le cas de la reconstruction de données simulées. Celui-ci, à partir de la vérité Monte-Carlo de chacune des traces, va simuler leur masse au carré ainsi que leur perte d'énergie dE/dx . La largeur de la distribution du m^2 est paramétrisée à partir des données réelles. La perte d'énergie moyenne pour chaque cluster reconstruit est calculée à partir de la paramétrisation de Bethe-Bloch ajustée aux données, et dispersée selon une distribution de Moyal (approximation de la distribution de Landau).

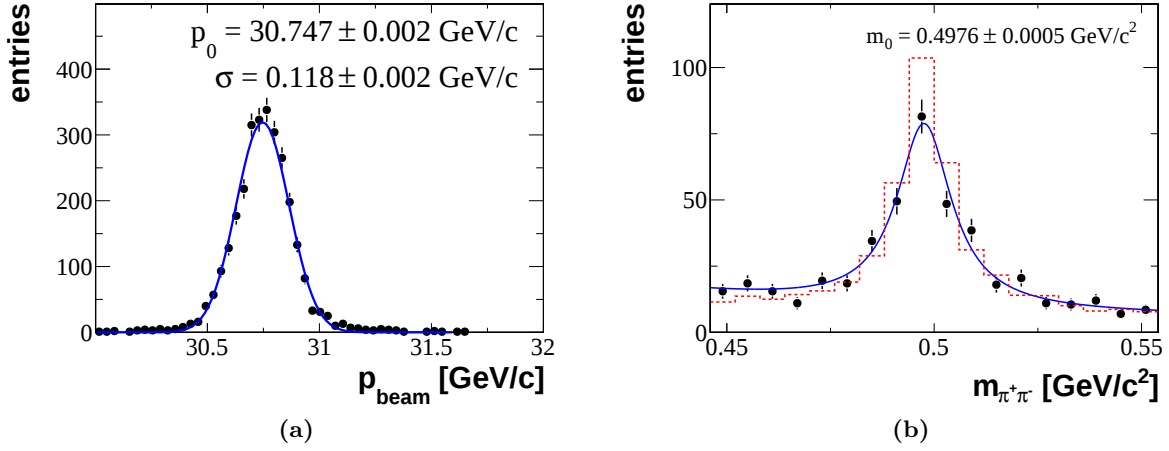


Figure 3.8: (a) : Distribution de l'impulsion du faisceau mesurée dans les TPCs. En bleu, l'ajustement aux données. Seules les erreurs statistiques sont présentées. (b) : Distribution et ajustement en bleu, de la masse invariante des K_S^0 reconstruits dans les données de 2007. La ligne rouge en pointillés représente les prédictions du Monte-Carlo, normalisé à la partie à droite du pic de la distribution. Extraits de [78].

La simulation du faisceau de protons est paramétrisée par les données mesurées dans le BPD3. La divergence et la position des protons étant corrélées dans chaque plan transverse, la cinématique du proton est issue d'un échantillonnage aléatoire dans deux histogrammes bi-dimensionnels position-divergence. Les corrélations entre les variables mesurées dans chacun des plans sont négligeables.

L'acceptance géométrique du détecteur pour chaque analyse, est mesurée par une simulation où tout les processus physiques (interactions, désintégrations) sont désactivés. Les traces sont générées de manière aléatoire, de façon à recouvrir uniformément l'espace de phase $p - \theta$ de l'analyse. Une fois les données simulées reconstruites, les cartes d'acceptance sont construites en comparant le nombre de traces générées au nombre de traces reconstruites. La zone d'intérêt de T2K se situe alors dans la zone d'acceptance maximale de NA61/SHINE.

Dans le chapitre suivant, les analyses préliminaires de production de hadrons dans les collisions $p + C$ à 31 GeV/c avec les données de 2009 sur cible mince, ainsi que les mesures publiées de 2007 sont présentées.

Chapitre 4

Mesures de section efficace d'interactions et production de hadrons chargés

Sommaire

4.1	Mesure de la section efficace d'interaction	62
4.1.1	Définitions	62
4.1.2	Sélections des événements	63
4.1.3	Incertitudes de la mesure	66
4.1.3.1	Sélections d'événements	66
4.1.3.2	Contamination par les protons hors-temps	66
4.1.3.3	Contamination du faisceau	66
4.1.3.4	Résultats	67
4.2	Mesure de la section efficace inélastique et de production	67
4.3	Mesures avec la cible mince de carbone	69
4.3.1	Spectre d'hadrons chargés : analyse combinée ToF-dE/dx	69
4.3.2	Analyses de contrôle	71
4.3.2.1	L'analyse dE/dx	71
4.3.2.2	L'analyse h^-	72
4.4	Conclusions	72

La connaissance du taux de production de hadrons dans les interactions proton-carbone à 31 GeV/c est cruciale pour pouvoir contraindre la prédiction du flux de neutrinos à T2K. La production de pions nous permettra une meilleure description des ν_μ à basse énergie, les kaons nous informe sur le spectre énergétique des neutrinos à haute énergie et enfin, la production de protons nous renseigne sur les ré-interactions qui ont lieu dans la cible longue de T2K. La connaissance des sections efficaces d'interaction inélastique et de production est également nécessaire pour contraindre les prédictions du générateur utilisé pour la simulation des interactions inélastiques dans la cible longue de T2K, mais également pour pouvoir améliorer les modèles phénoménologiques afférant aux interactions hadroniques.

4.1 Mesure de la section efficace d'interaction

La mesure des sections efficaces d'interaction et de production dans les interactions $p + C$ à 31 GeV/ c a été réalisée sur les lots de données 2007 [78, 81] et 2009 [82] à NA61/SHINE, séparément. La stratégie utilisée pour ces deux analyses est sensiblement la même, avec cependant une différence dans la logique du système de déclenchement.

En effet, pour des raisons historiques, en 2007 les informations relatives au nombre de particules faisceau traversant la cible, $N(T_1)$ et celles quant au nombre de protons ayant interagi, $N(T_2)$, étaient décorrélées. En 2009, le système de déclenchement ayant été amélioré, il est devenu alors possible de travailler événement par événement. Cependant, du fait d'une grande intensité du faisceau, la quantité d'événements T_1 enregistrée est réduite en ne gardant en mémoire que les informations d'un proton sur 100 (principe du *prescaled event*). Ce choix a pour conséquence de réduire fortement la statistique finale du lot de données 2009, à une taille comparable à celle de 2007, mais nous permet une sélection plus fine des événements, ainsi qu'une meilleure estimation des erreurs systématiques.

4.1.1 Définitions

Une fraction des événements enregistrée dans notre lot de données peut provenir d'une interaction ayant eu lieu dans le matériel extérieur à la cible (système de déclenchement en amont de la cible, supports). Afin de pouvoir quantifier cette proportion, une série de mesures a été effectuée sans cible. La probabilité d'interaction dans chacune de ces deux configurations est définie comme :

$$P_{T^{in,out}} = \frac{N(T_{1p}^{in,out} \& T_2^{in,out})}{N(T_{1p}^{in,out})} \quad (4.1)$$

où $N(T_{1p}^{in,out})$ est le nombre de protons du faisceau enregistré par le système de déclenchement pour la cible insérée et retirée, respectivement. $N(T_2^{in,out})$ représente le nombre de protons ayant interagi, selon la logique du système de déclenchement, pour le lot de données respectives où la cible est insérée et retirée. La probabilité d'interaction, en tenant compte des interactions en dehors de la cible, est calculée selon :

$$P_{int} = \frac{P_{T^{in}} - P_{T^{out}}}{1 - P_{T^{out}}} \quad (4.2)$$

La fraction d'événements enregistrés dans le lot de données avec la cible insérée où l'interaction a eu lieu en dehors de la cible est définie selon :

$$\epsilon = \frac{P_{T^{out}}}{P_{T^{in}}} \quad (4.3)$$

La section efficace de déclenchement se calcule alors selon :

$$\sigma_{trig} = \frac{A}{\rho L_{eff} N_a} P_{int} \quad (4.4)$$

où N_a est le nombre d'Avogadro, A la masse atomique du carbone, ρ la densité de la cible. La valeur de ces éléments sont résumés dans le tableau 3.2. L_{eff} est l'épaisseur effective de la cible,

définie comme :

$$L_{eff} = \lambda_{abs}[1 - e^{-L/\lambda_{abs}}] \quad (4.5)$$

$$\lambda_{abs} = \frac{A}{\rho N_a \sigma_{trig}} \quad (4.6)$$

où λ_{abs} est la longueur d'absorption. Pour l'analyse de 2007, la section efficace de déclenchement était calculée itérativement. Il est cependant possible d'obtenir une solution analytique :

$$\sigma_{trig} = -\frac{A}{L\rho N_a} \ln(1 - P_{int}) \quad (4.7)$$

La différence entre les deux approches est négligeable. En n'appliquant aucune sélection d'événements, on obtient les mesures suivantes :

$$\begin{aligned} P_{Tin} &= 6.86 \pm 0.03\% \\ P_{Tout} &= 1.44 \pm 0.02\% \\ \epsilon &= 21.0\% \\ P_{int} &= 5.50 \pm 0.04\% \\ \sigma_{int} &= 306.6 \pm 2.3 \text{ mbarn} \end{aligned}$$

Seules les erreurs statistiques sont présentées.

La proportion d'interactions ayant eu lieu en dehors de la cible est très importante. Afin d'abaisser cette valeur, et rejeter ainsi un maximum de bruit de fond, deux sélections d'événements sont élaborées.

4.1.2 Sélections des événements

La première coupure de sélection concerne la trajectoire des protons en amont de la cible, grâce aux *Beam Position Detectors*, BPD, décrits dans le chapitre 3. Il est demandé qu'il y ait un dépôt d'énergie dans chacune des BPDs et que la direction du faisceau soit mesurée selon les directions x et y dans les trois BPDs. Enfin, il est demandé que la trajectoire du proton soit ajustée en tenant compte des mesures selon x et y du BPD3, le dernier avant la cible.

Ainsi, la détermination de l'impulsion du faisceau est améliorée. Il en va de même pour la reconstruction, l'ajustement et la résolution du vertex d'interaction car l'extrapolation de la trajectoire du faisceau jusqu'à la cible est meilleure. La proportion d'interactions en dehors de la cible dans notre lot de données avec la cible insérée est réduite de près de moitié :

$$\epsilon = 12.4 \pm 0.4\%$$

Ces coupures rejettent près de 30% des événements.

La seconde sélection concerne le *pile-up*. À cet effet, on utilise le *Wave Form Analyzer*, WFA, qui enregistre l'information temporelle de toutes les particules du faisceau traversant la cible dans une fenêtre temporelle de $\pm 25 \mu\text{s}$ autour du proton déclenchant T_1 . Ce dernier s'appelle le proton en-temps, et est enregistré à -100 ns ou 0 ns. Les autres particules s'appellent protons hors-temps. La résolution temporelle du WFA est de 100 ns. Comme l'intensité du faisceau était bien moindre en 2007, cette coupure n'était pas appliquée.

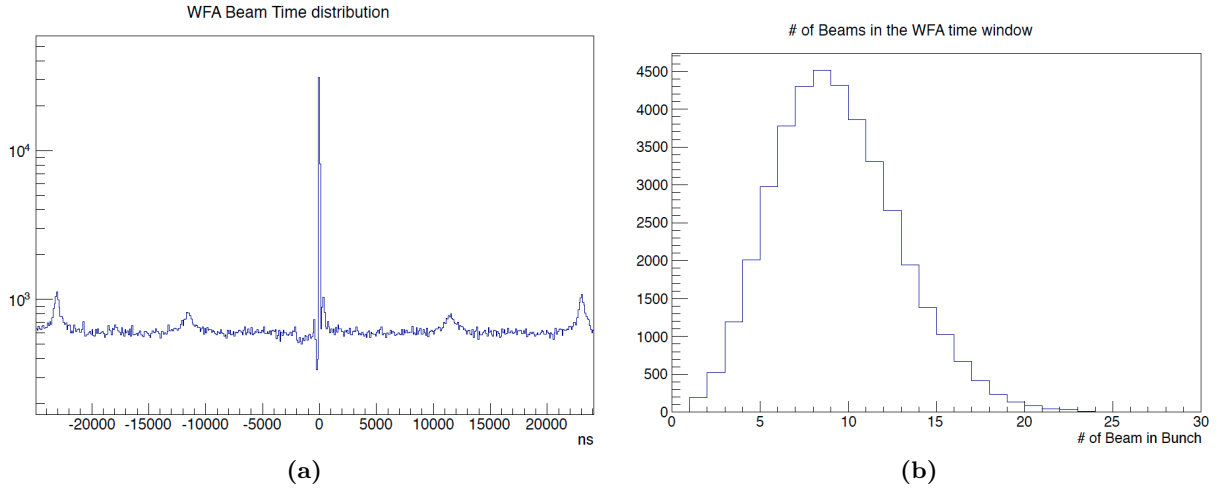


Figure 4.1: (a) : Distribution temporelle du WFA. (b) : Nombre de protons dans chaque *bunch* du faisceau

Comme la logique du système de déclenchement est très rapide, le temps mort est de moins de 10 ns, les protons hors-temps n'affectent pas la mesure de la section efficace de déclenchement. Cependant, les protons hors-temps peuvent distordre l'information venant des BPDs, comme schématisé dans la figure 4.4a. Afin de limiter cet effet, qui apparaît dans le cas où un proton hors-temps arrive en avance, il est demandé qu'aucun autre proton n'arrive dans la cible dans la fenêtre temporelle $-2 < t[\mu s] < 0$ avant le proton en-temps, figure 4.4b. Cette coupure rejette 22% des événements. Sur la figure 4.2 est présentée l'évolution, en fonction des coupures de sélections, de la position du faisceau mesurée dans BPD3. On observe que la position du faisceau est mieux définie après les coupures.

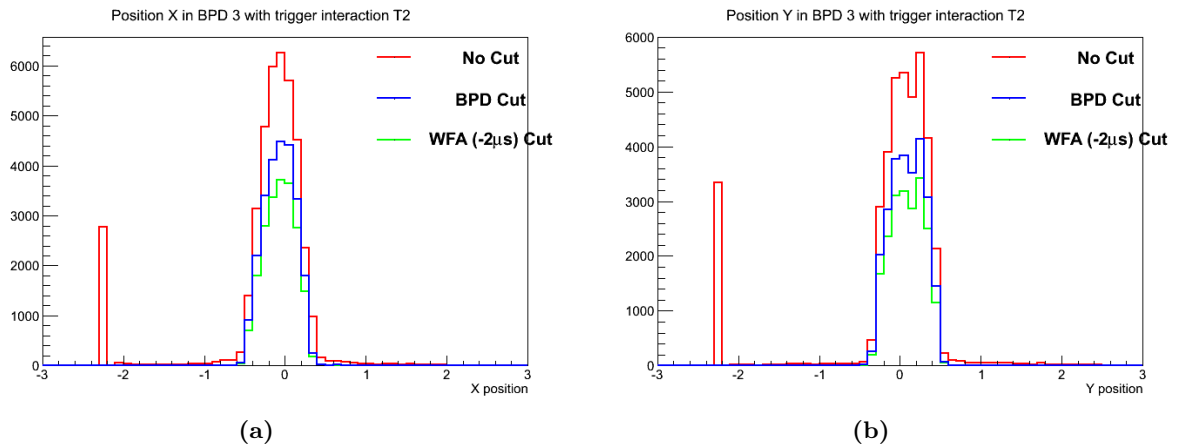


Figure 4.2: Evolution de la position du faisceau mesurée dans BPD3, au fur et à mesure des sélections d'événements. Extraits de [82].

Une fois ces sélections appliquées, nous obtenons les mesures suivantes :

$$\begin{aligned} P_{int} &= 5.48 \pm 0.05\% \\ \epsilon &= 12.3 \pm 0.4\% \\ \sigma_{trig} &= 305.7 \pm 2.7(\text{stat.}) \text{ mbarn} \end{aligned}$$

La probabilité d'interaction dans le lot de données avec et sans la cible est montré dans la figure 4.3.

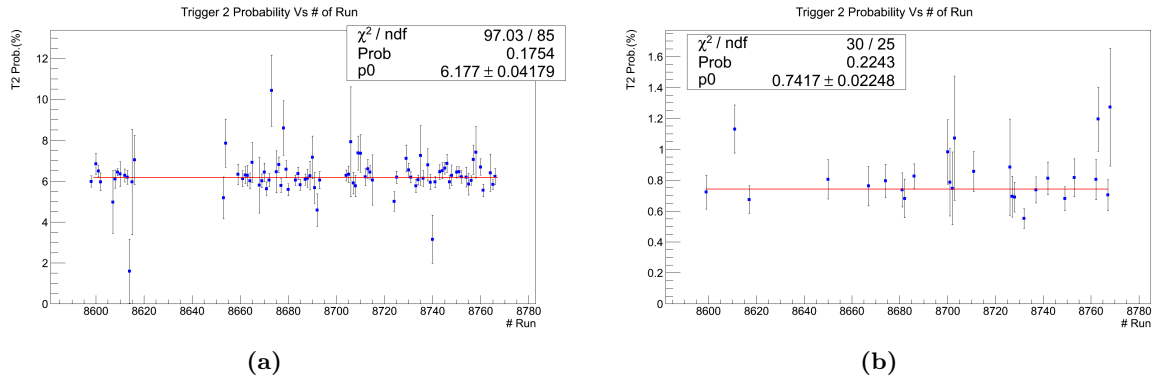


Figure 4.3: Probabilité d'interaction dans le lot de données avec (a) et sans (b) la cible pour chacun des *runs* enregistrés. Les points excentrés de l'ajustement linéaire (ligne rouge) correspondent aux *runs* avec très peu de statistique. Extraits de [82].

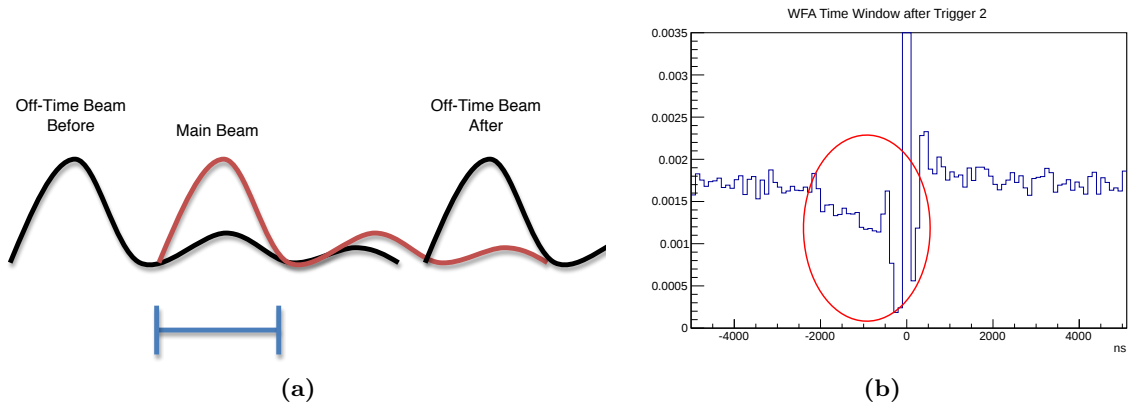


Figure 4.4: (a) : Représentation schématique de la distorsion de l'information provenant des BPDs par les protons hors-temps. La queue de distribution du proton en avance (à gauche) se superpose à l'amplitude du proton en-temps (milieu, rouge). (b) : Distribution, asymétrique, de la variable WFA après les sélections BPDs. La zone encerclée en rouge illustre l'effet de distorsion. Extraits de [82].

4.1.3 Incertitudes de la mesure

Trois sources d'erreurs systématiques sont identifiées dans cette analyse : la sélection des événements et la contamination du faisceau par les protons hors-temps et par d'autres particules.

4.1.3.1 Sélections d'événements

L'erreur systématique associée à cette source est estimée en prenant la différence entre la mesure de σ_{trig} avec et sans les coupures sur le WFA et les BPDs. Cette méthode permet de prendre en compte notre éventuelle méconnaissance du détecteur et du faisceau. Cette estimation est très conservatrice, et est la source dominante d'erreur systématique. L'erreur est alors de :

$$\Delta\sigma_{trig}^{sel} = 1.0 \text{ mbarn}$$

4.1.3.2 Contamination par les protons hors-temps

Si pendant les 10 ns de temps mort de la logique du système de déclenchement, un proton hors-temps traverse la cible, il ne pourra être pris en compte pour le calcul de σ_{trig} . Cette mesure peut alors être biaisée. Afin d'estimer la proportion de cette contamination, la distribution de l'intervalle de temps entre le proton en-temps et celui hors-temps le plus proche est ajustée par une exponentielle entre 200 et 15000 ns, figure 4.5a. La probabilité qu'un second proton traverse la cible durant le temps-mort de la logique du système de déclenchement est alors extrapolé de cet ajustement. L'effet sur la mesure de la section efficace d'interaction est de 0.3%, et donc considérée comme négligeable.

4.1.3.3 Contamination du faisceau

Enfin la composition du faisceau interagissant dans la cible est la dernière source d'incertitude que nous avons estimée. A 31 GeV/c, la composition du faisceau est la suivante : 83% de pions, 15% de protons et 2% de kaons. Malgré les sélections par les compteurs Cherenkov, une petite fraction de pions et de kaons peut perdurer dans notre sélection de protons, pouvant

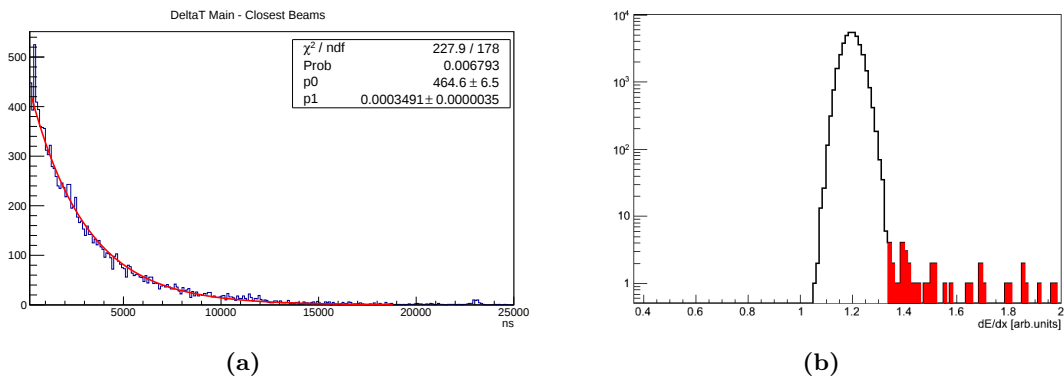


Figure 4.5: (a) : Différence absolue entre le temps WFA enregistré pour le proton en-temps et celui hors-temps le plus proche. La distribution est ajustée avec une exponentielle (ligne rouge). (b) : Distribution de la perte d'énergie des particules du faisceau dans un *run* sans cible après les coupures décrites dans 4.1.3.3. Extraits de [82].

ainsi biaiser notre mesure. Afin de quantifier cette contamination, plusieurs *runs* de données ont été pris sans cible avec le champ magnétique maximal (9 Tm). Ainsi, les particules du faisceau sont suffisamment déviées pour pouvoir entrer dans les TPCs VTPC2 et MTPCs, et ainsi être identifiées par leur perte d'énergie par ionisation. Les sélections d'événements décrites précédemment sont appliquées, ainsi qu'une sélection de traces. En effet, il est demandé qu'il n'y ait aucun dépôt d'énergie dans VTPC1. Les particules hors temps ne subissant pas la sélection des compteurs Cherenkov, les traces hors-temps sont rejetées par une coupure sur la position en y du dernier dépôt d'énergie dans la MTPC. Sur la figure 4.5b, est présenté la distribution en dE/dx dans un de ces *run*, une fois ces coupures appliquées. Le pic autour de 1.2 m.i.p. correspond aux protons. La contamination des autres types de particules (surlignée en rouge sur la figure) ne représente que 0.2%. La contamination du faisceau est donc négligeable.

4.1.3.4 Résultats

La mesure finale de la section efficace de déclenchement est alors :

$$\sigma_{trig}^{2009} = 305.7 \pm 2.7(\text{stat.}) \pm 1.0(\text{syst.}) \text{ mbarn}$$

Cette mesure est en accord avec celle des données de 2007 :

$$\sigma_{trig}^{2007} = 298.1 \pm 1.9(\text{stat.}) \pm 7.3(\text{syst.}) \text{ mbarn}$$

Les deux mesures sont compatibles entre elles. L'erreur statistique est semblable, à cause de la réduction du nombre de protons enregistrés, mais l'erreur systématique est fortement réduite.

4.2 Mesure de la section efficace inélastique et de production

La mesure de σ_{trig} ne correspond pas à la section efficace d'interaction inélastique. En effet, notre mesure est biaisée à cause de la taille et de la position du compteur S_4 . Afin d'obtenir la section efficace d'interaction inélastique, il nous faut estimer ce biais :

- Des événements où S_4 est déclenché par une des filles produites lors de l'interaction du proton dans la cible, terme σ_{loss} .
- Des événements où il n'y a pas eu d'interactions inélastique dans la cible, mais S_4 n'est pas déclenché car le proton est trop divergent (principalement dû aux interactions élastiques dans la cible), terme σ_{el-out} .

Le calcul de ces corrections, par une simulation basée sur GEANT4, est détaillé dans le chapitre 6. La section efficace inélastique est mesurée ainsi :

$$\sigma_{inel} = \sigma_{trig} + \sigma_{loss} - \sigma_{el-out} \quad (4.8)$$

Dans les expériences NA61/SHINE et T2K, nous appelons interaction de production toute collision ne produisant que de nouvelles particules, différent des interactions inélastique où au moins une nouvelle particule est produite. Ainsi, la contribution des interactions quasi-élastique, où le proton interagit avec un des nucléons du noyau de carbone, est soustrait de notre mesure de la section efficace inélastique afin d'obtenir la section efficace de production :

$$\sigma_{prod} = \sigma_{inel} - \sigma_{QE} \quad (4.9)$$

Ces contributions sont estimées à :

$$\begin{aligned}\sigma_{loss} &= 3.09 \pm 0.07(\text{stat.}) \pm 0.26(\text{syst.}) \text{ mbarn} \\ \sigma_{el-out} &= 47.45 \pm 0.42(\text{stat.}) \pm 2.14(\text{syst.}) \text{ mbarn} \\ \sigma_{QE} &= 27.8 \pm 0.22(\text{stat.}) \text{ mbarn}\end{aligned}$$

où les erreurs systématiques sont estimées en faisant varier la taille et la position du compteur S_4 . L'incertitude liée aux modèles d'interactions utilisés dans la simulation est estimée à :

$$\begin{aligned}\Delta\sigma_{loss} &= 0.19 \text{ mbarn} \\ \Delta\sigma_{el-out} &= 0.25 \text{ mbarn} \\ \Delta\sigma_{QE} &= 3.6 \text{ mbarn}\end{aligned}$$

En utilisant les équations 4.8 et 4.9, nous obtenons :

$$\sigma_{inel}^{2009} = 261.3 \pm 2.8(\text{stat.}) \pm 2.2(\text{modèle}) \pm 1.0(\text{détecteur}) \text{ mbarn} \quad (4.10)$$

$$\sigma_{prod}^{2009} = 233.5 \pm 2.8(\text{stat.}) \pm 4.2(\text{modèle}) \pm 1.0(\text{détecteur}) \text{ mbarn} \quad (4.11)$$

Ces mesures sont en accord avec celles de 2007 :

$$\sigma_{inel}^{2007} = 257.2 \pm 1.9(\text{stat.}) \pm 8.9(\text{syst.}) \text{ mbarn} \quad (4.12)$$

$$\sigma_{prod}^{2007} = 229.3 \pm 1.9(\text{stat.}) \pm 9.0(\text{syst.}) \text{ mbarn} \quad (4.13)$$

Sur la figure 4.6 est présentée une comparaison de ces mesures avec les résultats des expériences $p+C$ à des énergies de faisceau allant de 20 à 60 GeV par Bellettini *et al.* [83], Carroll *et al.* [84] et Denisov *et al.* [85]. Afin de comparer nos résultats de la mesure de σ_{inel} et σ_{prod} , il nous a fallu estimer la contribution des interactions quasi-élastique, selon une approche phénoménologique décrite dans 6.4.2. Pour les données de Denisov, il n'est pas clair que la mesure de section efficace effectuée correspond à ce que nous appelons "inélastique" ou "production". Les deux résultats, avec et sans la soustraction de la section efficace quasi-élastique, sont présentés dans les deux figures. Notre mesure est en accord avec les expériences précédentes.

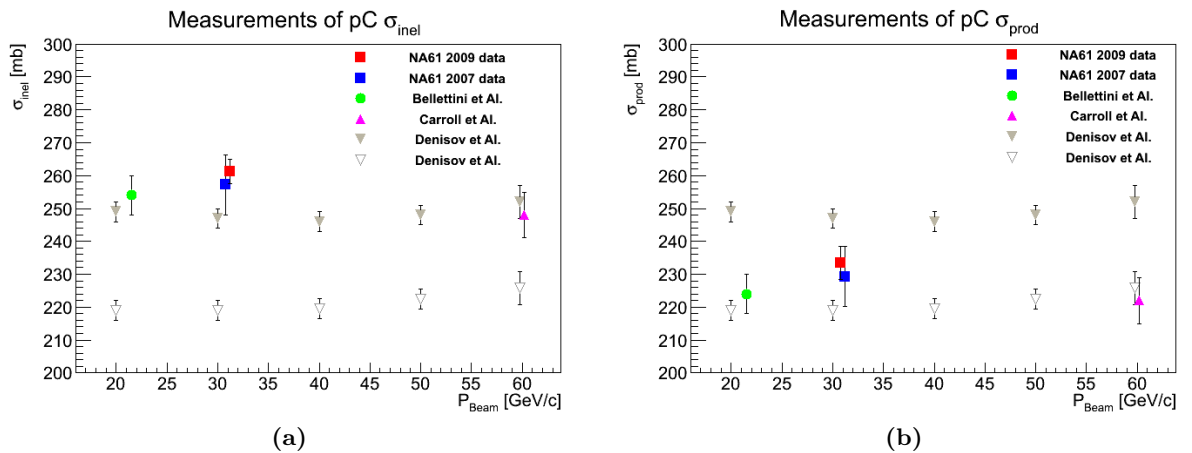


Figure 4.6: Comparaison de la mesure de section efficace inélastique (a) et de production (b) avec des mesures précédentes, en fonction de l'impulsion du faisceau.

4.3 Mesures avec la cible mince de carbone

La mesure des spectres de hadrons chargés dans le lot de données prises avec la cible mince en 2007 [78, 79] et 2009 [86, 87] est faite grâce à trois analyses. L'analyse principale utilise les informations du temps de vol et de la perte d'énergie de chaque traces afin de les identifier. Les deux autres analyses servent de contrôle et d'extension de l'analyse principale.

4.3.1 Spectre d'hadrons chargés : analyse combinée ToF-dE/dx

La perte d'énergie par ionisation, dE/dx , peut être utilisée pour identifier l'identité des traces chargées. Cependant, dans l'intervalle d'impulsion allant de 1 à 4 GeV/c, les pertes d'énergie des protons, pions et kaons se superposent, voir la figure 4.7a. Il devient alors impossible de séparer efficacement ces espèces. Pour cela, nous utilisons le temps de vol des particules comme information complémentaire, mesuré grâce aux ToFs. Le temps de vol d'une particule, t_{vol} , est directement lié à sa masse :

$$m^2 = p^2 \left(\frac{c^2 t_{vol}^2}{l^2} - 1 \right) \quad (4.14)$$

où l est la longueur de la trace, et p son impulsion. Cette variable a un fort pouvoir discriminant jusqu'à 8 GeV/c pour les pions et les protons, 3 GeV/c pour les kaons, voir la figure 4.7b. La résolution du détecteur de temps de vol est de 110 ps. En combinant ces deux informations, il est alors possible d'identifier le spectre de hadrons chargés sur quasiment toute la gamme d'énergie, comme illustré dans la figure 4.8. En effet, la région à très basse impulsion, $0 < p$ [GeV/c] < 0.4 , est exclue de cette analyse, car les traces n'ont pas l'énergie suffisante pour atteindre les détecteurs de temps de vol.

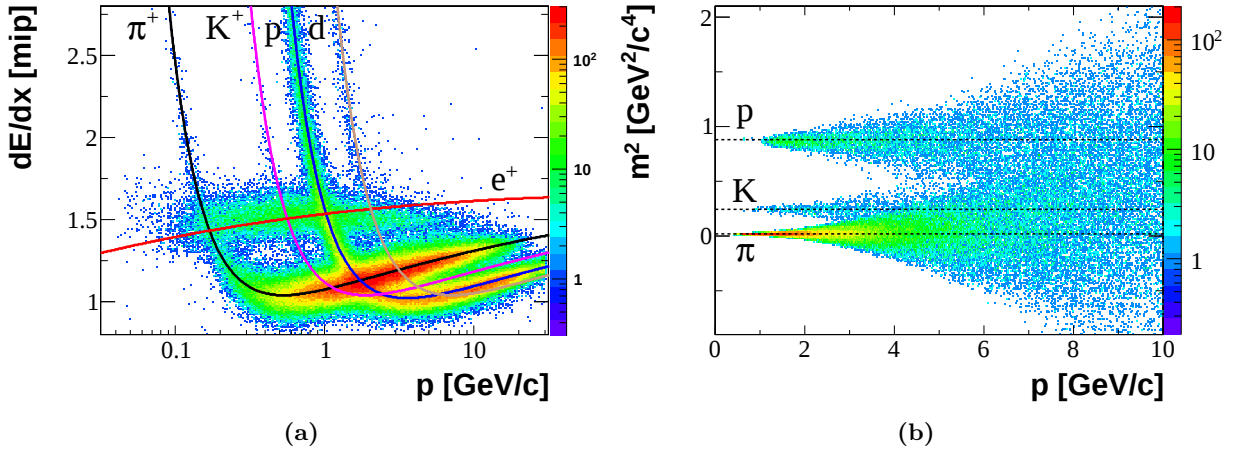


Figure 4.7: Distribution de la perte d'énergie dE/dx (a) et de la masse carré mesuré via le temps de vol (b) des traces chargées positivement en fonction de leur impulsion. Sont superposées les paramétrisations de la perte d'énergie par ionisation et la valeur attendue de la masse carré pour chaque particules. Extraits de [78].

Une sélection d'événements est effectuée sur les lots de données avec et sans la cible. On impose la même coupure dans les BPDs que lors de la mesure de σ_{trig} , c.f. 4.1.2, et on demande que le système de déclenchement signe une interaction inélastique (T_2). Comme nous demandons que les traces atteignent les ToFs, il n'est pas nécessaire de faire une sélection sur le WFA. En

effet, le vol des traces est mesurée à partir de l'instant où le proton en-temps déclenche le premier élément du système de déclenchement S_1 . Si un proton hors-temps interagit également dans la cible, ce qui à priori reste peu probable, les informations temporelles des traces produites seront erronées - car en référence au proton en-temps - et donc ne seront pas comptabilisées dans l'analyse. Cette hypothèse a été testée en imposant diverses coupures sur le WFA, et aucune différence notable entre les résultats n'ont été observées.

Les traces sont ensuite sélectionnées par une série de coupures. Celles-ci visent notamment à ne conserver que les traces bien reconstruites issues de l'interaction du proton avec le carbone, et donc minimiser la contamination due aux V^0 , signature topologique de la désintégration en deux traces chargées d'une particule neutre étrange, et des particules issues d'interactions secondaires. Il est donc demandé aux traces d'être rattachées au vertex d'interaction primaire, d'avoir un minimum de 15 clusters dans les TPCs baignées dans le champ magnétique (VT1, VT2 et GTPC), et d'avoir un paramètre d'impact des traces par rapport au vertex primaire inférieur à 4 cm dans les deux directions transverses. Afin de maximiser notre efficacité de reconstruction, une coupure sur l'angle azimutal φ des traces est effectuée. Pour l'analyse de 2009, cette coupure dépend de l'angle d'émission polaire par rapport à l'axe du faisceau, θ . Par exemple, pour une trace émise avec un angle polaire compris dans l'intervalle $0 < \theta \text{ [mrad]} < 20$, il est demandé que l'angle azimutal soit dans l'intervalle $-60 < \varphi [^\circ] < 60$. Enfin, les mésons chargés que nous voulons observer, ne sont pas stables. S'ils se désintègrent, cet effet est particulièrement important pour les kaons, la mesure du temps de vol de la trace peut devenir significativement biaisée : l'angle d'ouverture entre le kaon et le muon résultant de la désintégration en deux corps est de $\sim 10^\circ$ aux énergies qui nous intéressent. Afin de réduire au maximum cet effet, il est demandé aux traces d'avoir un dépôt d'énergie dans le dernier plan des MTPCs, à la position $z_{last} = 600$ cm. Les traces sélectionnées sont échantillonnées dans l'espace de phase $p - \theta$. L'échantillonnage est choisi afin d'avoir une statistique suffisante et relativement uniforme dans chacun de ces intervalles. De plus, il correspond à l'espace de phase pertinent pour T2K et est plus finement segmenté que celui utilisé pour l'analyse des données de 2007.

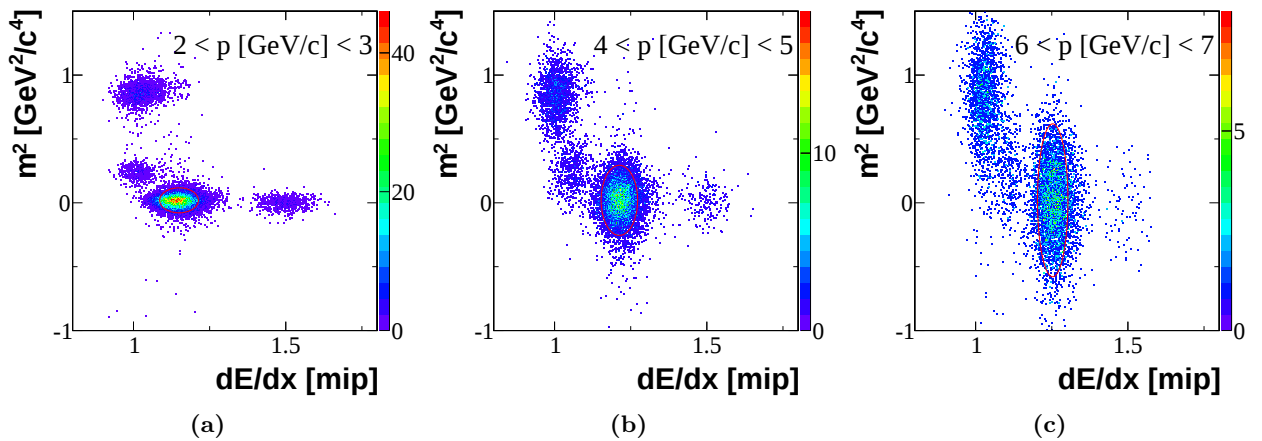


Figure 4.8: Combinaison bi-dimensionnelle des informations dE/dx et m^2 pour les traces chargées positivement selon les intervalles d'impulsion indiquées sur les figures. En rouge sont représentés les contours à 2σ autour des positions ajustées du pic de pions. Les distributions (a) et (b) correspondent aux régions où les courbes en dE/dx se superposent. La distribution à grande impulsion (c) subit l'effet de la dégradation de la résolution des ToFs. Extraits de [78].

Dans chacun de ces intervalles $p - \theta$, un ajustement en deux dimensions des distributions m^2 et dE/dx est effectué. Chacune de ces distributions est ajustée à l'aide d'une gaussienne. Le nombre de $\pi^\pm$, $K^\pm$, protons et anti-protons sont alors extraits simultanément. La même procédure est appliquée au Monte-Carlo, basé sur Fluka, afin de corriger nos spectres des hadrons provenant d'une désintégration ou d'une ré-interaction, de l'efficacité et de la résolution de la reconstruction des traces, et des désintégrations en vol des hadrons.

Les spectres sont normalisés afin d'obtenir la section efficace différentielle $\frac{d^2\sigma}{dpd\theta}$ et la multiplicité différentielle $\frac{1}{\sigma_{prod}} \frac{d^2\sigma}{dpd\theta}$. La contribution des interactions en dehors de la cible est soustraite en appliquant la même analyse aux événements pris avec la cible retirée. Le détail de la procédure de normalisation et de correction des spectres est discuté dans le chapitre 5.

Les sources d'incertitudes systématiques sont les suivantes : la sélection des traces et les diverses causes de distorsions des spectres. L'erreur dominante est due à la contamination des traces provenant d'une désintégration de type V^0 : $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, appelée *feed-down*. Cette source est dominante car jusqu'à récemment, il n'existait pas de mesures de production de ces particules au sein de NA61/SHINE. Cette source va prochainement être fortement réduite car cette mesure est à présent réalisée - voir le chapitre suivant. En attendant, l'incertitude liée à la production de V^0 est estimée en utilisant la prédiction d'autres générateurs (VENUS et EPOS) pour l'estimation de cette source de contamination.

Pour le spectre des pions, l'erreur systématique est dominante à basse impulsion, à hauteur de $\sim 10\%$. L'erreur statistique de $\sim 15\%$ reste dominante pour le spectre des kaons. Enfin, pour les protons, les erreurs statistiques et systématiques sont équivalentes, à $\sim 8\%$.

Une description détaillée de cette procédure d'analyse, appliquée aux données 2007, est disponible dans [88].

4.3.2 Analyses de contrôle

Il existe deux autres stratégies d'analyse au sein de NA61/SHINE. La première consiste à mesurer les pions chargés négativement, et sert d'une part à contrôler l'analyse principale, d'autre part à obtenir une mesure avec une plus grande acceptance et plus grande statistique. La deuxième analyse se base sur l'information des pertes d'énergies par ionisation uniquement. Elle permet ainsi de compléter notre mesure à basse impulsion et à grand angle, et est vérifiée par les résultats de l'analyse principale, l'analyse combinée ToF- dE/dx décrite précédemment, jusqu'à 1 GeV.

4.3.2.1 L'analyse dE/dx

Afin de pouvoir identifier les traces grâce à leurs pertes d'énergie, il convient d'avoir une paramétrisation des fonctions de Bethe Bloch basée sur nos données. Des échantillons des espèces $e^\pm$, $\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$ et d sont sélectionnés dans une gamme du $\beta\gamma$ allant de 0.2 à 100 où leur identification est aisée. Ces distributions sont alors individuellement ajustées par la paramétrisation de Sternheimer et Peierls [89]. Cette fonction est alors utilisée pour estimer la perte d'énergie pour toutes les traces à toutes les impulsions et comparée à la perte d'énergie mesurée pour vérification. La sélection des événements, des traces et les intervalles angulaires sont les mêmes que pour l'analyse principale. Dans chacun des intervalles $p - \theta$ de l'analyse, le taux de production de chaque espèce est modélisé par une gaussienne, et extrait par la méthode du maximum de vraisemblance. Les spectres bruts sont ensuite corrigés grâce à une simulation Monte-Carlo, de la même manière que pour l'analyse principale.

Pour l'analyse de 2007, un léger décalage était observé entre la position du pic de la distribution dE/dx paramétrisée et celle mesurée. Cet effet a été inclus dans les erreurs systématiques, en plus de celles de analyse principale.

Cette analyse pour les données 2009 n'a pas encore abouti à l'heure de l'écriture de cette thèse. Néanmoins, les détails de cette procédure, appliquée aux données 2007, sont disponibles dans [90].

4.3.2.2 L'analyse h^-

En remarquant que plus de 90% des hadrons chargés négativement produits dans les interactions $p + C$ à 31 GeV/c sont des pions, il est alors possible de réaliser une mesure des π^- en maximisant l'acceptance de l'analyse. Cela n'est pas le cas des hadrons chargés positivement, car la fraction de protons et kaons produits est bien plus importante. La sélection d'événements, de traces et l'échantillonnage des traces dans l'espace de phase $p - \theta$ sont les mêmes que pour l'analyse principale. Les facteurs de corrections appliqués aux spectres bruts tiennent également compte de la contamination par les électrons, K^- et anti-protons. A bas angle d'émission, la principale source de corrections est due aux désintégrations de V^0 près du vertex d'interaction et à la conversion de photons produit par la désintégration de π^0 .

Pour les données de 2007, en plus des sources d'incertitudes en commun avec l'analyse principale, une erreur systématique de 20% a été rajoutée pour cette analyse. Celle-ci est due à l'estimation de la contamination du lot de traces par les électrons, qui n'est estimée que par une simulation Monte-Carlo.

Cette analyse pour les données 2009 n'a pas encore abouti à l'heure de l'écriture de cette thèse. Plus de détails sur cette procédure d'analyse, appliquée aux données 2007, sont disponibles dans [91].

Dans le papier [78] sont comparées ces trois méthodes d'analyses à la mesure de pions chargés. Le résultat final est choisi en prenant les valeurs avec la plus petite erreur entre ces trois analyses. Les analyses développées avec les données de 2009 seront prochainement publiées [87].

Sur la figure 4.9 sont comparées les mesures de production de π^+ entre le lot de données 2007 et 2009. Grâce à une plus grande statistique, et l'inclusion des informations provenant de la GTPC, les données de 2009 sont échantillonnées plus finement à petit angle que pour les analyses de 2007. Enfin, grâce à la l'extension du détecteur de temps de vol, il est maintenant possible de mesurer les queues de distributions en impulsion à grand angle. Sur ces figures sont également comparées les prédictions de FLUKA2011.2_17. Sur la figure 4.10, sont comparées les mêmes distributions pour les π^- .

4.4 Conclusions

La mesure des sections efficaces de déclenchement, inélastique et de production ont été réalisées au sein des données 2009 dans les collisions protons-carbone à 31 GeV/c sur cible mince. Ces mesures sont compatibles avec les mesures effectuées sur le lot de données 2007. Grâce à l'amélioration du système de déclenchement les informations du faisceau recueillies sont de meilleures qualités, et permettent une forte réduction de l'erreur systématique. Cependant, l'intensité accrue du faisceau en 2009 nous a contraint à n'enregistrer qu'un centième des protons du faisceau arrivant sur la cible. Les erreurs statistiques sont alors équivalentes à nos mesures précédentes.

L'analyse combinée ToF-dE/dx du taux de production de hadrons chargés dans les données

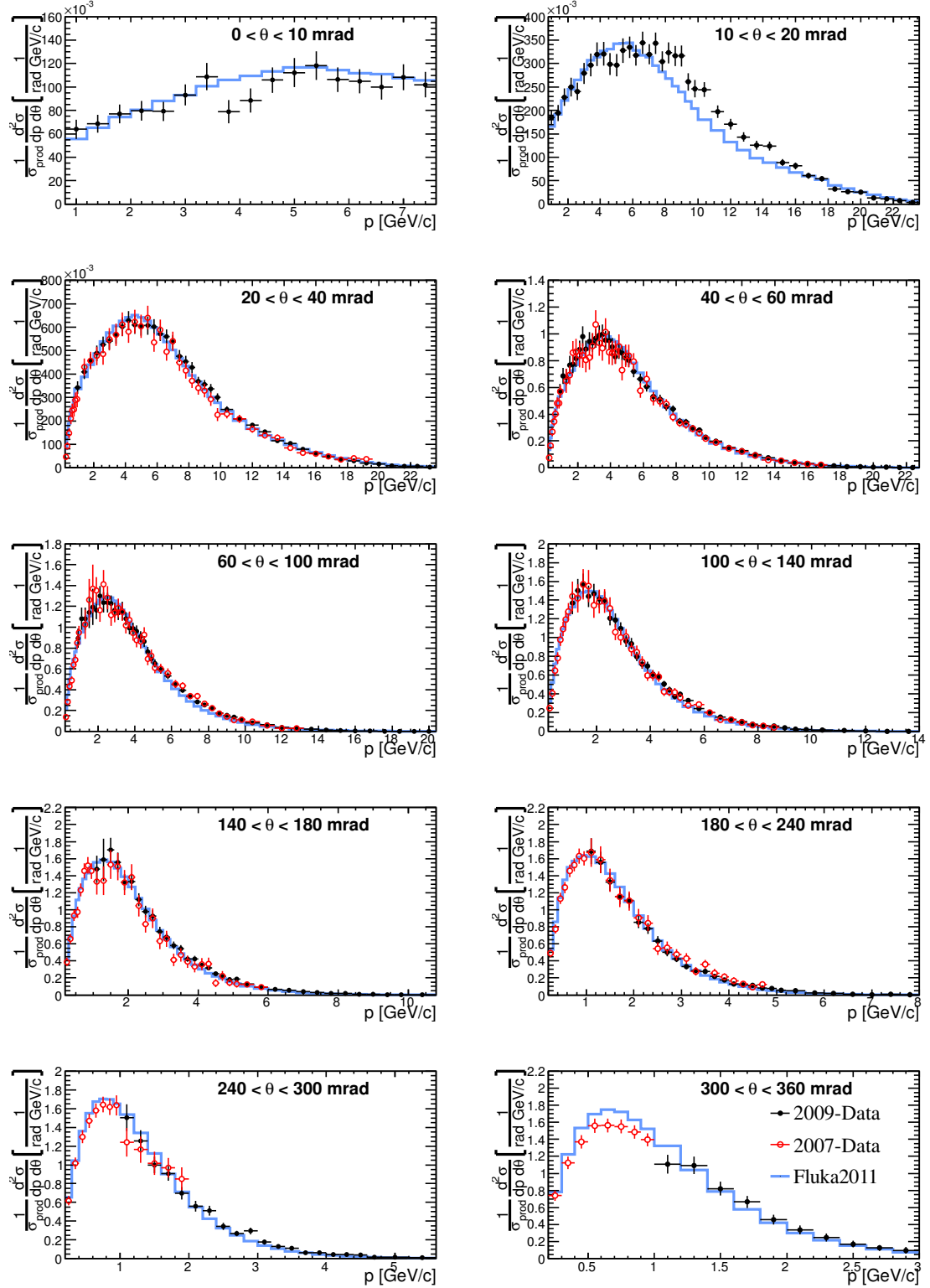


Figure 4.9: Distribution en impulsion de la multiplicité différentielle de production de π^+ , en intervalle de l'angle polaire θ mesuré dans les interactions $p+C$ à 31 GeV/c à NA61/SHINE. En noir, les résultats préliminaires du lot de données 2009, avec l'analyse combinée, en rouge les résultats de 2007 [78]. En bleu, les prédictions de FLUKA2011_2.17.

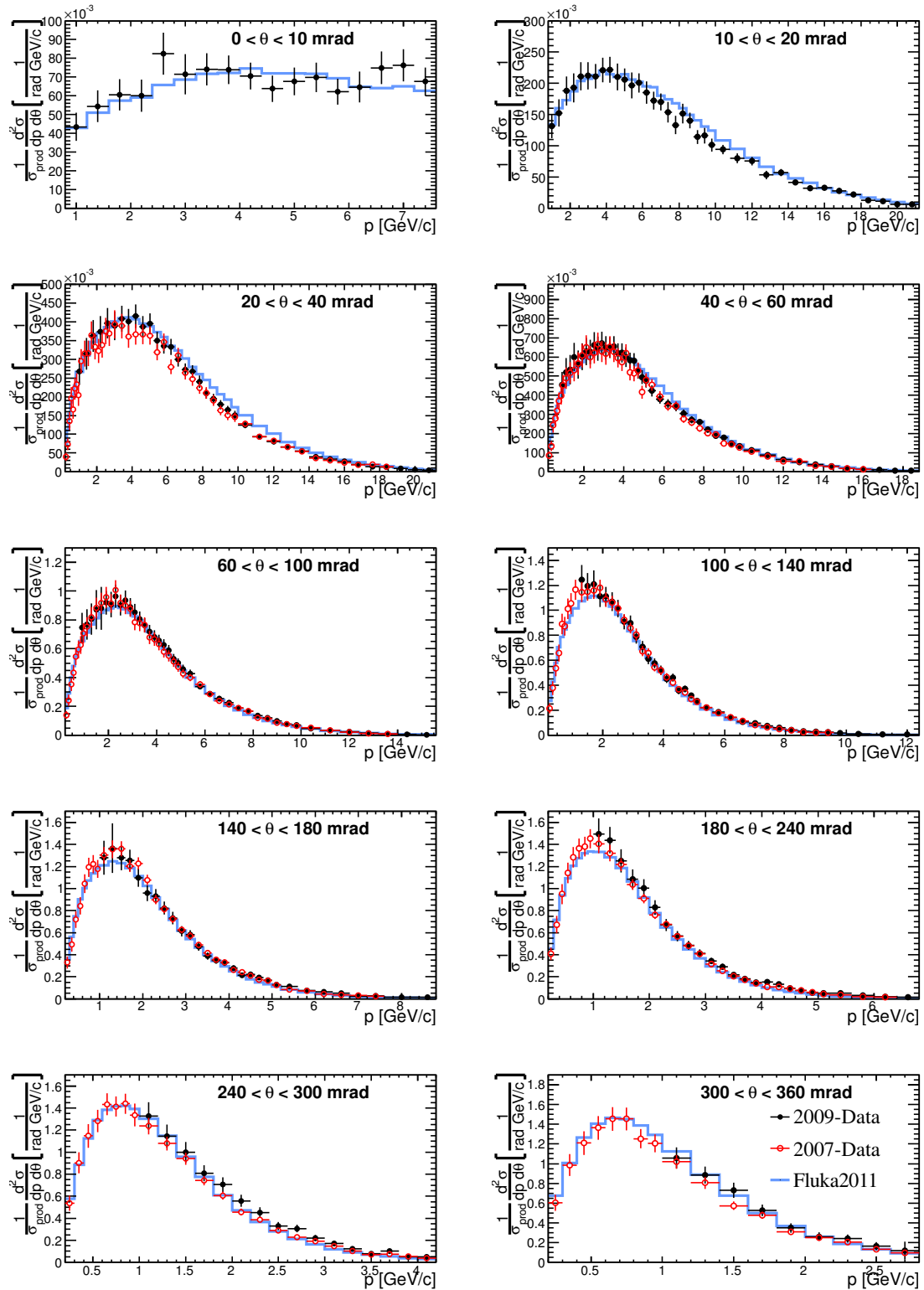


Figure 4.10: Distribution en impulsion de la multiplicité différentielle de production de π^- , en intervalle de l'angle polaire θ mesuré dans les interactions $p+C$ à 31 GeV/c à NA61/SHINE. En noir, les résultats préliminaires du lot de données 2009, avec l'analyse combinée, en rouge les résultats de 2007 [78]. En bleu, les prédictions de FLUKA2011_2.17.

de 2009 a également été réalisée et comparée aux mesures précédentes de 2007. Avec une plus grande statistique, il nous est possible d'extraire simultanément les spectres des $\pi^\pm$, $K^\pm$, p et $\bar{p}$. L'amélioration du détecteurs entre les deux prises de données nous permet une mesure plus segmentés en intervalles d'angle polaire, et une meilleure couverture en impulsion. La source principale d'incertitude aux mesures de production de pions et protons résulte de la production, et la désintégration, de particules neutres étranges, les V^0 , qui ne peuvent être mesurés selon les méthodes d'analyses décrites dans ce chapitre, voir la figure 4.11. La connaissance du taux de production de K_S^0 et Λ améliorera la précision des spectres de hadrons chargés.

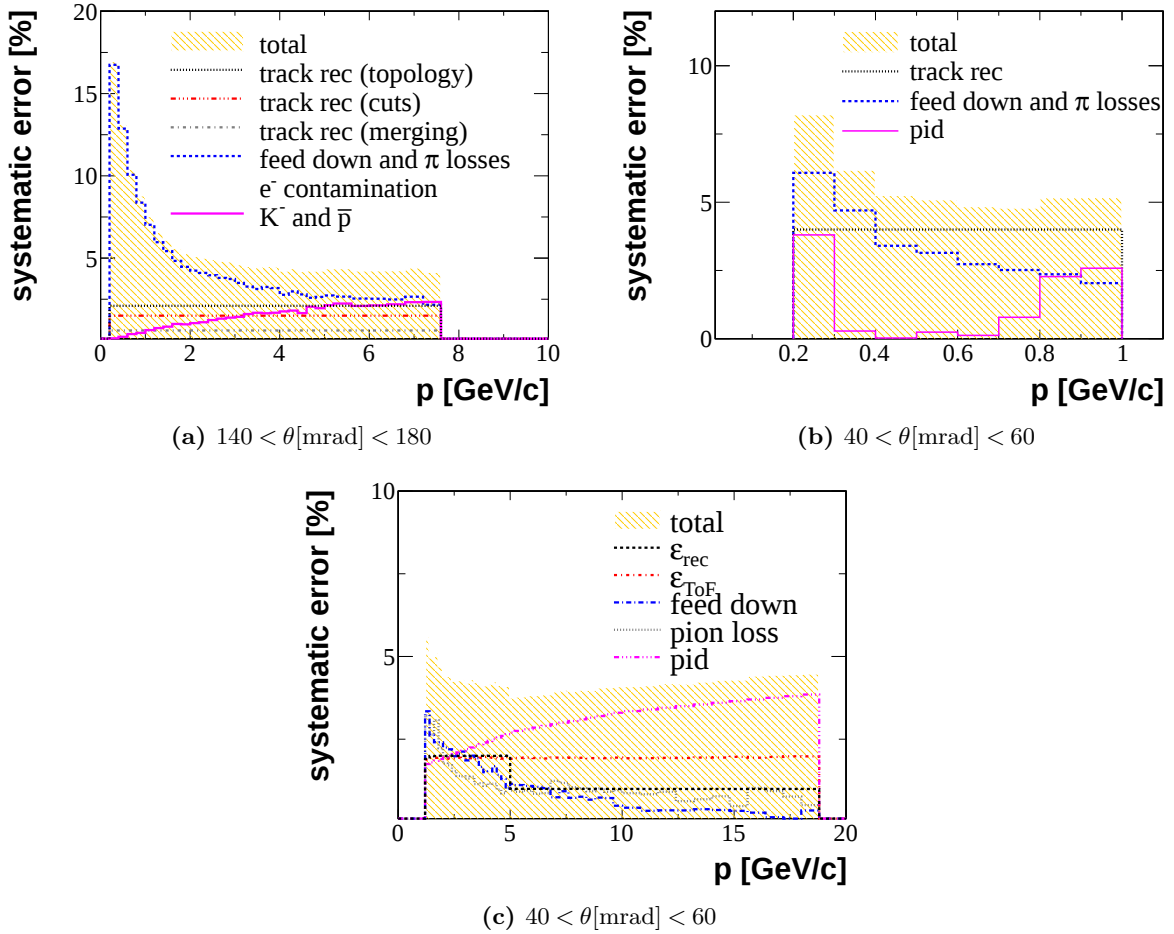


Figure 4.11: Dépendance en impulsion des erreurs systématiques pour l'analyse h^- (a), dE/dx (b) et l'analyse combinée $ToF - dE/dx$ (c). En bleu, la contribution des V^0 , le *feed-down*. Extraits de [78].

Chapitre 5

Mesure de production de particules neutres étranges

Sommaire

5.1	Principe de la mesure	78
5.2	Variables d'intérêts et coupures	79
5.2.1	Sélections d'événements	79
5.2.2	Sélections de traces	80
5.2.2.1	Sélection cinématique des K_S^0	81
5.3	Contrôles et Comparaisons	83
5.3.1	Les sources de bruit de fond	83
5.3.2	La représentation dans le plan Podolanski-Armenteros	86
5.3.3	Comparaisons avec la simulation, qualité des données	88
5.4	Échantillonnage et ajustement des spectres	90
5.5	Corrections des spectres	93
5.6	Soustraction des interactions en dehors de la cible	96
5.7	Normalisation	98
5.7.1	Propagation des erreurs statistiques	99
5.8	Systématiques	99
5.8.1	Calcul des facteurs de correction	99
5.8.2	Ajustement des spectres de masse invariante	101
5.8.3	Procédure de normalisation	101
5.8.4	Algorithmes de reconstruction	107
5.8.5	Coupures	107
5.8.5.1	Coupures de qualité	107
5.8.5.2	Coupures cinématiques	110
5.9	Résultats et confrontations	113
5.9.1	Résultats	113
5.9.2	Comparaisons avec la mesure des kaons chargés	113
5.9.3	Comparaisons avec l'analyse de 2007	117
5.9.4	Comparaisons avec des modèles de production hadronique	117
5.10	Conclusions	117

Dans ce chapitre, la mesure de la production de particules neutres et étranges, les V^0 , dans les interactions proton-carbone à 31 GeV/c est présentée. Nous nous intéresserons plus particulièrement à la production de K_S^0 . La connaissance du taux de production de ces deux particules est importante pour deux raisons. D'une part, elle sert à améliorer les incertitudes systématiques sur la mesure de production des pions chargés et des protons, contribution appelée le *feed-down* et décrite dans 4.3.

D'autre part, la mesure des K_S^0 permettra, dans l'hypothèse où les K_S^0 et les K_L^0 sont produits dans des conditions cinématiques identiques, une meilleure prédiction des flux de neutrinos. En effet, dans les modes semi-leptoniques les kaons longs se désintègrent dans les canaux [28] :

$$\begin{aligned} K_L^0 &\rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e & \Gamma &= (40.55 \pm 0.12) \% \\ &\rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu & \Gamma &= (27.04 \pm 0.07) \% \end{aligned} \quad (5.1)$$

Sur la ligne de faisceau d'une expérience de neutrinos, les K_L^0 non focalisés par les cornes magnétiques contamineront donc le faisceau de neutrinos, principalement dans la voie électronique. Dans un premier temps, la stratégie de la mesure des particules neutres étranges sera présentée. Les détails de l'analyse, en particulier les variables d'intérêts ainsi que les coupures utilisées seront expliquées. Enfin, la procédure de correction des spectres sera détaillée puis les résultats obtenus seront confrontés à d'autres mesures, notamment à la mesure effectuée sur un autre lot de données de NA61 ainsi qu'au mélange des spectres des kaons chargés.

5.1 Principe de la mesure

Le lot de données utilisé est de ~ 4.5 millions d'interactions inélastiques prises en août 2009 dans l'expérience NA61/SHINE avec une cible de carbone de 2 cm d'épaisseur et de densité $\rho = 1.835 \text{ g.cm}^{-1}$. De plus, $\sim 580\,000$ interactions ont été enregistré sans cible, afin de réduire les erreurs systématiques liées aux interactions hors cible - avec l'air ou le système de déclenchement en amont de la cible.

Les V^0 produits lors des collisions inélastiques ont différents modes de désintégrations, dont certains canaux seront inaccessibles à la mesure dans un détecteur comme NA61/SHINE. Nous allons donc nous intéresser à un mode en particulier pour chacune des deux espèces :

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad \Gamma = (69.20 \pm 0.05) \% \quad (5.2)$$

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- \quad \Gamma = (63.9 \pm 0.5) \% \quad (5.3)$$

où la désintégration de la particule neutre étrange produit deux traces chargées de signes opposés. En profitant du fait que les trois premières TPCs de NA61/SHINE, *VTPC-1*, *VTPC-2* et *GTPC*, sont plongées dans un champ magnétique vertical, l'identification de la charge électrique d'une trace est donc possible. Dans la section 4.3, nous avons vu que l'analyse des spectres des particules chargées utilisait une analyse combinée $m^2 - dE/dx$ où les informations sur le temps de vol et la perte d'énergie par ionisation dans les TPCs étaient utilisées pour différencier les pions des kaons et des protons. Nous n'utiliseront pas cette approche dans l'analyse des V^0 .

D'une part, requérir que les deux traces chargées traversent une quantité suffisante de gaz dans les TPCs et qu'elles atteignent les détecteurs de temps de vol réduirait drastiquement l'acceptance de notre mesure. De plus, en sélectionnant les topologies d'événements de type V^0 , où

un vertex secondaire est reconstruit par deux traces de charges opposées et en demandant une masse invariante compatible avec celle de la particule mise en hypothèse, se révèle suffisamment efficace.

Les candidats ainsi sélectionnés, d'autres critères sur des variables de qualité et cinématique sont utilisés et décrits dans la section 5.2. Ils sont ensuite échantillonnés en intervalles soigneusement choisis dans l'espace de phase impulsion-angle polaire, $p - \theta$, décrit dans la section 5.4. Dans chacun de ces intervalles, le nombre de V^0 brut est extrait par un ajustement où le signal est modélisé par deux gaussiennes afin de tenir compte de l'élargissement du signal dû aux traces mal reconstruites. Le bruit de fond de la distribution en masse invariante est quant à lui ajusté grâce à une exponentielle décroissante. La même procédure est appliquée aux données ainsi qu'à la simulation Monte Carlo.

Enfin, afin d'estimer le *vrai* nombre de V^0 qui avait été produit lors des collisions proton-carbone, des facteurs de corrections, dépendants de l'impulsion ainsi que de l'angle d'émission du V^0 , sont calculés grâce à des simulations Monte Carlo et appliqués aux données. Ces corrections tiennent compte de l'acceptance, de l'efficacité de notre sélection, de la reconstruction, du biais dû à S_4 , ainsi que de la largeur partielle de désintégration. Enfin, le nombre de V^0 ainsi déterminé est normalisé selon la procédure standard de l'expérience afin d'obtenir les spectres de section efficace différentielle en impulsion et en angle polaire ainsi que les spectres de multiplicité différentielle.

Les erreurs systématiques sont ensuite estimées en tenant compte du choix de générateur pour le calcul des facteurs de corrections, de la procédure d'ajustement et de la forme de la modélisation du bruit de fond, du choix des coupures, de la normalisation et de l'algorithme de reconstruction.

5.2 Variables d'intérêts et coupures

Afin de sélectionner un échantillon enrichi en V^0 , plusieurs séries de coupures vont être appliquées à notre lot de données. En premier lieu, une sélection d'événements est faite pour s'assurer qu'un seul proton, à la trajectoire en amont de la cible bien définie, est responsable de l'interaction. S'en suit un lot de coupures sur les traces pour sélectionner les V^0 selon leurs topologies, la qualité de leurs reconstructions et enfin selon leurs cinématiques.

5.2.1 Sélections d'événements

La première sélection est de s'assurer qu'au niveau du système de déclenchement l'événement ait bien été enregistré comme "inélastique" lors de la prise de données. On demande donc T_2 tel que :

$$T_1 = S_1 \cdot S_2 \cdot \bar{V} \cdot C_1 \cdot \bar{C}_2$$

$$T_2 = T_1 \cdot \bar{S}_4 \tag{5.4}$$

où les différents éléments du système de déclenchement ont été présentés dans la section 3.2. Cette sélection en coïncidence nous assure qu'un proton, relativement bien focalisé, a bien rencontré la cible et *semble* avoir interagi dans celle-ci.

Lors de la prise de données de 2009, l'intensité du faisceau était telle qu'il est possible que plusieurs protons de type faisceau puissent déclencher S_1 dans un intervalle de $25 \mu s$ autour du proton qui déclenche l'intégralité de la chaîne de coïncidence, T_1 . L'information en temps de ces particules faisceau est enregistrée par le WFA, *Wave Form Analyzer*. Le proton déclenchant T_1

est alors centré soit à -100 ns soit à 0 ns (la résolution temporelle du WFA est de 100 ns). Pour cette analyse, nous demandons qu'il n'y ait pas d'autres particules de type faisceau $1\ \mu s$ autour du proton déclenchant T_1 , comme détaillé dans la section 3.2. Nous avons vérifié qu'en modifiant cette contrainte les résultats n'en étaient pas affectés significativement.

Afin de s'assurer de la trajectoire correcte du proton vers la cible, une autre sélection basée sur les BPDs, *Beam Position Detector*, est effectuée. Dans cette analyse, nous demandons que la trajectoire du proton soit ajustée, et que les deux derniers plans des BPDs, $BPD3_x$ et $BPD3_y$, aient été pris en compte. Ces exigences sont les plus contraignantes pour l'extrapolation de la trajectoire du proton vers la cible.

Finalement, nous demandons qu'au niveau de la reconstruction, un vertex primaire ait bien été reconstruit, sans contraintes sur la position de celui-ci. Ce dernier point n'étant pas nécessaire car l'approche utilisée pour la normalisation de notre analyse corrigera des éventuelles interactions en dehors de la cible (5.7).

Il est important de préciser que ces coupures d'événements sont dites standards dans les analyses de NA61/SHINE, à l'exception du WFA. En effet, selon le type de particules recherchées ainsi que la stratégie d'analyse adoptée cette coupure peut être plus ou moins forte.

Enfin, le faisceau incident de protons n'étant pas simulé, ces coupures ne sont pas appliquées à la simulation. Notons cependant que le profil de faisceau mesuré dans les données est reproduit dans la simulation.

Dans le tableau 5.1 est présentée la réduction du nombre d'événements pour les deux types de configurations utilisées dans cette analyse : avec et sans la cible insérée.

	Cible insérée		Cible retirée	
		Réduction		Réduction
Nb d'événements	4 555 421	-	616 463	-
T_2	3 743 452	82.2%	321 634	52.2%
WFA	2 890 018	63.4%	243 005	39.4%
BPD	2 004 733	44.0%	100 079	16.2%
Vertex Primaire	1 955 299	42.9%	97 289	15.8%

Tableau 5.1: Réduction du nombre d'événements par les coupures de l'analyse V^0 sur les deux lots de données

5.2.2 Sélections de traces

Après avoir sélectionné les événements, une sélection sur les traces est effectuée. Celle-ci peut se séparer en trois catégories : sélection topologique, sélection de qualité et enfin sélection cinématique. Ces coupures ont été déterminées en limitant l'impact d'un générateur Monte-Carlo en ne regardant que les distributions des vrais K_S^0 .

Au niveau de la reconstruction, un des algorithmes exécutés est le *V0Finder*, qui sert à faire une première sélection des candidats V^0 . Ce client cherche dans la liste des traces chargées reconstruites des cas où deux traces de charges opposées se croisent et selon une liste de coupures détaillées dans 3.5, va ajuster un vertex secondaire labellisé de type V^0 . Une trace virtuelle, de charge nulle et de masse invariante calculée à partir de la cinématique des deux traces chargées, est alors enregistrée dans la liste des traces reconstruites. La sélection topologique requiert d'abord que cette trace neutre ait un vertex de désintégration, et que ce vertex secondaire soit positionné après le vertex primaire. Ce vertex doit être ajusté comme V^0 par la reconstruction. Il est alors demandé que deux traces chargées soient associées à ce vertex. Ces exigences sont

également imposées par le *v0Finder*, ainsi que les coupures de qualité qui suivent, mais de manière bien plus souple. C'est pourquoi ces sélections sont répétées dans cette analyse.

S'en suivent les coupures dites de qualité. En effet, l'acceptance de notre détecteur étant limitée, il est impossible de reconstruire *correctement* tous les V^0 dont les traces filles se propagent dans l'une des TPCs de NA61/SHINE. Il faut un minimum de coups dans les chambres à projection temporelle pour que la cinématique de la trace soit correctement évaluée. Ainsi, un minimum de 20 coups dans n'importe quelle TPC est exigée pour chacune des traces filles. Cette coupure a été choisie arbitrairement pour maximiser le rapport reconstruction correcte/pertes de candidats. Afin de s'assurer que notre candidat provient bien de l'interaction inélastique du proton dans la cible, et non d'une ré-interaction ou d'une désintégration, on exige que le paramètre d'impact par rapport au vertex primaire de la trace V^0 candidate soit plus petit que 4 cm selon l'axe x et 2 cm dans la direction y . La différence dans les deux directions vient du fait que le champ magnétique est orienté dans la direction verticale. Enfin, pour des raisons historiques, lorsque qu'un candidat V^0 est reconstruit, les traces filles ne sont pas réajustées avec la contrainte de passer par le vertex secondaire. Une coupure sur la distance d'approche minimale entre les filles et le vertex secondaire, de 0.5 cm, est exigée. Si le réajustement était effectué, une coupure sur le χ^2/ddl du vertex de désintégration aurait été effectuée, ce qui reviendrait quasiment au même pour l'efficacité de sélection, mais modifierait un peu la cinématique des traces chargées reconstruites. Encore une fois, ces coupures de qualités sont communes aux deux analyses ainsi qu'à la simulation Monte-Carlo.

	Cible insérée		Cible retirée	
		Réduction		Réduction
Nombre de traces	30 868 745	-	1 419 609	-
Existence d'un vertex 2^{aire}	8 722 438	28.3%	398 981	28.1%
Vertex $2^{aire} >$ vertex 1^{aire}	5 031 820	16.3%	252 984	17.8%
Vertex 2^{aire} de type V^0	3 783 099	12.2%	185 603	13.0%
2 traces charges opposées	2 769 337	8.9%	141 732	9.9%
Nb de traces candidates	2 769 337	-	141 732	-
Nb de clusters > 20	1 775 267	64.1%	77 132	54.4%
$ b_x < 4\text{cm} \ \& \ b_y < 2\text{cm}$	1 243 238	44.9%	46 956	33.1%
d.a.m < 0.5 cm	743 152	26.8%	32 434	22.9%
dist. en Z > 3.5 cm	246 608	8.9%	13 393	9.4%
$-0.9 < \cos\theta^* < 0.79$	133 011	4.8%	9 092	6.4%
$0.35 < m_{inv}(K_S^0) < 0.7$ GeV/ c^2	78 627	2.8%	5 298	3.7%
$m_{inv}(\Lambda^0) > 1.15$ GeV/ c^2	73 513	2.7%	5 024	3.5%
selection dE/dx	48 825	1.8%	3 559	2.5%

Tableau 5.2: Réduction du nombre de traces par les coupures de l'analyse V^0 pour le lot de données 2009 avec la cible insérée et retirée

5.2.2.1 Sélection cinématique des K_S^0

Le dernier lot de coupures porte sur l'aspect cinématique des candidats. Les différentes coupures qui vont suivre vont donc permettre d'isoler les K_S^0 des Λ^0 et de certains bruits de fond, comme les photons. Afin de ne pas être dépendant d'un générateur spécifique pour l'estimation de la réduction des différentes sources de bruit de fond, les coupures ont été choisies en ne

	Fluka2011		Venus		Epos	
		Réd.		Réd.		Réd.
Nombre de P.O.T.	5 000 000	-	5 000 000	-	5 000 000	-
T2	4 949 652	99.0%	4 932 056	98.6%	4 928 933	98.6%
$\exists$ un vertex 1 ^{aire}	4 651 830	93.0%	4 671 780	93.4%	4 677 600	93.6%
Nombre de traces	44 148 306	-	36 750 970	-	41 888 949	-
$\exists$ un vertex 2 ^{aire}	18 351 149	41.6%	12 595 359	34.3%	15 946 221	38.1%
Vertex 2 ^{aire} > vertex 1 ^{aire}	9 652 850	21.9%	6 763 484	18.4%	8 404 732	20.1%
Vertex 2 ^{aire} de type V^0	7 794 378	17.7%	6 704 613	18.2%	8 330 636	19.9%
2 traces charges opposées	5 825 645	13.2%	5 101 843	13.9%	6 285 101	15.0%
Nb de traces candidates	5 825 645	-	5 101 843	-	6 285 101	-
Nb de clusters > 20	4 234 759	72.7%	3 779 921	74.1%	4 671 811	74.3%
$ b_x < 4$ cm & $ b_y < 2$ cm	4 063 162	69.7%	3 609 426	70.7%	4 490 919	71.4%
d.a.m < 0.5 cm	2 527 252	43.4%	2 203 263	43.2%	2 753 729	43.8%
dist. en Z > 3.5 cm	744 801	12.8%	729 342	14.3%	801 969	12.8%
$-0.9 < \cos\theta^* < 0.79$	386 204	6.6%	377 351	7.4%	429 121	6.8%
$0.35 < m_{inv}(K_S^0) < 0.7$ GeV/ c^2	229 343	3.9%	232 609	4.6%	254 017	4.1%
$m_{inv}(\Lambda^0) > 1.15$ GeV/ c^2	214 199	3.7%	216 293	4.2%	237 472	3.8%
selection dE/dx	132 837	2.3%	138 954	2.7%	151 977	2.4%

Tableau 5.3: Réduction du nombre d'événements et de traces par les coupures de l'analyse K_S^0 pour les simulation avec FLUKA, VENUS et EPOS comme générateur

regardant que les distributions des K_S^0 et des Λ^0 , l'hypothèse étant que la cinématique d'une désintégration d'une particule neutre en 2 corps, dont les masses et les largeurs de désintégrations sont largement documentées dans la littérature, est correctement reproduite par les différents modèles de simulations.

La première variable étudiée est la distance de propagation du candidat K_S^0 selon l'axe z . L'intérêt de cette coupure est de minimiser la pollution de notre sélection par des événements où deux traces de charges opposées, typiquement deux pions dans le cas des kaons neutres, sont produits directement par l'interaction inélastique du proton dans la cible mais reconstruits comme provenant d'un V^0 . La probabilité de désintégration suivant une loi exponentielle, une coupure trop stricte sur cette variable éliminerait une grande partie des K_S^0 produits, voir la figure 5.1a. La distance minimale requise est alors :

$$L_Z(K_S^0) > 3.5cm$$

La deuxième variable d'intérêt va nous permettre de rejeter une grande partie des photons qui ont été jusque là sélectionnés. La variable que nous regardons est $\cos\theta^*$, le cosinus de l'angle formé entre l'impulsion dans le centre de masse d'une des traces filles, en l'occurrence celle de charge positive, et de l'impulsion dans le référentiel du laboratoire de la trace V^0 candidate en prenant l'hypothèse que notre candidat est un K_S^0 . La distribution de cette variable est plate pour les V^0 car ceux-ci se désintègrent isotropiquement dans leur centre de masse. Ce n'est pas le cas des photons, pour qui la distribution de cette variable sera piquée en ± 1 . Enfin, en calculant cette variable dans l'hypothèse K_S^0 , les événements issus des Λ^0 vont être concentrés dans une région aux grandes valeurs, comme illustré dans la figure 5.1b.

Ainsi, une coupure de :

$$-0.9 < \cos\theta^* < 0.79$$

nous permettra de rejeter significativement les photons et une grande partie des lambdas.

La coupure suivante s'intéresse à la masse invariante de notre candidat V^0 . Celle-ci est calculée à partir de la cinématique reconstruite des deux traces filles :

$$m_{invV^0} = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 \cdot E_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2)} \quad (5.5)$$

Afin de sélectionner les kaons neutres et d'optimiser l'ajustement en masse invariante, le candidat doit avoir une masse invariante dans l'hypothèse K_S^0 entre :

$$0.35 < m_{inv}(K_S^0) [\text{GeV}/c^2] < 0.7$$

Comme présenté dans la figure 5.2, les masses invariantes dans l'hypothèse K_S^0 et Λ^0 étant corrélées, il est également demandé au candidat que :

$$m_{inv}(\Lambda^0) > 1.15 \text{ GeV}/c^2$$

La dernière sélection appliquée aux candidats concerne la perte d'énergie par ionisation des traces filles. Cette sélection est arbitraire, une zone encerclant les pertes dues aux pions est appliquée pour les traces positives et négatives, présentée dans la figure 5.3. Une sélection plus aboutie aurait pu être faite en utilisant la méthode des *pulls*, mais elle se serait avérée lourde car la perte d'énergie par ionisation n'est pas simulée par GEANT, voir 3.6, mais modélisée selon les données. De plus, l'information quant à l'erreur associée n'est pas disponible.

Dans les tableaux 5.2 et 5.3 sont présentés les réductions dues aux coupures de traces pour les données dans les deux types de configurations - cible insérée et retirée - ainsi que pour trois différentes simulation Monte-Carlo basées sur différents générateurs : FLUKA2011.2_17, VENUS4.12 et EPOS1.99. On observe alors que la réduction des données est plus forte que pour les différents Monte-Carlo. Ceci est expliqué par la forte contamination dues à des nuisances électroniques lors de la prise de données qui ne sont pas reproduites dans la simulation. Sur la figure 5.4 est présentée la variation de la masse invariante du candidat K_S^0 en fonction des coupures de qualité et cinématiques.

5.3 Contrôles et Comparaisons

5.3.1 Les sources de bruit de fond

Il y a quatre types de bruits de fond identifiés dans cette analyse.

La première source provient des autres particules de types V^0 : les kaons neutres, les lambdas, les anti-lambdas et les photons. Cette source est facilement rejetée par les coupures cinématiques. La deuxième source provient d'événements inélastiques ayant lieu en dehors de la cible, ou bien d'interactions de types δ_{ray} , où un électron est produit par la trace chargée lors de sa propagation. Les traces ainsi produites peuvent alors être ajustées comme de type V^0 par le programme de reconstruction. Cette source de contamination est essentiellement retirée par les coupures cinématiques.

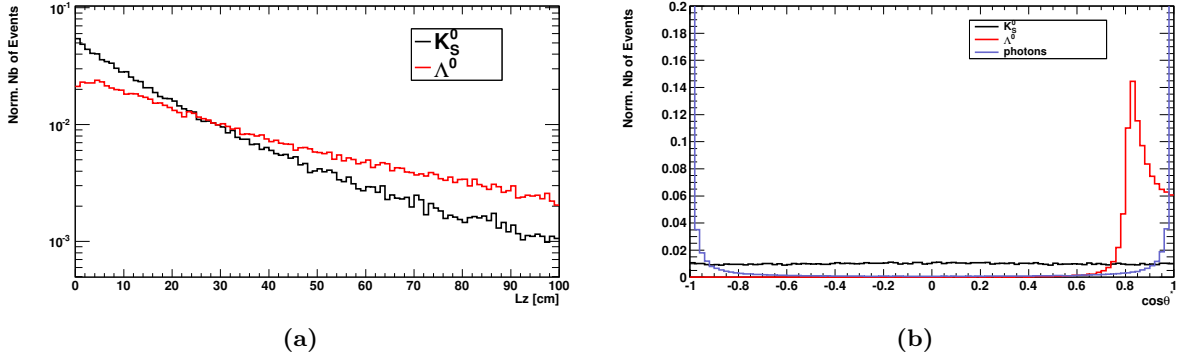


Figure 5.1: (a) : Distance de propagation en z des K_S^0 et des Λ^0 . (b) : Distribution de la variable $\cos\theta^*$ dans l'hypothèse kaons neutres pour des photons, des K_S^0 et des Λ^0 . Les événements ont été générés par FLUKA et transportés par GEANT3/GCALOR. Les histogrammes sont normalisés au nombre d'entrées de chaque type de particules.

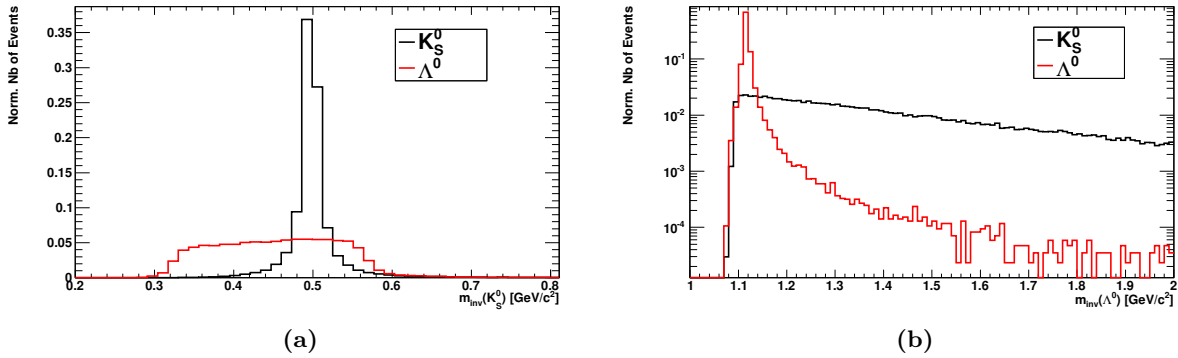


Figure 5.2: Distribution de la masse invariante dans l'hypothèse kaons neutres (a) et lambda (b) des K_S^0 et des Λ^0 générés par FLUKA et transporté par GEANT3/GCALOR. Les histogrammes sont normalisés au nombre d'entrées de chaque type de particules.

La troisième source de bruit de fond, majoritaire, provient de traces créées par l'interaction inélastique du proton dans la cible. Ces traces peuvent éventuellement provenir de la désintégration forte d'une résonance, comme un $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. La coupure sur la distance de propagation du candidat V^0 est appliquée pour épurer cette contribution. Cependant, elle est nécessaire mais non suffisante, car il est possible que les traces reconstruites se croisent juste en amont des TPCs, leur conférant ainsi une distance de propagation fictive.

La dernière source de bruit de fond, également importante, est due aux associations aléatoires du programme de reconstruction.

À part la première contribution, les autres sources de bruit de fond ont le mérite d'avoir une distribution en masse invariante non piquée, ce qui permettra de mieux les extraire lors des ajustements.

Dans le tableau 5.5 est présentée la réduction des différentes sources de bruits de fond dans les simulations basées sur trois différents générateurs : FLUKA, VENUS et EPOS dans l'analyse K_S^0 . On peut alors observer que la répartition et la cinématique des différentes sources dépendent des

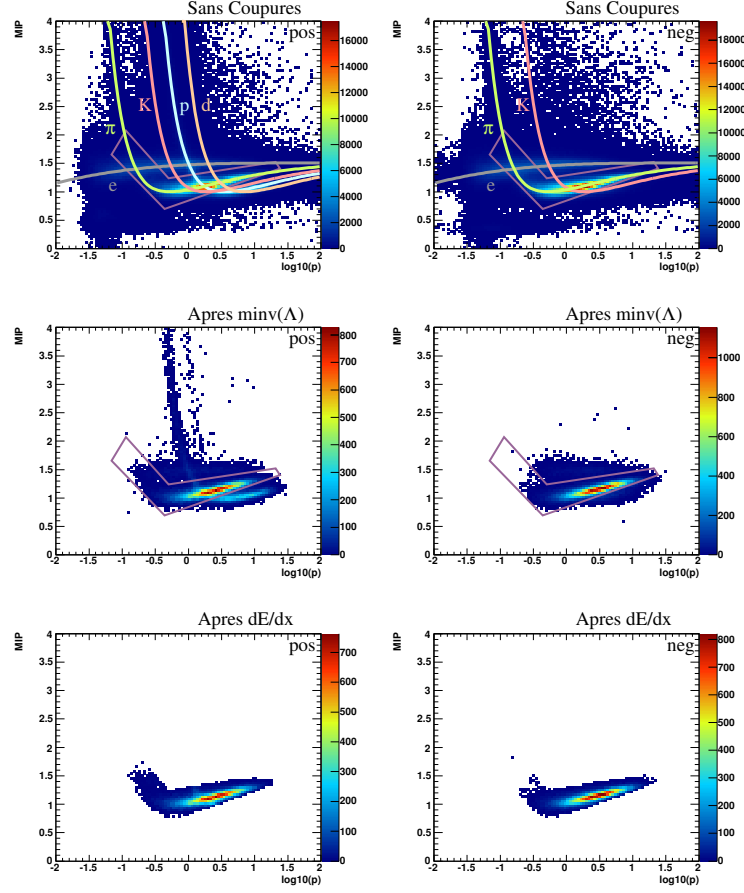


Figure 5.3: Pertes d'énergie par ionisation des traces filles avant, après la coupure $m_{inv}(\Lambda^0)$, et après toutes les sélections. En rose est superposée la zone sélectionnée dans l'analyse. Les autres couleurs représentent les pertes modélisées par la formule Bethe-Bloch pour chacune des particules considérées.

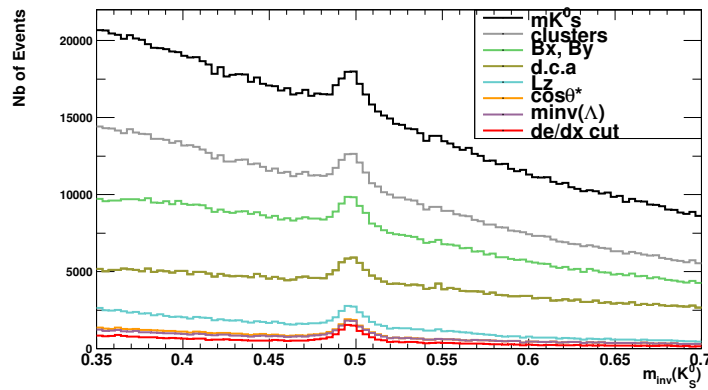


Figure 5.4: Évolution de la distribution en masse invariante dans l'hypothèse K_S^0 par les coupures de qualités et cinématiques.

modèles, mais que les coupures appliquées s'avèrent efficaces puisqu'elles réduisent de 96% et plus toutes les sources. Les photons sont quant à eux complètement rejetés. Le lot de coupures conserve 35% des K_S^0 pour les trois générateurs. L'efficacité de chaque coupures est présentée dans le tableau 5.4.

	Vrai K_S^0			Toute les traces		
	1 ^{ère}	Dernière	Normal	1 ^{ère}	Dernière	Normal
Nb de clusters > 20	0.800	0.849	0.800	0.727	0.816	0.727
$ b_x < 4\text{cm} \ \& \ b_y < 2\text{cm}$	0.977	0.994	0.984	0.947	0.933	0.959
d.a.m < 0.5cm	0.668	0.681	0.682	0.601	0.345	0.622
dist. en Z > 3.5cm	0.832	0.825	0.836	0.451	0.199	0.295
$-0.9 < \cos\theta^* < 0.79$	0.848	0.949	0.860	0.669	0.861	0.519
$0.35 < m_{inv}(K_S^0) < 0.7 \text{ GeV}/c^2$	0.984	1.000	0.999	0.554	0.621	0.594
$m_{inv}(\Lambda^0) > 1.15 \text{ GeV}/c^2$	0.871	0.963	0.963	0.839	0.943	0.934
selection dE/dx	0.933	0.954	0.954	0.535	0.620	0.620

Tableau 5.4: Efficacités des sélections de qualité et cinématique, selon que les coupures soient placées en première ou dernière position, ou dans l'ordre normal de sélection pour les vrais K_S^0 et toutes les traces générées par FLUKA.

Source de bruit de fond	Fluka2011	Venus	Epos
Vrais V^0	99.8%	99.7%	99.99%
Faux V^0	97%	98.9%	97.2%
Photons	100%	100%	100%
Provient du vertex 1 ^{aire}	96.8%	96.5%	96.8%
Association aléatoire	99.8%	97.3%	97.6%

Tableau 5.5: Réduction du bruit de fond dans l'analyse K_S^0 .

5.3.2 La représentation dans le plan Podolanski-Armenteros

La représentation de nos candidats dans le plan Podolanski-Armenteros [92] est un outil puissant afin de sélectionner, trier et contrôler les différentes particules de types V^0 .

Le plan Podolanski-Armenteros représente l'impulsion transverse des particules filles par rapport à leurs mères en fonction du paramètre α défini tel que :

$$\alpha = \frac{p_L^+ - p_L^-}{p_L^+ + p_L^-} \quad (5.6)$$

représentant l'asymétrie de l'impulsion longitudinale des deux traces filles. Les différents V^0 vont s'ordonner selon des demi-ellipses dont la largeur et la hauteur dépend de la particule considérée, comme présenté dans la figure 5.5. Les demi-ellipses sont définies selon :

$$\left(\frac{\alpha - \bar{\alpha}}{a}\right)^2 + \left(\frac{p_T}{p^*}\right)^2 = 1 \quad (5.7)$$

La hauteur des demi-ellipses est contrôlée par l'impulsion dans le centre masse des particules filles, p^* . La largeur de l'ellipse est définie par $a = 2p^*/m_{V^0}$. Enfin, l'ellipse est centrée en

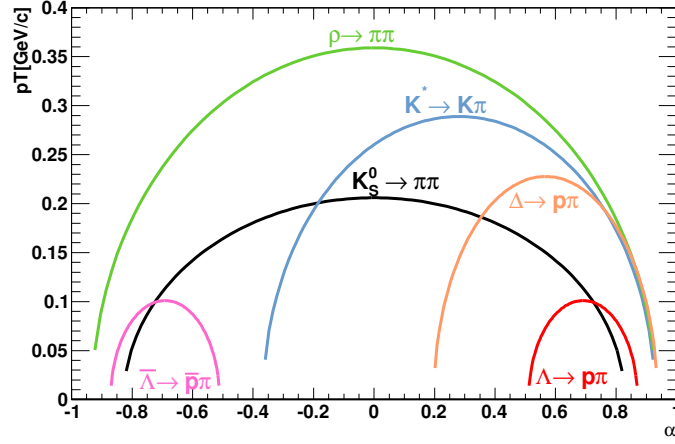


Figure 5.5: Distribution théorique dans le plan Podolanski-Armenteros pour les particules K_S^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$, K^* , ρ^0 et Δ

$\bar{\alpha} = (E_1^* - E_2^*)/m_{V^0}$. Plus de détails sont disponibles dans [93]

Schématiquement, on peut interpréter la forme des demi-ellipses par la cinématique de désintégration. Des particules comme le K_S^0 et le ρ^0 se désintègrent en deux pions. Comme les deux filles ont la même masse, il n'y aura pas de préférence quant à la répartition de l'impulsion lors de la désintégration. Les demi-ellipses seront donc centrées en 0, et leurs largeurs parcourront tout la gamme d'asymétrie possible. En revanche, des particules comme les Λ^0 se désintègrent en protons et en pions. Les masses des deux particules filles étant très différentes, la répartition de l'impulsion en sera affectée, le proton emportera plus d'énergie : la demi-ellipse sera décalée vers $\alpha \sim 0.7$ et sa largeur sera réduite. Les photons, qui lors de leurs conversions vont créer deux électrons à l'avant, vont être regroupés dans une zone à basse impulsion transverse, typiquement $p_T < 0.02$ GeV/c.

Sur la figure 5.6 est représentée l'évolution de la représentation dans le plan Podolanski-Armenteros des candidats K_S^0 après les différentes coupures. On peut alors remarquer que la coupure de qualité sur la distance d'approche maximale des deux traces filles au vertex secondaire réduit considérablement la contamination en faux photons. La coupure sur $\cos\theta^*$ a l'effet d'une parabole rejetant les extrémités de la demi-ellipse du kaon. Enfin, les coupures sur la masse invariante ont pour conséquence de délimiter des demi-ellipses autour de celle du K_S^0 . Sur les graphiques de la figure 5.7, sont présentées les distributions de Podolanski-Armenteros pour des simulations basées sur trois différents générateurs : FLUKA, VENUS et EPOS, avant et après les sélections de l'analyse K_S^0 . On peut remarquer que lorsque que les générateurs VENUS et EPOS sont utilisés, des V^0 comme les ρ^0 , Δ^0 et K^* sont produits à un niveau qui n'est pas observé dans les données ni dans la simulation basée sur FLUKA. En effet, dans ces deux générateurs, la largeur de ces désintégrations fortes est nulle, ce qui n'est pas le cas dans FLUKA, ni dans la réalité.

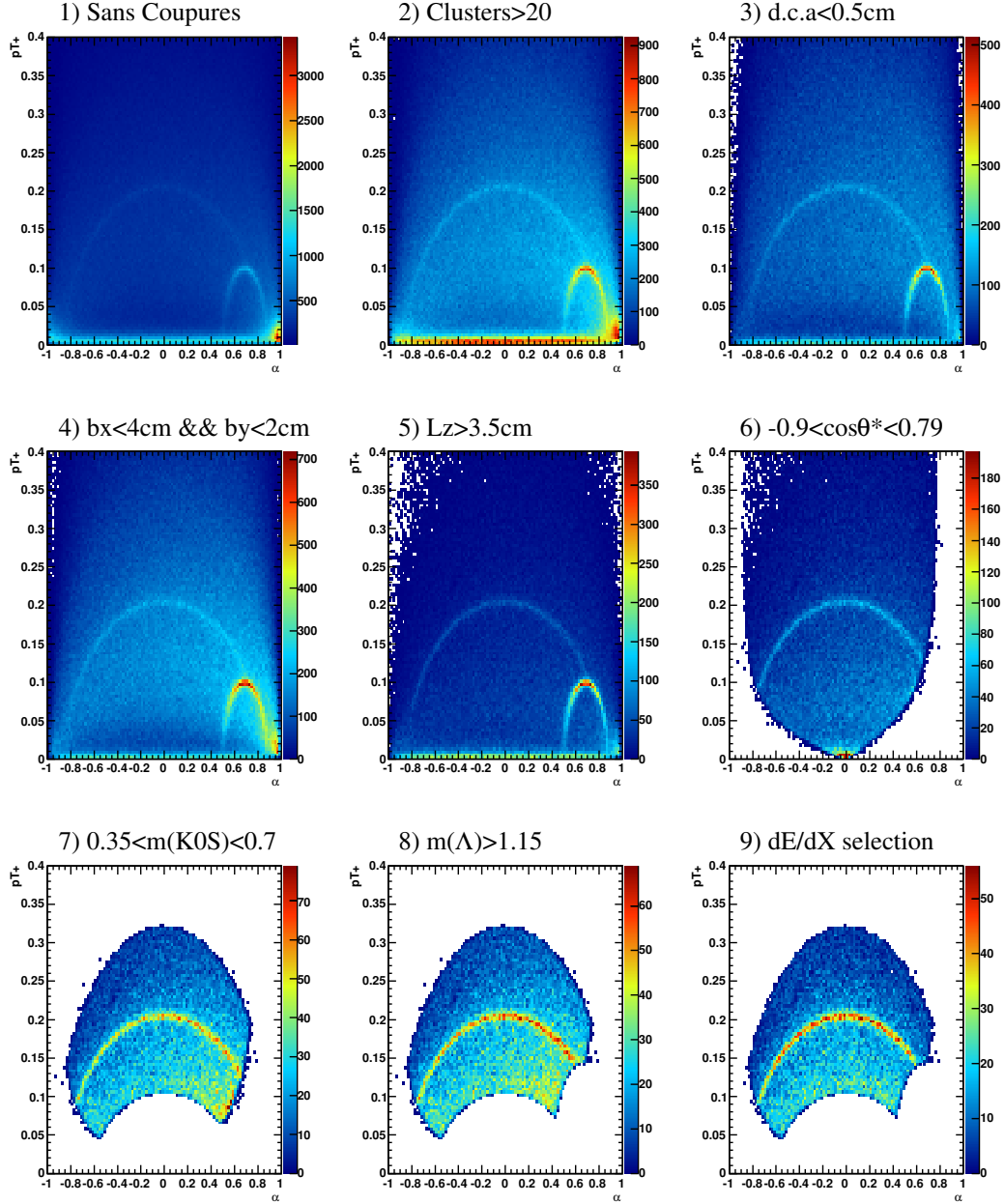


Figure 5.6: Distributions dans le plan Podolanski-Armenteros des données 2009 de NA61/SHINE pour des interactions $p+C$ à 31 GeV/c en fonction des coupures appliquées pour l'analyse K_S^0 .

5.3.3 Comparaisons avec la simulation, qualité des données

Dans cette section, nous allons comparer de manière qualitative les données de NA61 avec la simulation. Nous prendrons le cas de l'analyse K_S^0 et la simulation basée sur FLUKA. Nous regarderons les comparaisons avec et sans les sélections appliquées.

Lors de la prise de données sur la cible mince en 2009, il y avait une forte pollution en bruit électronique - non présente sur le lot 2007 ni sur les données 2010 collectées sur la cible longue.

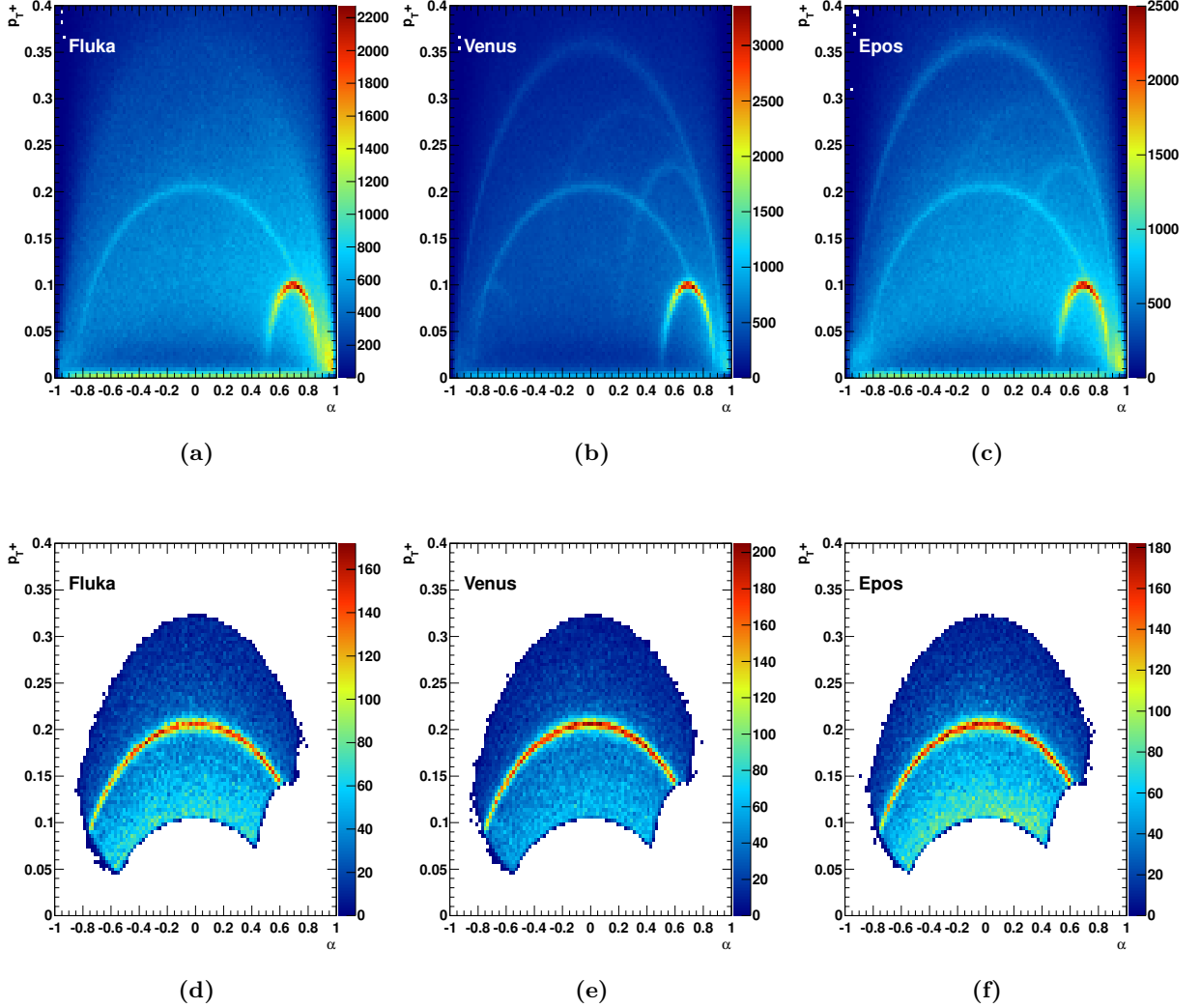


Figure 5.7: Distributions dans le plan Podolanski-Armenteros des candidats K_S^0 avant (haut) et après (bas) les sélections pour des simulations basées sur FLUKA (gauche), VENUS (milieu) et EPOS (droite)

Comme illustré sur la figure 5.8, il existe des cas où les clusters de bruit électronique peuvent être regroupés et sont ajustés comme provenant d'un V^0 . Cette pollution électronique n'est pas simulée dans les simulations Monte-Carlo à notre disposition, si bien qu'il n'est pas possible, à cette étape de l'analyse, de comparer directement les données et la simulation.

Afin de sélectionner des V^0 provenant des interactions inélastiques du proton dans la cible, une série de coupures souples s'avère nécessaire. Nous demandons que le paramètre d'impact des traces soit de 10 cm autour du vertex primaire et que les deux traces filles aient au moins 20 clusters dans les TPCs. Ces coupures sont également appliquées au Monte-Carlo. Sur les graphiques de la figure 5.9 sont présentées quelques variables d'intérêt des analyses V^0 présentées dans la section 5.2.2.1. Les données sont représentées avec des croix rouges et les prédictions de la simulation Monte-Carlo sont représentées par des histogrammes. Les différentes sources de bruit de fond sont également présentées. Bien que ces coupures soient souples, une importante

quantité de traces venant des données va être rejetée. Cela illustre bien la qualité discutable de notre lot de données. Afin de pouvoir comparer avec la simulation, les graphiques vont être normalisés aux nombres d'événements restant après la sélection classique, où l'on demande en plus qu'au moins une trace par événement satisfasse les coupures souples décrites précédemment. On peut alors constater que la simulation Monte-Carlo reproduit assez fidèlement les données, mais qu'une fraction plus importante de bruit de fond subsiste dans les données. Sur les graphiques de la figure 5.10 sont présentées les mêmes variables après que les sélections de traces de l'analyse K_S^0 aient été appliquées.

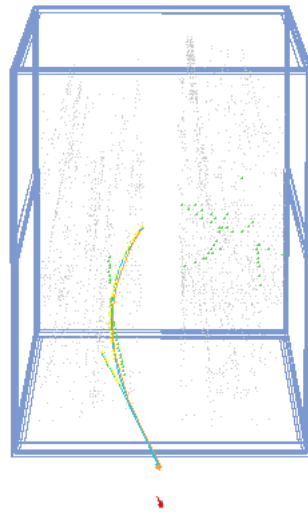


Figure 5.8: Exemple d'un événement où les clusters provenant du bruit électronique sont ajustés comme un V^0 dans la VTPC1. Le point rouge représente le vertex primaire, la trace bleu l'extrapolation du V^0 , les traces vertes représentent les filles.

5.4 Échantillonnage et ajustement des spectres

Les candidats ainsi sélectionnés sont ensuite échantillonnés dans l'espace de phase impulsion-angle polaire mesuré dans le référentiel du laboratoire : $p - \theta$. Cet espace de phase est utilisé car ce sont ces variables qui sont prises en compte lors du calcul des pondérations nécessaires à la prédiction du flux de neutrinos à T2K. L'information sur l'impulsion du parent du neutrino est importante car elle est reliée à l'énergie du neutrino enfant. L'angle d'émission du parent en sortie de la cible nous informe sur son degré de focalisation par les cornes autour et après la cible.

Les intervalles en $p - \theta$ ont été choisis afin de :

- Tenir compte de la statistique dans le lot final. Chaque intervalle doit avoir un nombre de candidats similaire.
- Tenir compte des autres analyses afin de pouvoir comparer nos résultats.

Dans l'analyse K_S^0 , les candidats sont répartis en 33 intervalles $p - \theta$ selon 8 intervalles angulaires. Sur les graphiques de la figure 5.11 sont représentées les distributions dans l'espace de phase $p - \theta$ des candidats K_S^0 après les sélections topologiques et après les sélections cinématiques pour

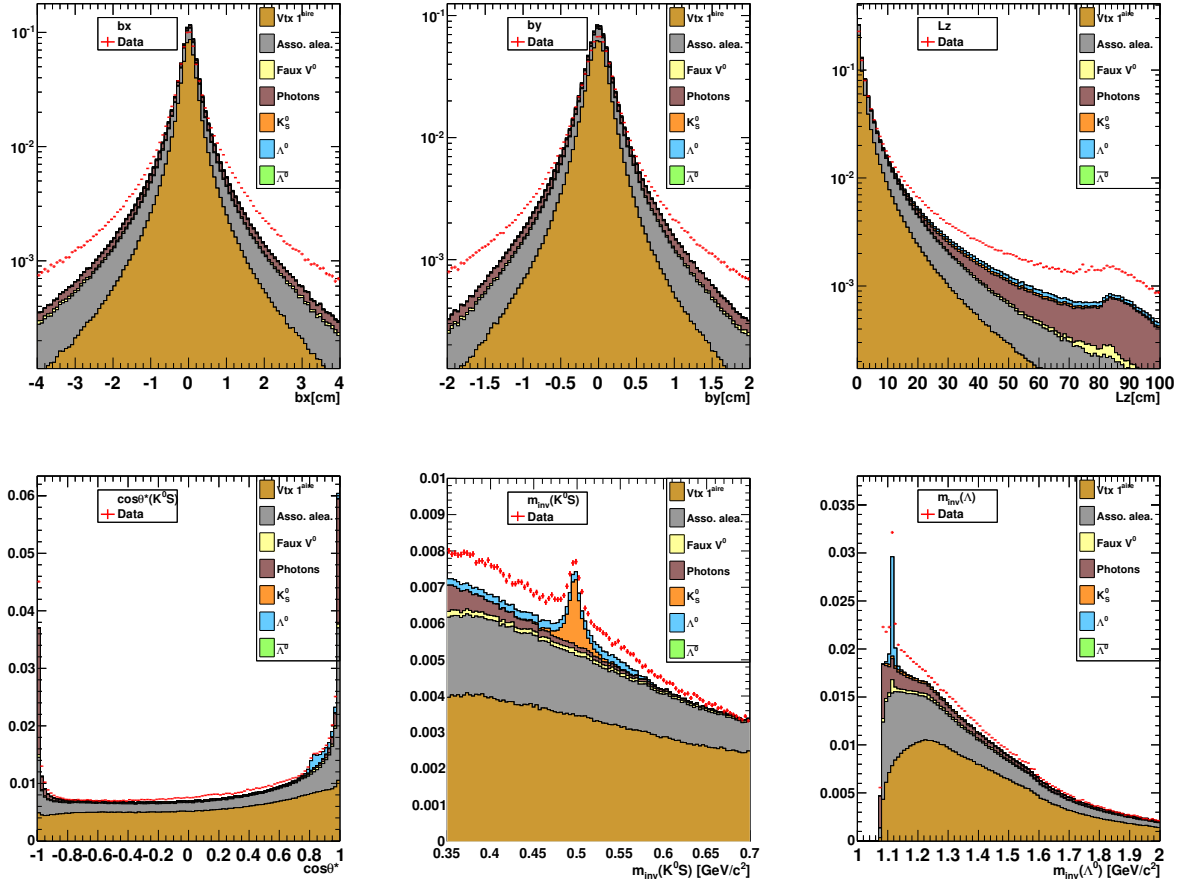


Figure 5.9: Distributions de variables d'intérêts dans l'analyse K_S^0 , avec les coupures d'événements, topologiques et celles permettant de supprimer la contribution provenant du bruit électronique. Les données sont en rouge, la simulation basée sur FLUKA en histogramme. Les différentes sources de bruits de fonds y sont superposées. Les spectres sont normalisés aux nombres d'événements où au moins une des traces filles satisfait les coupures de réductions du bruit électronique.

les données avec la cible insérée et pour le Monte-Carlo basé sur le générateur FLUKA. L'échantillonnage en impulsion - angle polaire y est superposé.

Dans chacun de ces intervalles va être extrait le nombre de K_S^0 grâce à un ajustement du signal et du bruit de fond combiné sur la région de masse invariante de :

$$0.38 < m_{inv}(K_S^0) < 0.65 \text{ GeV}/c^2$$

Le signal est modélisé par deux gaussiennes, et le bruit de fond par une exponentielle décroissante.

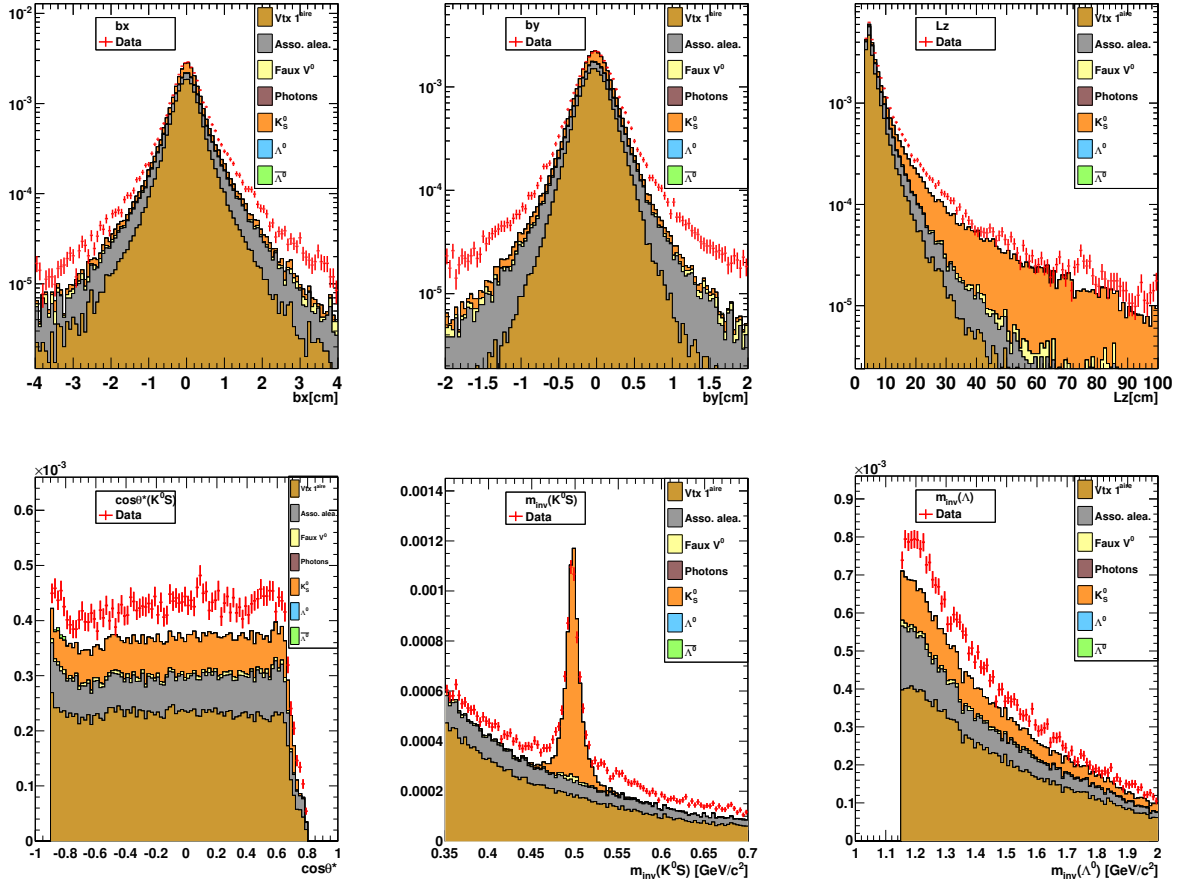


Figure 5.10: Distributions de variables d'intérêt dans l'analyse K_S^0 , après les coupures. Les données sont en rouge, la simulation basée sur FLUKA en histogramme. Les différents sources de bruits de fonds y sont superposés.

Le choix de ces fonctions s'appuie sur plusieurs arguments :

- L'erreur statistique associée aux nombres de K_S^0 extraits dépend fortement du nombre de paramètres libres à ajuster. Avec cette configuration, seuls 5 paramètres sont libres, réduisant ainsi l'erreur statistique de l'ajustement.
- Pour prendre en compte l'élargissement des queues du pic à cause des traces filles mal reconstruites, on utilise deux distributions gaussiennes de largeurs différentes.
- Bien qu'une fonction polynomiale d'ordre élevé aurait pu être plus adaptée pour décrire la forme du bruit de fond combinatoire, une exponentielle décroissante s'avère être également adaptée. En effet, le bruit de fond a une forme exponentielle dans les régions à petite impulsion et aplatie dans les régions à grande impulsion.

La fonction de densité de probabilité s'écrit alors :

$$L(x) = \left(\frac{N_{sig}}{N_{sig} + N_{bdf}} \right) [f_{sig} G_1(x; \sigma_1, x_0) + (1 - f_{sig}) G_2(x; \sigma_2, x_0)] + \left(\frac{N_{bdf}}{N_{sig} + N_{bdf}} \right) \exp\left(-\frac{x}{\tau}\right) \quad (5.8)$$

où :

- N_{sig} et N_{bdf} représentent le nombre d'événements de type signal et bruit de fond respectivement.
- f_{sig} représente la fraction entre les deux gaussiennes G_1 et G_2 . Cette fraction a été fixée à 0.4. La raison vient du fait que lorsque ce paramètre était ajusté, il était associé à une grande erreur. Le choix de cette valeur résulte de la valeur moyenne sur tout les intervalles $p - \theta$, lorsque ce paramètre est laissé libre.
- σ_1 et σ_2 sont les largeurs des deux gaussiennes. La gaussienne "large", G_2 , a une largeur fixée à $\sigma_2 = 0.015$ GeV/c, car l'ajustement converge vers cette valeur lorsqu'il est laissé libre. L'autre, σ_1 , est un paramètre libre, tout comme x_0 , position centrale des gaussiennes, représentant physiquement la masse des K_S^0 .

L'ajustement est fait grâce à la librairie RooFit [94] par la méthode du maximum de vraisemblance selon l'algorithme MIGRAD [95] sur les distributions de masses invariantes non échantillonnées pour chacun des intervalles en $p - \theta$. L'incertitude statistique du nombre de kaons neutres extraits est estimée par l'algorithme d'ajustement.

5.5 Corrections des spectres

Afin de remonter au *vrai* nombre de V^0 produits, le signal extrait des ajustements doit être ensuite corrigé par le biais dû au système de déclenchement, par les effets d'acceptance du détecteur, par la largeur de désintégration invisible et par les efficacités de reconstruction et de sélection de notre analyse.

On utilise pour cela la simulation Monte-Carlo, en faisant l'hypothèse que la réponse du détecteur est correctement simulée. Les facteurs de corrections sont calculés dans chaque intervalle $p - \theta$ selon :

$$C = \frac{\beta}{\alpha} = \frac{\left(\frac{\Delta n(V^0)_{rec,fit}}{\Delta n(V^0)_{sim,gen}} \right)_{MC}}{\left(\frac{N^{acc}}{N^{gen}} \right)_{MC}} \quad (5.9)$$

α corrige le nombre d'événements perdus à cause du biais du système de déclenchement :

- N^{gen} représente le nombre d'interactions inélastiques générées.
- N^{acc} représente le nombre d'événements acceptés après que $T2$ soit demandé.
La correction α est indépendante de l'intervalle $p - \theta$. Dans le cas de notre analyse, moins de 1% des interactions sont perdues à cause du biais du système de déclenchement.

La valeur mesurée est :

$$\alpha = 0.99102 \pm 0.00004$$

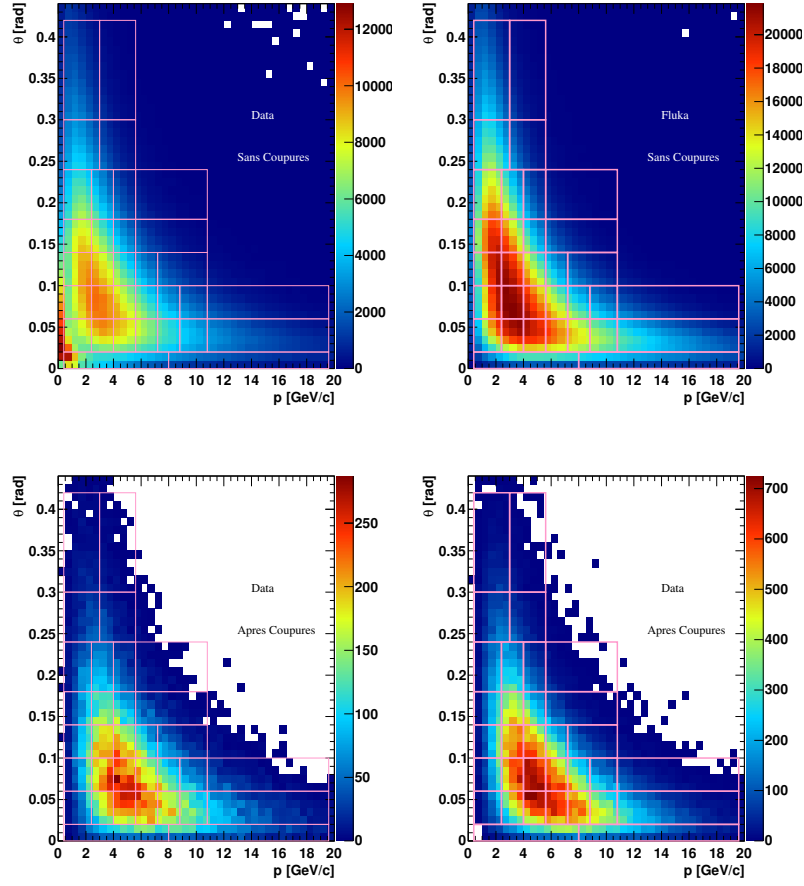


Figure 5.11: Répartition des candidats dans l'analyse K_S^0 après les sélections d'événements et topologiques (haut) et après les sélections de qualités et cinématiques (bas) pour les données avec la cible insérée (gauche) et pour le Monte-Carlo basé sur FLUKA (droite). L'échantillonnage choisi est superposé en rose.

β corrige le nombre de candidats V^0 perdus à cause de l'acceptance, de la largeur de désintégration visible et des efficacités de reconstruction et de sélection :

- $\Delta n(V^0)^{\text{sim,gen}}$ représente le nombre de V^0 - kaons ou lambda selon l'analyse - générés dans un intervalle $p - \theta$ par le Monte-Carlo. L'information quant à l'impulsion et l'angle polaire de la particule est extraite de la vérité Monte-Carlo.
- $\Delta n(V^0)^{\text{rec,fit}}$ représente le nombre de V^0 reconstruits, sélectionnés par les coupures de l'analyse et ajustés selon la même procédure que pour les données. L'information utilisée quant à l'impulsion et l'angle polaire des particules générées sont les quantités reconstruites.

Le calcul de l'erreur statistique associée aux facteurs de correction se fait dans l'hypothèse que α suit une erreur binomiale. L'erreur sur β tient compte de l'incertitude fournie par l'ajustement

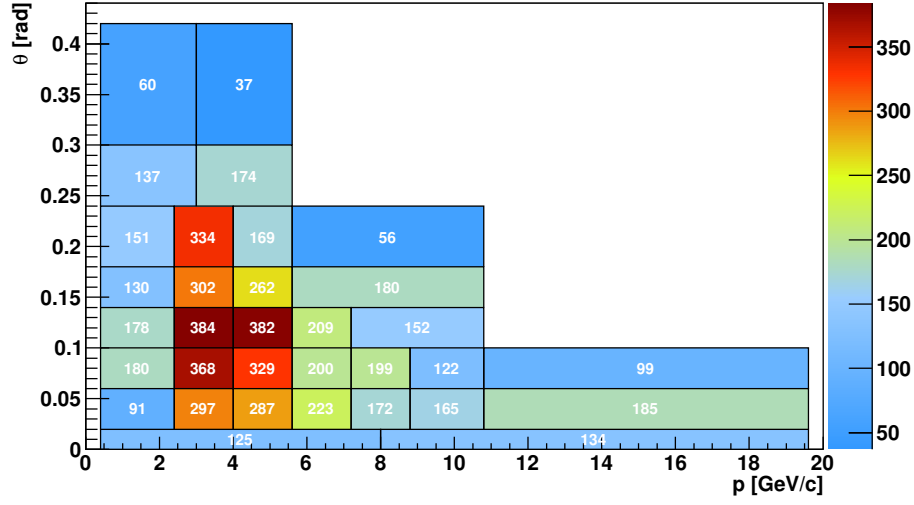


Figure 5.12: Nombre de K_S^0 extraits des données dans chacun des intervalles $p - \theta$ de l'analyse.

lors de l'extraction du nombre de V^0 reconstruits et sélectionnés :

$$\Delta\beta = \beta \sqrt{\left(\frac{\Delta n(V^0)_{\text{rec,fit}}}{n(V^0)_{\text{rec,fit}}}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{n(V^0)_{\text{sim,gen}}}}{n(V^0)_{\text{sim,gen}}}\right)^2} \quad (5.10)$$

$$\Delta\alpha = \sqrt{\frac{\alpha(1-\alpha)}{N^{\text{gen}}}} \quad (5.11)$$

$$\Delta C = C \sqrt{\left(\frac{\Delta\alpha}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)^2} \quad (5.12)$$

À l'inverse de α , la correction sur le nombre de V^0 , β , est dépendante de la cinématique. Cependant, elle ne devrait pas être dépendante du générateur considéré car la désintégration des particules neutres étrangères est gérée par GCALOR dans la simulation de NA61/SHINE. Cette hypothèse sera néanmoins testée parmi les sources de systématique. Le Monte-Carlo basé sur FLUKA est utilisé dans les analyses standards. Le nombre de V^0 corrigé dans chaque intervalle $p - \theta$ est alors :

$$N_{\text{corr}}^{V^0}(p, \theta) = \frac{N_{\text{ajust.}}^{V^0}(p, \theta)}{C(p, \theta)} \quad (5.13)$$

Cette méthode de correction des spectres ne corrige pas les effets de migration. En effet, il arrive qu'un V^0 soit créé dans un intervalle i de l'espace des phases mais, dû à la qualité de la reconstruction, cette particule est reconstruite dans un intervalle j . L'utilisation d'une procédure de correction des migrations implique l'hypothèse que les effets de migration sont équivalents dans les données et dans la simulation. Sur la figure 5.13, est présentée la migration des vrais K_S^0 dans la simulation entre l'intervalle généré, et l'intervalle reconstruit. En général, plus de 90% des kaons ne subissent pas d'effet de migration, et cette fraction est relativement constante selon la cinématique.

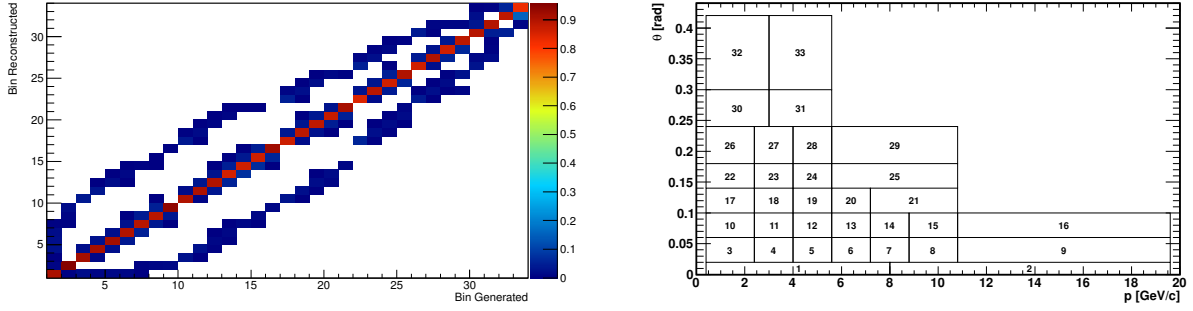


Figure 5.13: Gauche : Migration des vrais K_S^0 reconstruits dans le Monte Carlo entre le vrai intervalle de création et l'intervalle reconstruit. Les numéros des intervalles sont détaillés à droite.

Le tableau 5.6 récapitule le nombre de K_S^0 extrait dans le lot de données avec la cible insérée, la valeur des facteurs de correction, et le nombre de kaons neutres corrigé.

5.6 Soustraction des interactions en dehors de la cible

Le nombre de K_S^0 extrait du lot de données pris avec la cible retirée est trop faible pour appliquer la procédure d'ajustement décrite dans la section ??, l'ajustement ne converge pas. Afin d'extraire le faible nombre de candidats, on utilise la méthode dite des bandes. Cette méthode se base sur l'extrapolation du bruit de fond sous la région du pic, en prenant l'hypothèse qu'il peut être décrit par une droite si l'on regarde une petite région. On délimite alors 3 zones dans la distribution de masse invariante :

- La région du pic : la bande est centrée sur $m_{inv}(K_S^0) = 0.497 \text{ GeV}/c^2$, masse du kaon neutre selon le PDG [28]. La largeur de la bande est fixée à 2Γ , où $\Gamma = 0.015 \text{ GeV}/c^2$ - largeur de la gaussienne G_2 utilisée lors de l'ajustement, voir l'équation 5.8.
- Les régions du bruit de fond : deux bandes de largeur 2Γ autour de la bande de signal. Le nombre d'entrées dans ces bandes est N_{bdf} .

Le nombre total d'entrées dans la région $\pm 4\Gamma$ autour du pic est N_{tot} . Le nombre de K_S^0 est alors calculé selon :

$$N_{sig} = N_{tot} - N_{bdf}$$

L'erreur statistique associée est alors :

$$\Delta N_{sig} = \sqrt{N_{tot}}$$

5.6 Soustraction des interactions en dehors de la cible

$\theta[\text{mrad}]$	$p[\text{GeV}/c]$			Nb de K_S^0 extraits	Δn	Facteurs de corrections				Nb de K_S^0 corrigés	Δ_{stat}
						β	$\Delta\beta$	C	ΔC		
0 - 20	0.4	-	8	125.3	19.5	0.076	0.005	0.077	0.005	1627.6	271.4
	8	-	19.6	134.3	24.1	0.093	0.008	0.094	0.008	1432.2	287.9
20 - 60	0.4	-	2.4	91.0	12.9	0.036	0.002	0.036	0.002	2519.6	395.3
	2.4	-	4	297.5	23.9	0.079	0.003	0.080	0.003	3721.9	333.9
	4	-	5.6	287.7	26.4	0.091	0.004	0.092	0.004	3128.8	314.3
	5.6	-	7.2	223.6	26.1	0.092	0.005	0.092	0.005	2400.8	304.5
	7.2	-	8.8	172.2	25.5	0.09	0.005	0.098	0.006	1752.0	277.9
	8.8	-	10.8	165.5	25.3	0.116	0.007	0.118	0.007	1407.9	229.8
	10.8	-	19.6	185.5	23.7	0.113	0.006	0.113	0.006	1632.3	227.3
60 - 100	0.4	-	2.4	180.8	17.5	0.04	0.002	0.04	0.002	4893.8	529.3
	2.4	-	4	368.5	27.3	0.07	0.003	0.070	0.002	5259.9	431.3
	4	-	5.6	329.1	27.4	0.09	0.004	0.09	0.003	3657.0	336.2
	5.6	-	7.2	200.8	21.7	0.105	0.005	0.106	0.005	1888.3	221.4
	7.2	-	8.8	199.5	19.9	0.121	0.007	0.122	0.007	1633.6	187.7
	8.8	-	10.8	122.7	15.7	0.13	0.009	0.13	0.009	947.2	138.3
	10.8	-	19.6	99.9	13.9	0.15	0.01	0.15	0.01	664.1	105.2
100 - 140	0.4	-	2.4	178.5	16.7	0.034	0.0015	0.034	0.0015	5190.9	535.6
	2.4	-	4	384.1	26.4	0.066	0.002	0.067	0.002	5726.3	444.1
	4	-	5.6	382.5	26.3	0.105	0.004	0.106	0.004	3608.2	288.5
	5.6	-	7.2	209.2	19.2	0.14	0.008	0.14	0.008	1466.9	156.4
	7.2	-	10.8	152.6	17.3	0.14	0.01	0.14	0.01	1074.3	148.7
140 - 180	0.4	-	2.4	130.3	15.6	0.026	0.001	0.027	0.001	4868.8	627.6
	2.4	-	4	302.1	23.3	0.067	0.003	0.068	0.003	4438.0	384.8
	4	-	5.6	262.9	20.5	0.131	0.006	0.132	0.006	1992.9	182.9
	5.6	-	10.8	180.3	17.1	0.163	0.012	0.165	0.013	1095.3	129.7
180 - 240	0.4	-	2.4	151.8	16.8	0.019	0.0009	0.019	0.0009	7931.1	957.4
	2.4	-	4	334.7	22.2	0.069	0.003	0.070	0.003	4771.0	367.3
	4	-	5.6	169.0	16.5	0.121	0.0078	0.122	0.008	1384.8	162.3
	5.6	-	10.8	56.3	9.5	0.14	0.02	0.14	0.02	400.7	86.3
240 - 300	0.4	-	3	138.0	15.3	0.0154	0.0008	0.0155	0.0008	8872.2	1096.8
	3	-	5.6	174.7	15.3	0.102	0.006	0.103	0.006	1696.7	182.8
300 - 420	0.4	-	3	60.8	11.0	0.0046	0.0005	0.0046	0.0005	13038.3	2693.8
	3	-	5.6	37.3	8.0	0.049	0.007	0.049	0.007	755.1	195.6

Tableau 5.6: Pour chaque intervalle de l'analyse est présenté le nombre de K_S^0 extraits par l'ajustement, et l'erreur statistique associée, la valeur des facteurs de correction $C = \beta/\alpha$, où $\alpha = 0.99102 + -0.00004$, et le nombre de K_S^0 corrigés.

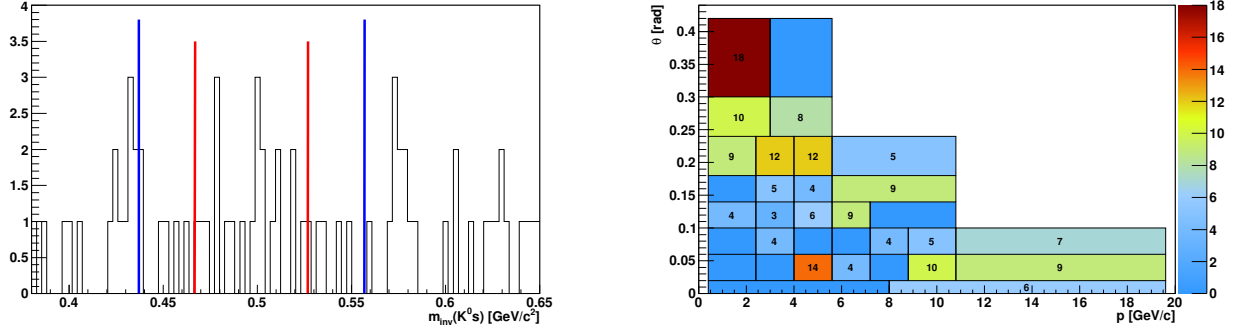


Figure 5.14: Gauche : Exemple de la méthode des bandes. Droite : Nombre de K_S^0 extraits par la méthode des bandes dans chacun des intervalles de l'analyse.

5.7 Normalisation

La section efficace inclusive différentielle d'une particule α est calculée selon la procédure dite standard dans NA61/SHINE :

$$\frac{d\sigma_\alpha}{dp}(\theta) = \frac{\sigma_{trig}}{1 - \epsilon} \cdot \left(\frac{1}{N^I} \frac{\Delta n_\alpha^I}{\Delta p} - \frac{\epsilon}{N^R} \cdot \frac{\Delta n_\alpha^R}{\Delta p} \right) \quad (5.14)$$

où :

- $\sigma_{trig} = 305.7 \pm 2.7(\text{stat.})_{-1.2}^{+1.0}(\text{syst.})$ mbarn est la section efficace de déclenchement pour les données de 2009 comme présenté dans la section 4.1.
- $\epsilon = 0.123 \pm 0.004$ est le rapport des probabilités d'interaction entre le lot de données sans et avec la cible insérée.
- N^I et N^R sont les nombres d'événements sélectionnés dans l'analyse pour la cible insérée et retirée respectivement.
- Δn_α^I et Δn_α^R sont les nombres de particules α , ici K_S^0 ou Λ^0 , corrigés dans chacun des intervalles angulaires et en impulsion Δp .

Cette normalisation permet de corriger les spectres par les contributions provenant d'interactions en dehors de la cible. Les spectres de production des V^0 normalisés au nombre moyen d'interactions de production sont calculés selon :

$$\frac{dn_\alpha}{dp}(\theta) = \frac{1}{\sigma_{prod}} \cdot \frac{d\sigma_\alpha}{dp} \quad (5.15)$$

où $\sigma_{prod} = 233.5 \pm 2.8(\text{stat.}) \pm 4.2(\text{syst. modèle})_{-1.2}^{+1.0}(\text{syst. détecteur})$ mbarn est la section efficace de production décrite dans la section 4.2.

5.7.1 Propagation des erreurs statistiques

Réécrivons la formule de la multiplicité différentielle :

$$\frac{dn}{dp} = A \frac{1}{C} \frac{1}{1-\epsilon} \left(\frac{NK_{in}^0}{N_{in}} - \epsilon \frac{NK_{out}^0}{N_{out}} \right)$$

où :

$$A = \frac{\sigma_{trig}}{\sigma_{prod}} \frac{1}{\Delta p}$$

Alors l'erreur statistique associée à la multiplicité différentielle est calculée selon :

$$\begin{aligned} \left(\Delta \frac{dn}{dp} \right)^2 &= \left(\frac{A}{C(1-\epsilon)} \right)^2 \left\{ \left(\frac{\Delta NK_{in}^0}{N_{in}} \right)^2 + \left(\epsilon \frac{\Delta NK_{out}^0}{N_{out}} \right)^2 \right\} \\ &+ \left(\frac{A}{C(1-\epsilon)} \right)^2 \left\{ \left(\frac{NK_{in}^0}{N_{in}} \frac{\Delta N_{in}}{N_{in}} \right)^2 + \left(\epsilon \frac{NK_{out}^0}{N_{out}} \frac{\Delta N_{out}}{N_{out}} \right)^2 \right\} \\ &+ \left(\frac{A}{C(1-\epsilon)} \left(\frac{NK_{in}^0}{N_{in}} - \epsilon \frac{NK_{out}^0}{N_{out}} \right) \frac{\Delta C}{C} \right)^2 \\ &+ \left(\frac{A}{C(1-\epsilon)} \left(\frac{NK_{in}^0}{N_{in}} - \epsilon \frac{NK_{out}^0}{N_{out}} \right) \frac{\Delta \epsilon}{1-\epsilon} \right)^2 \end{aligned}$$

Les erreurs associées aux sections efficaces inélastiques et de production, terme A , ne sont pas propagées.

5.8 Systématiques

Les sources d'incertitude systématiques de cette analyse ont été identifiées selon 6 facteurs : le calcul des facteurs de correction, les fonctions d'ajustement des spectres de masse invariante, la procédure de normalisation, l'algorithme de reconstruction et enfin les coupures de qualité et cinématiques. L'erreur systématique pour chacune de ces sources est estimée en prenant l'écart entre l'analyse standard et l'analyse en faisant varier la source d'erreur identifiée.

5.8.1 Calcul des facteurs de correction

En principe, les facteurs de correction ne devraient pas dépendre du générateur utilisé pour la simulation. En effet, les facteurs de correction représentent la fraction de V^0 reconstruits et ajustés dans chacun des intervalles $p - \theta$. Si un générateur prédit une quantité différente de V^0 dans une région de l'espace des phases par rapport à un autre, on devrait obtenir, *in fine*, la même fraction. Le principal argument vient du fait que c'est le même processus de propagation qui est utilisé dans chacun des cas : la propagation du V^0 , sa désintégration et la cinématique des filles sont gérées par la simulation basée sur GEANT3 de NA61/SHINE. Cette hypothèse va être néanmoins testée. Pour cela, nous avons 3 simulations de statistique équivalente basées sur trois générateurs différents : FLUKA, VENUS et EPOS.

Les facteurs de correction peuvent être calculés selon deux méthodes : celle décrite dans la

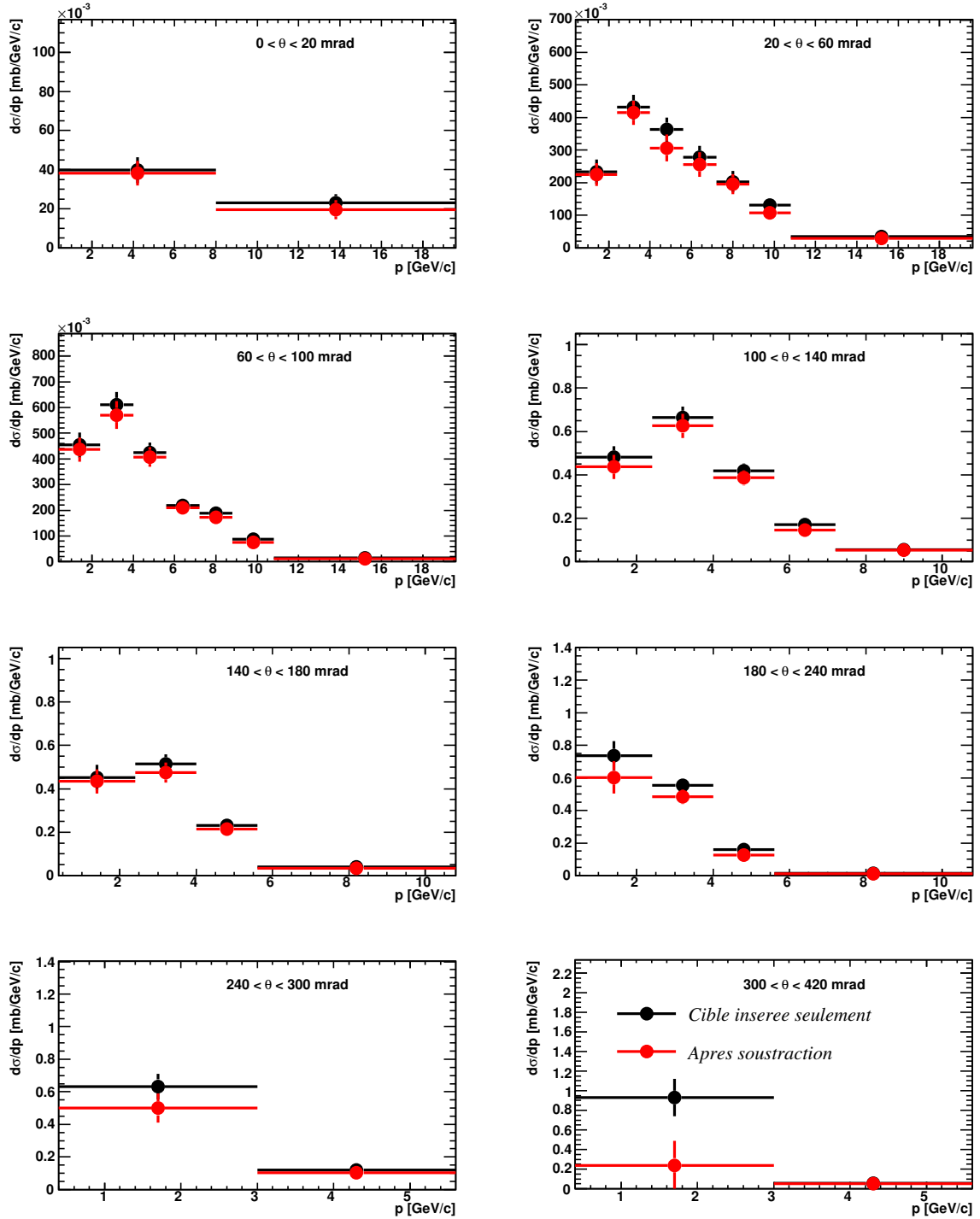


Figure 5.15: Section efficace différentielle de production des K_S^0 en fonction de l'impulsion pour chaque intervalle angulaire, avec son erreur statistique. En noir, sont présentés les résultats en utilisant que la cible insérée, en rouge, une fois la soustraction des interactions en dehors de la cible faite.

section 5.5, où le nombre de V^0 sélectionnés est extrait par la procédure d'ajustement comme pour les données, voir la figure 5.16. Afin de s'affranchir des effets dûs aux fonctions d'ajustement, on peut utiliser l'information sur la vérité Monte Carlo pour avoir le nombre de V^0 sélectionnés par l'analyse.

Il apparaît alors que la valeur des facteurs de correction n'est pas la même selon les générateurs utilisés, et cela pour les deux méthodes de calcul.

L'erreur associée au calcul des facteurs de correction varie de 8 à 12%, voir la figure 5.20.

5.8.2 Ajustement des spectres de masse invariante

Plusieurs fonctions ont été utilisées pour décrire les spectres de masses invariante : polynômes d'ordre de 4 et polynômes de Chebyshev de troisième ordre pour le bruit de fond, Lorentzienne pour le signal. Le choix de ces fonctions est encore une fois motivé par une volonté de limiter le nombre de paramètres libres à ajuster, afin de minimiser l'erreur statistique.

On remarque alors sur la figure 5.19 que lorsque la Lorentzienne est utilisée pour décrire le signal, la largeur du pic est plus grande que lorsque l'on utilise deux gaussiennes. Le nombre brut de V^0 extrait est donc supérieur. Cependant cet effet est également présent pour le Monte-Carlo, donnant lieu à des facteurs de correction plus grand. L'effet se compense alors, et le nombre de K_S^0 corrigés reste compatible avec d'autre méthode d'ajustement.

L'erreur associée aux fonctions d'ajustement varie de 6 à 15%, voir la figure 5.20.

5.8.3 Procédure de normalisation

Dans la collaboration NA61/SHINE, il existe deux procédures de normalisation. Celle dite "standard", présentée dans la section 5.7 et celle basée sur les vertex. La principale différence entre les deux procédures réside dans la prise en compte des interactions en dehors de la cible. Dans l'approche standard, le paramètre ϵ , mesuré grâce à une analyse parallèle qui s'affranchit des biais de la reconstruction, comme décrit dans la section 4.1, permet de prendre en compte la fraction d'interactions qui a lieu en dehors de la cible.

Dans cette autre approche, la multiplicité différentielle est calculée selon :

$$\frac{dn}{dp}(\theta) = \frac{1}{N^I - BN^R} \left(\frac{\Delta n_\alpha^I}{\Delta p} - B \frac{\Delta n_\alpha^R}{\Delta p} \right) \quad (5.16)$$

où :

- N^I et N^R sont le nombre d'événements sélectionnés pour l'analyse pour le lot de données avec la cible insérée et retirée, respectivement. Précisons, que dans le cas de la procédure de normalisation basée sur les vertex, une coupure sur la position du vertex primaire est appliquée : $-585 < z_{\text{vtx primaire}} [\text{cm}] < -575$.
- Δn_α^I et Δn_α^R sont les nombres de particules de type α corrigés dans chacun des intervalles angulaires et en impulsion Δp .
- B représente le rapport des interactions entre le lot avec et sans la cible dans une zone loin de la cible (figure 5.21) :

$$B = \frac{N_{Z^{\text{loin}}}^I}{N_{Z^{\text{loin}}}^R} = 2.16 \pm 0.03 \quad (5.17)$$

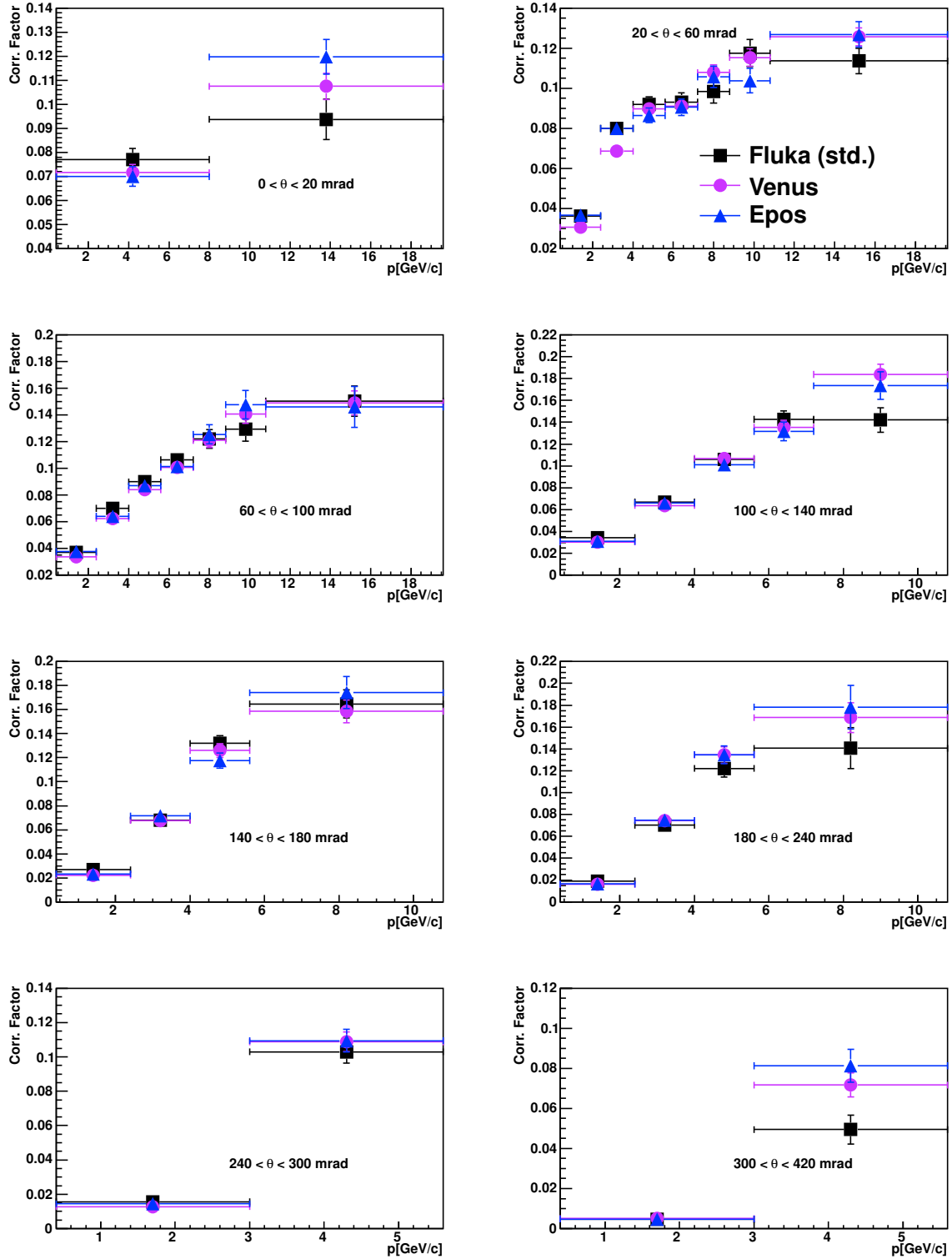


Figure 5.16: Valeur des facteurs de corrections selon trois générateurs différents : FLUKA (noir), VENUS (rose) et EPOS (bleu). Le nombre de K_S^0 passant les critères de l'analyse est estimé par la procédure d'ajustement décrite dans la section 5.5

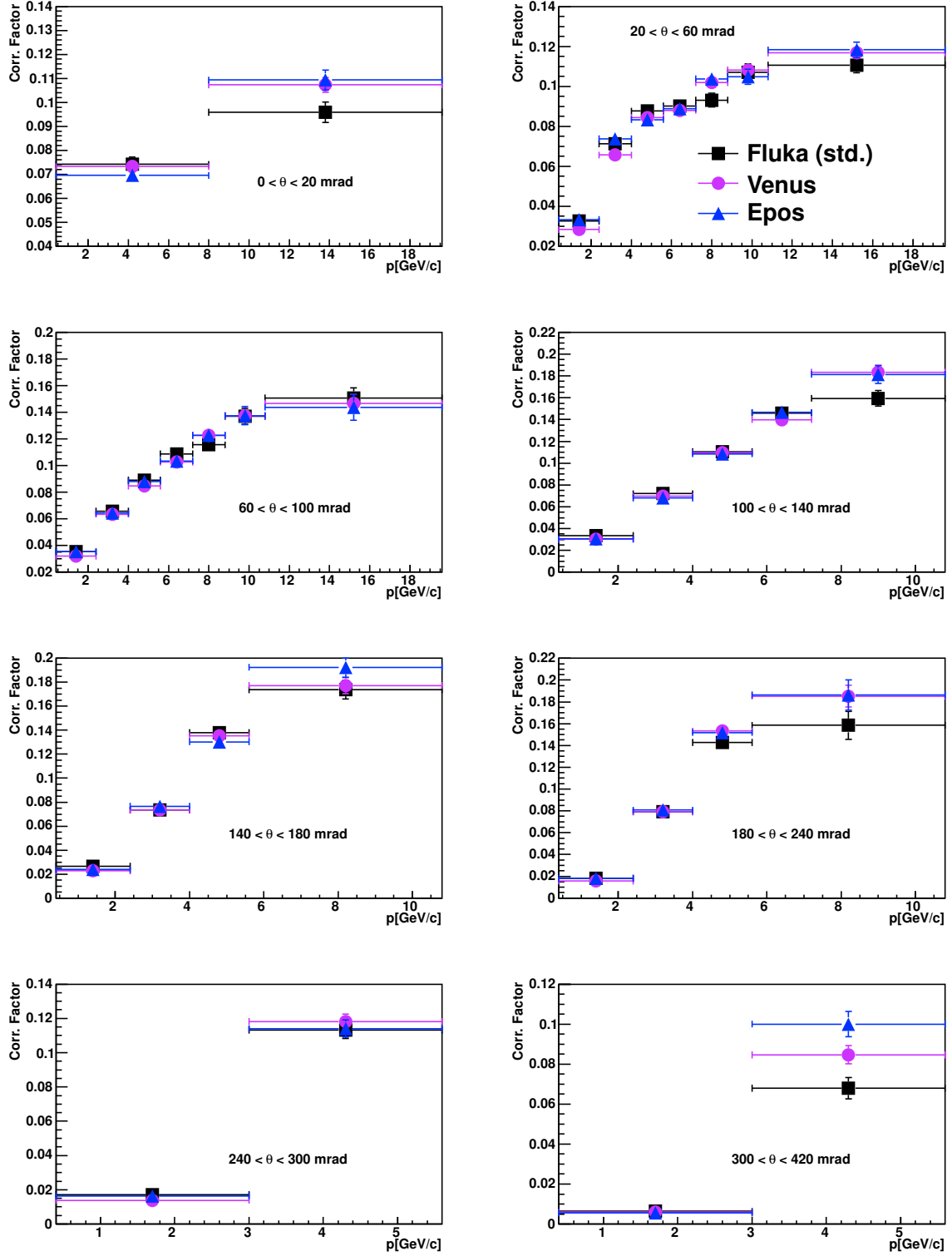


Figure 5.17: Valeur des facteurs de corrections selon trois générateurs différents : FLUKA (noir), VENUS (rose) et EPOS (bleu). Le nombre de K_S^0 passant les critères de l'analyse est extrait de la vérité Monte Carlo

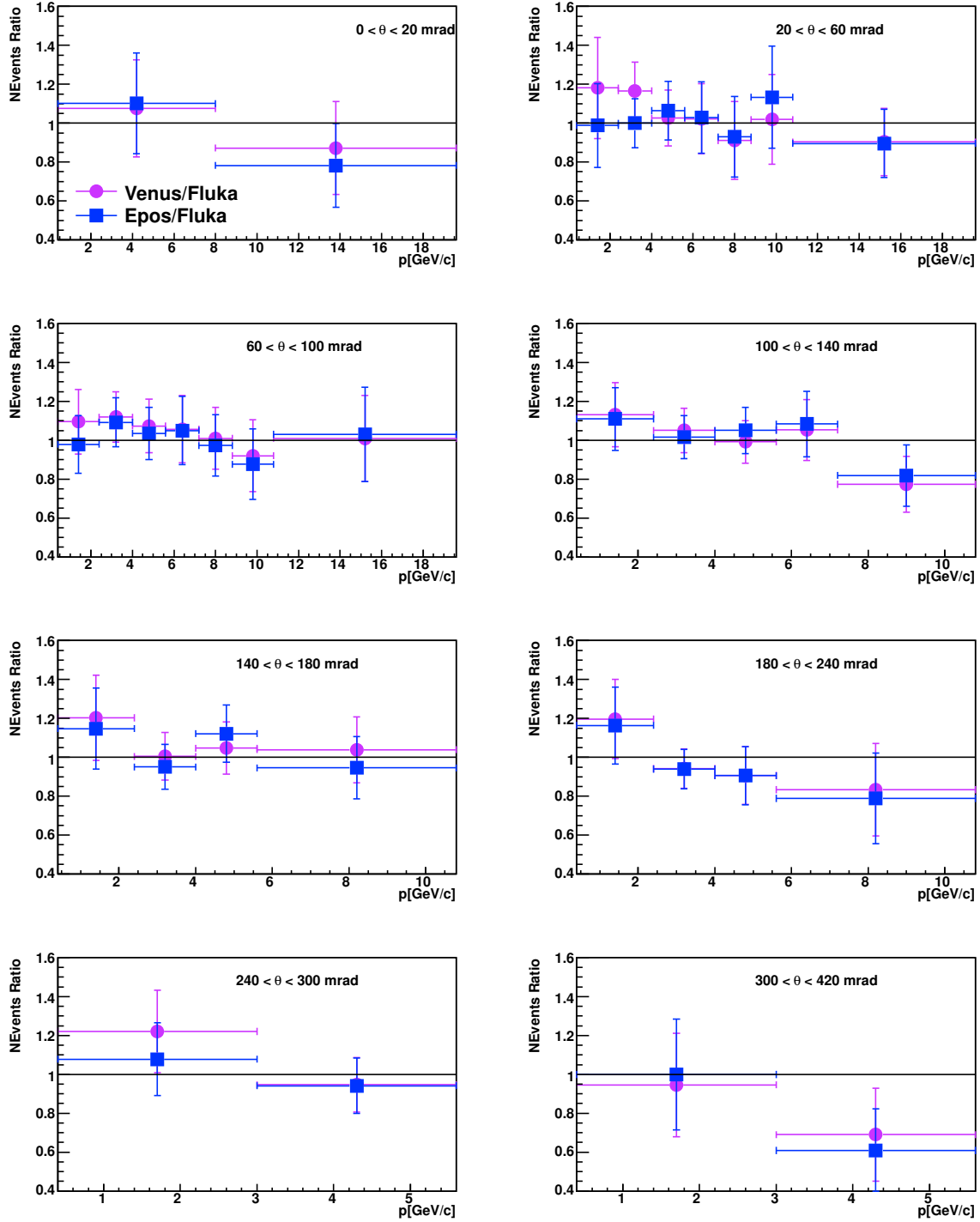


Figure 5.18: Écart relatif du nombre d'événements corrigés entre VENUS (rose) et EPOS (bleu) par rapport à l'analyse standard - utilisant FLUKA. La procédure estimant le nombre de K_S^0 est la même que pour les données

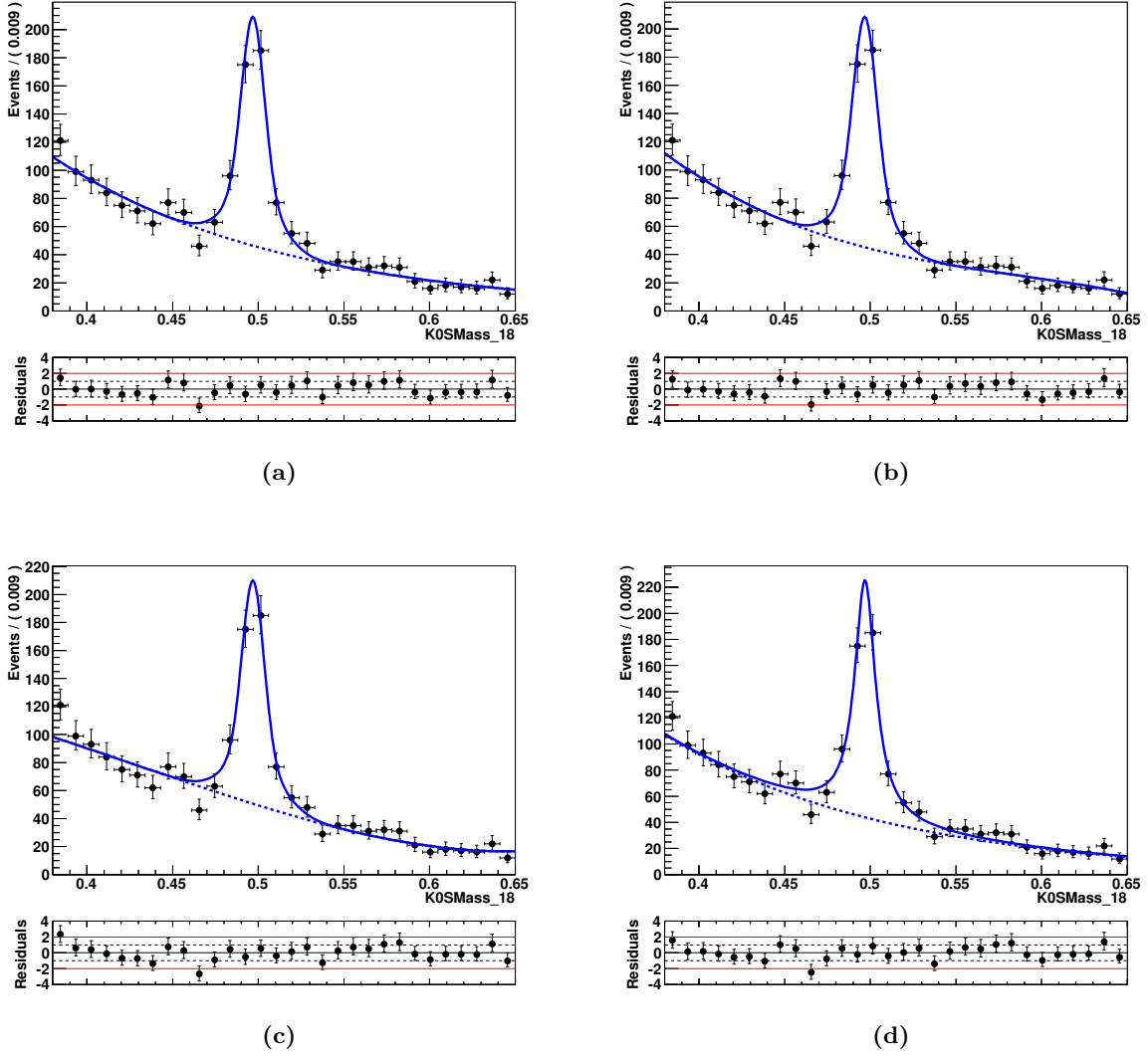


Figure 5.19: Différentes fonctions d'ajustement pour un même intervalle sur les données ($100 < \theta$ [mrad] < 140 , $2.4 < p$ [GeV/c] < 4.0). (a) : 2 gaussiennes + exponentielle; (b) 2 gaussiennes + Chebyshev d'ordre 3; (c) : 2 gaussiennes + polynôme d'ordre 4; (d) : Lorentzienne + exponentielle.

L'erreur associée à la procédure de normalisation varie de 3 à 10%, voir la figure 5.22. Bien que le changement de normalisation devrait modifier les résultats finaux de manière uniforme, on observe des variations locales. Cela vient du fait que notre lot de traces à ajuster est modifié en raison d'une sélection supplémentaire effectuée sur la position du vertex primaire.

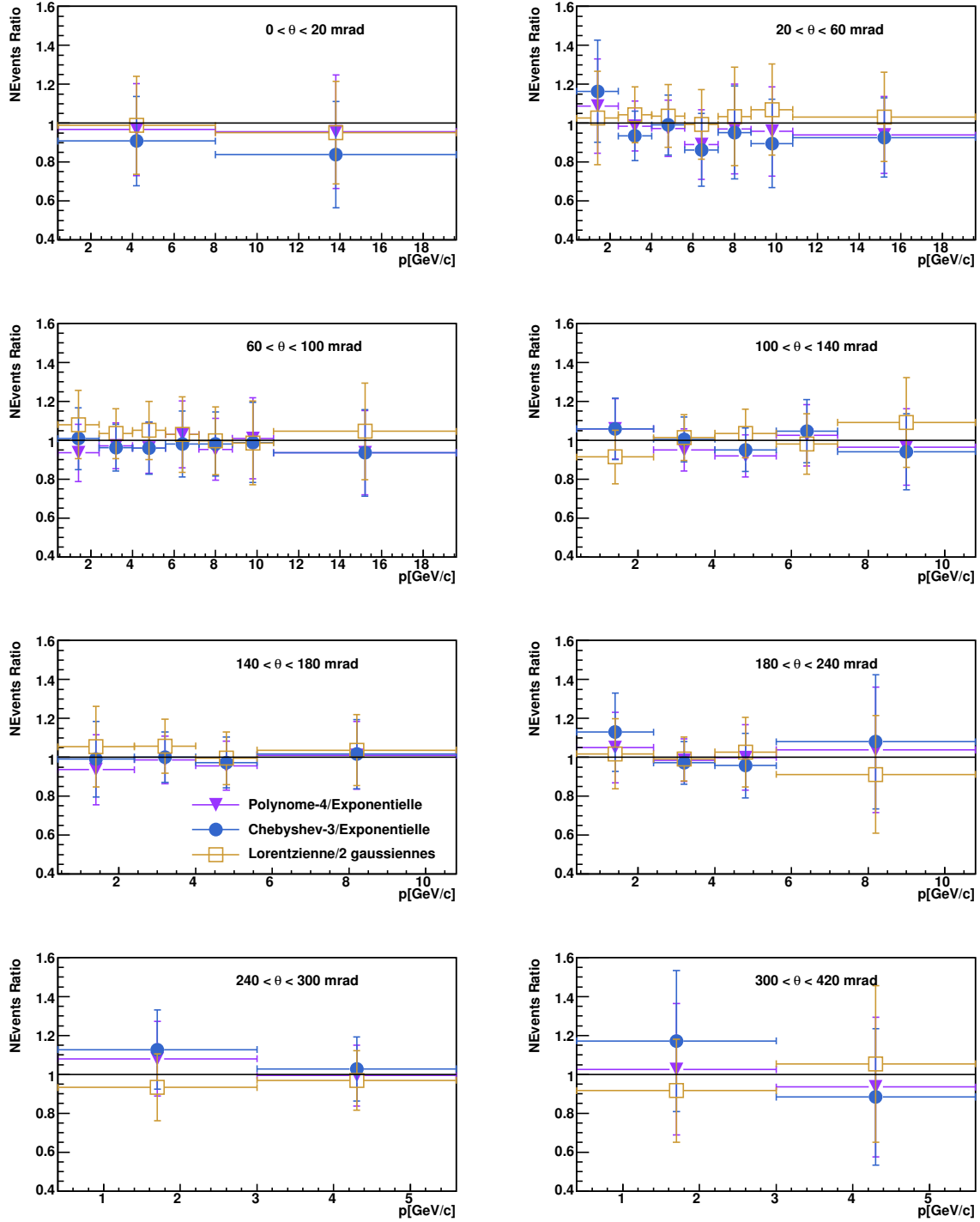


Figure 5.20: Écart relatif du nombre d'événements corrigés entre les polynômes d'ordre 4 (rose), Chebyshev d'ordre 3 (bleu) et la Lorentzienne (orange) par rapport à l'analyse standard - utilisant 2 gaussiennes et une exponentielle.

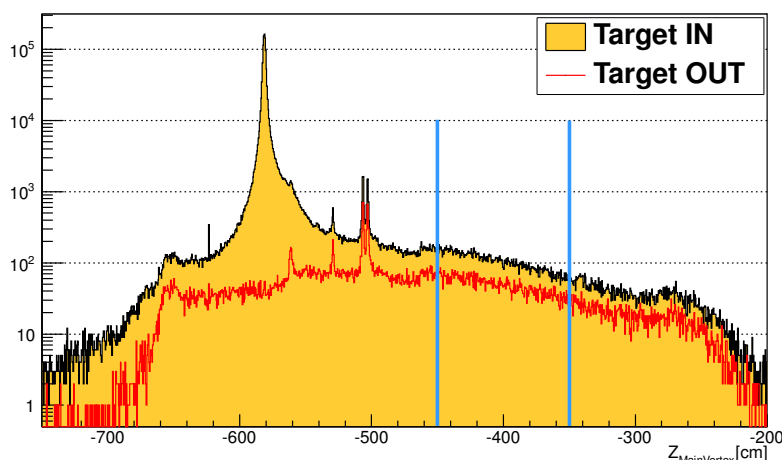


Figure 5.21: Distribution des vertex primaires selon z pour la cible insérée (jaune) et retirée (rouge). La position de la cible en $z \simeq -580$ cm apparaît clairement. La zone servant à calculer B est délimitée par les traits bleus : $-450 < z_{\text{vtx primaire}} [\text{cm}] < -350$.

5.8.4 Algorithmes de reconstruction

La chaîne de reconstruction utilise trois méthodes pour déterminer la position du vertex d'interaction primaire :

1. La position est ajustée grâce à l'intersection de la trace du faisceau (par les BPDs) et des traces filles reconstruites dans les TPCs
2. La position du vertex primaire en x et y est déterminée par les mesures du faisceau dans les BPDs, la position en z est fixée au centre de la cible, mesurée par des géomètres.
3. La position en x et y du vertex primaire est fixée à 0, la position en z est fixée au centre de la cible

Lors de la reconstruction, deux options peuvent être choisies : -pp et -pA.

L'option -pp, celle utilisée par défaut dans notre analyse, détermine la position du vertex primaire selon la première méthode. Si cela n'est pas possible la deuxième puis la troisième méthode est utilisée.

L'option -pA utilise la deuxième méthode pour déterminer la position du vertex.

La différence entre les deux options a un impact sur l'impulsion reconstruite des traces filles.

L'erreur associée à l'algorithme de reconstruction varie de 8 à 15%, voir la figure 5.23.

5.8.5 Coupures

5.8.5.1 Coupures de qualité

Les trois coupures de qualité de l'analyse vont être modifiées. Lorsque la résolution des différentes variables est mesurable, comme pour la distance minimale d'approche des deux traces filles, les coupures seront variées de cette quantité. Comme décrit dans la section 5.3.3, le paramètre d'impact du candidat V^0 est très mal reproduit dans le Monte Carlo, principalement

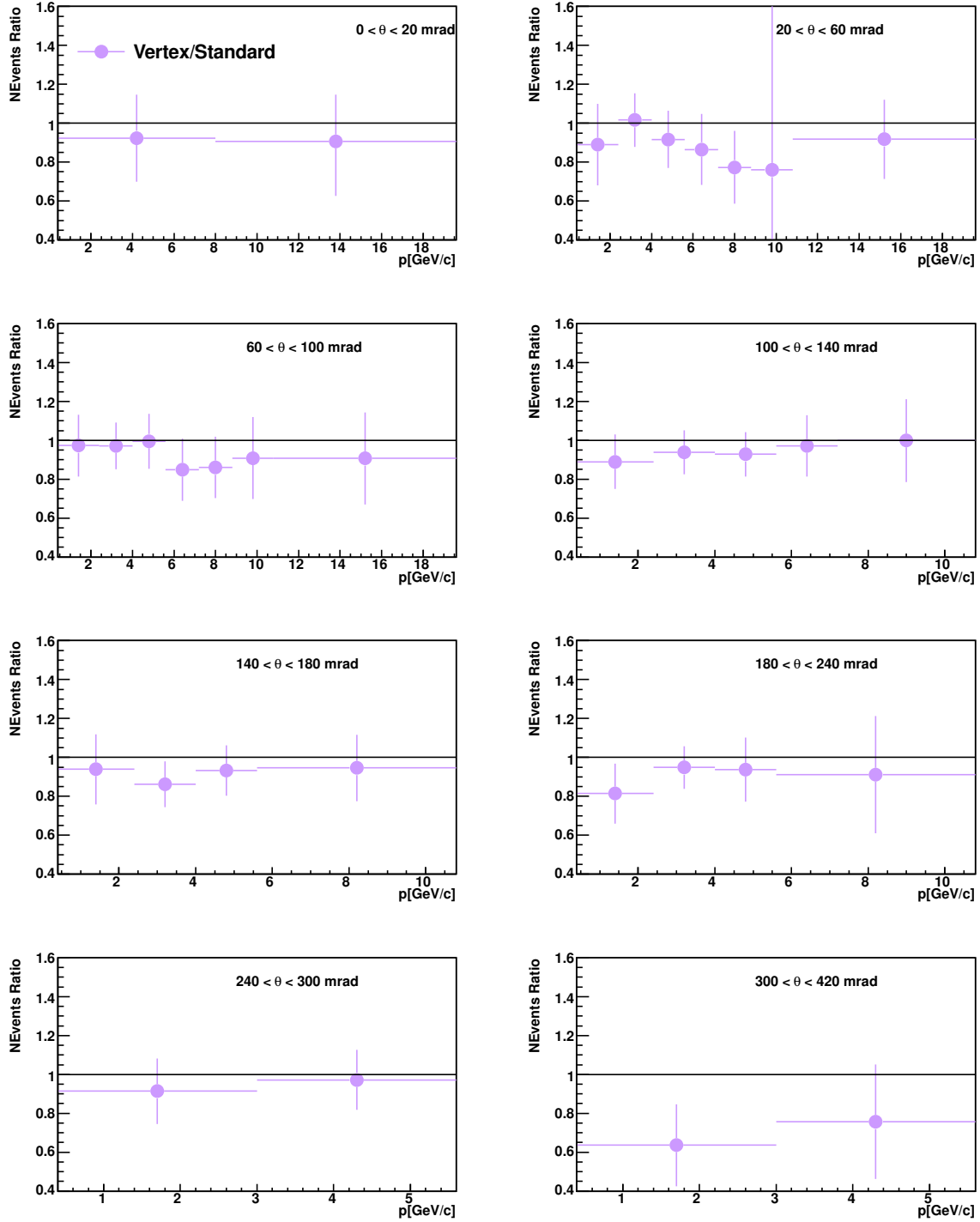


Figure 5.22: Écart relatif de la multiplicité différentielle entre l'analyse normalisée par l'approche des vertex par rapport à l'analyse standard.

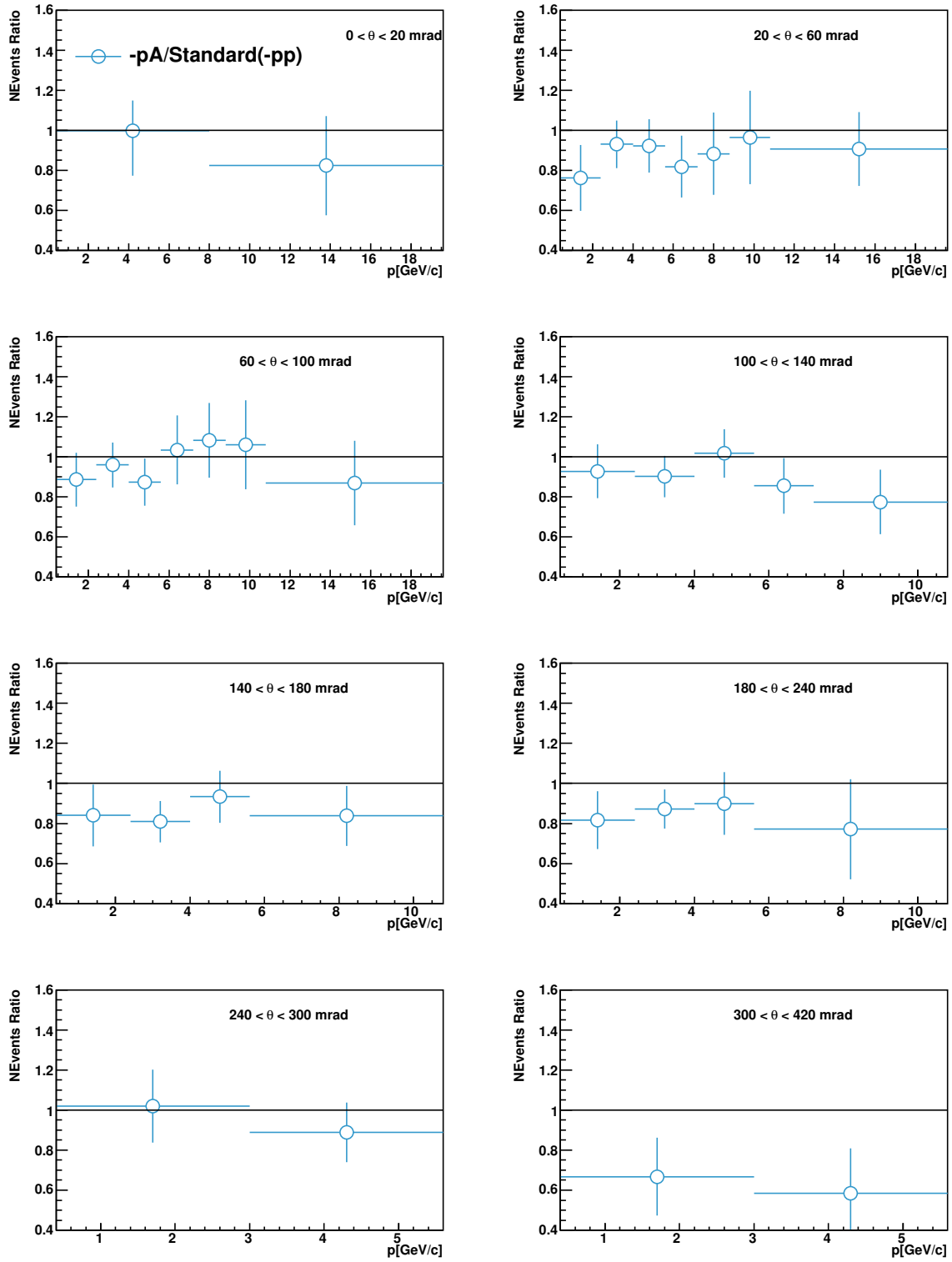


Figure 5.23: Écart relatif de la multiplicité différentielle entre l'analyse où les traces sont reconstruites avec l'option de reconstruire avec l'option -pA par rapport à l'analyse standard.

à cause de l'énorme quantité de bruit de fond électronique dans les données. Cette variable, ainsi que le nombre minimal de clusters demandé aux traces filles, seront variées arbitrairement. Ainsi, la modification des coupures de qualité est :

- Nombre minimal de clusters des traces filles : 20 ± 5
- Paramètre d'impact du candidat V^0 : $|b_x| < 3.5 \text{ cm}$, $|b_y| < 1.5 \text{ cm}$
- Distance minimale d'approche des traces filles : $0.5 \pm 0.25 \text{ cm}$

L'erreur associée aux coupures de qualité varie de 8 à 15%, voir la figure 5.24.

5.8.5.2 Coupures cinématiques

Tout comme pour les coupures de qualité, les coupures cinématiques vont être modifiées selon la résolution de chaque variable :

- La distance de propagation selon z : $3.5 \pm 1.5 \text{ cm}$
- La masse invariante dans l'hypothèse K_S^0 : changée à $0.4 < m_{inv}(K_S^0) [\text{GeV}/c^2] < 0.6$
- Toutes les autres coupures cinématiques sont modifiées, et nous demandons également que $-0.95 < \cos\theta^* < 0.95$, $m_{inv}(\Lambda) > 1.2 \text{ GeV}/c^2$, et la sélection en dE/dx est modifiée.

Deux principales coupures influencent les résultats de l'analyse. La limite sur la masse invariante dans l'hypothèse K_S^0 est une coupure cruciale pour les performances de l'ajustement. La coupure sur la distance de propagation du candidat va être elle aussi déterminante car elle va soit couper une grande partie du signal lorsqu'elle est élargie, soit laisser passer une importante quantité de bruit de fond lorsqu'elle est abaissée.

L'erreur associée aux coupures cinématiques varie de 8 à 12%, voir la figure 5.25.

Comme le lot de données et le Monte Carlo sont les mêmes dans le cas où l'algorithme de reconstruction change, et lorsque les coupures sont modifiées, ces résultats sont fortement corrélés. Seul l'écart maximum entre ces trois sources sera pris en compte pour le calcul de l'erreur systématique finale, qui ajoute en quadrature chaque contribution, récapitulé dans le tableau 5.7.

Source \ \ Angles	0-20	20-60	60-100	100-140	140-180	180-240	240-300	300-420
Facteur de correction	12	10	9	10	10	10	8	8
Ajustement	15	15	8	8	6	9	9	10
Normalisation	6	8	10	4	3	3	5	10
Cinématique	12	12	12	10	8	15	10	10
Qualité	13	12	8	8	7	10	8	8
Reconstruction	13	15	10	12	12	15	8	10
Maximum	13	15	12	12	12	15	10	10
Final	23.9	24.7	19.7	18.0	17.0	20.4	16.4	19.1

Tableau 5.7: Récapitulatif en pourcentage des différentes contributions à l'erreur systématique dans l'analyse K_S^0 pour chacun des intervalles angulaires de l'analyse.

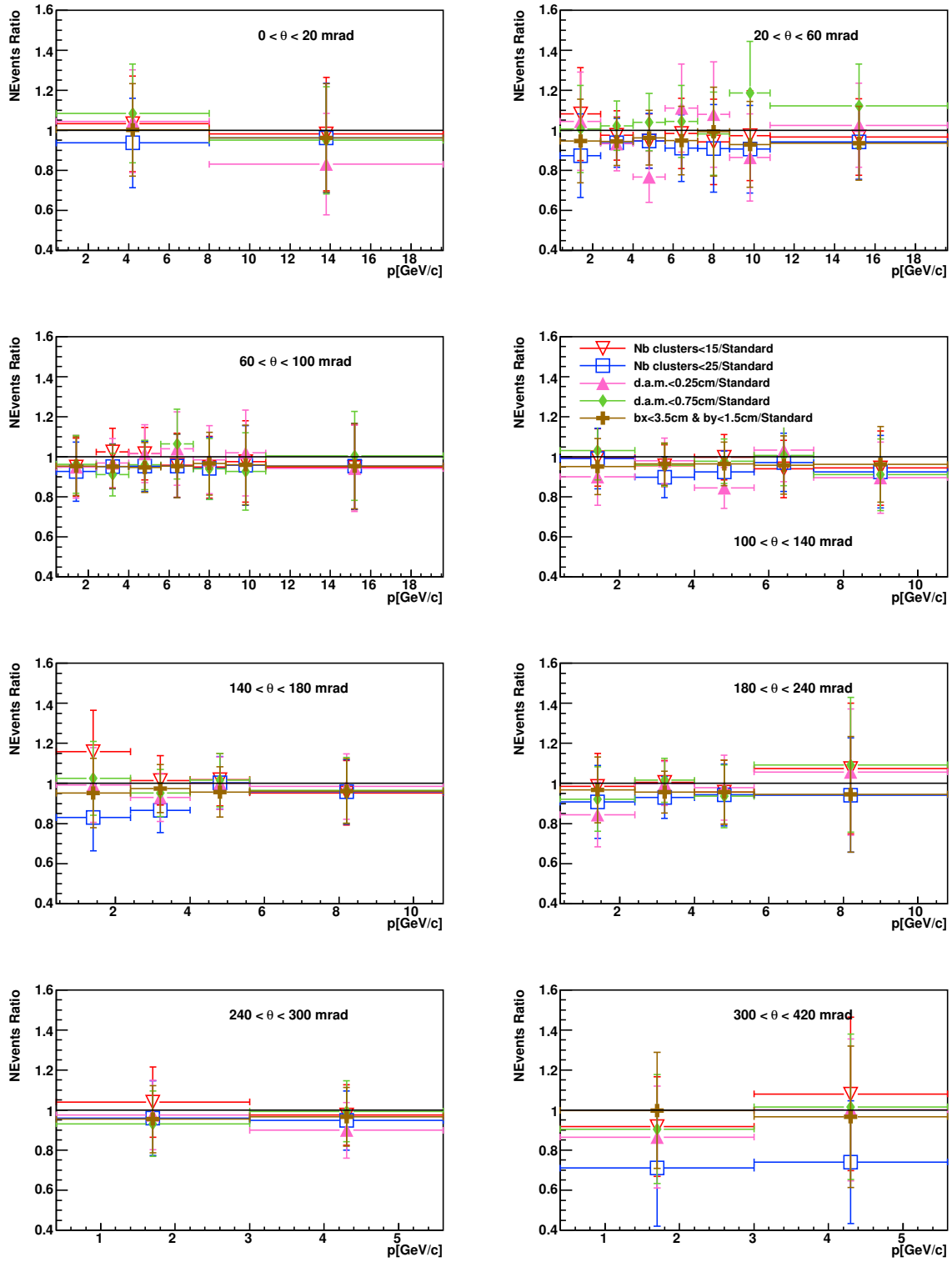


Figure 5.24: Écart relatif de la multiplicité différentielle entre l'analyse où les coupures de qualités sont modifiées par rapport à l'analyse standard.

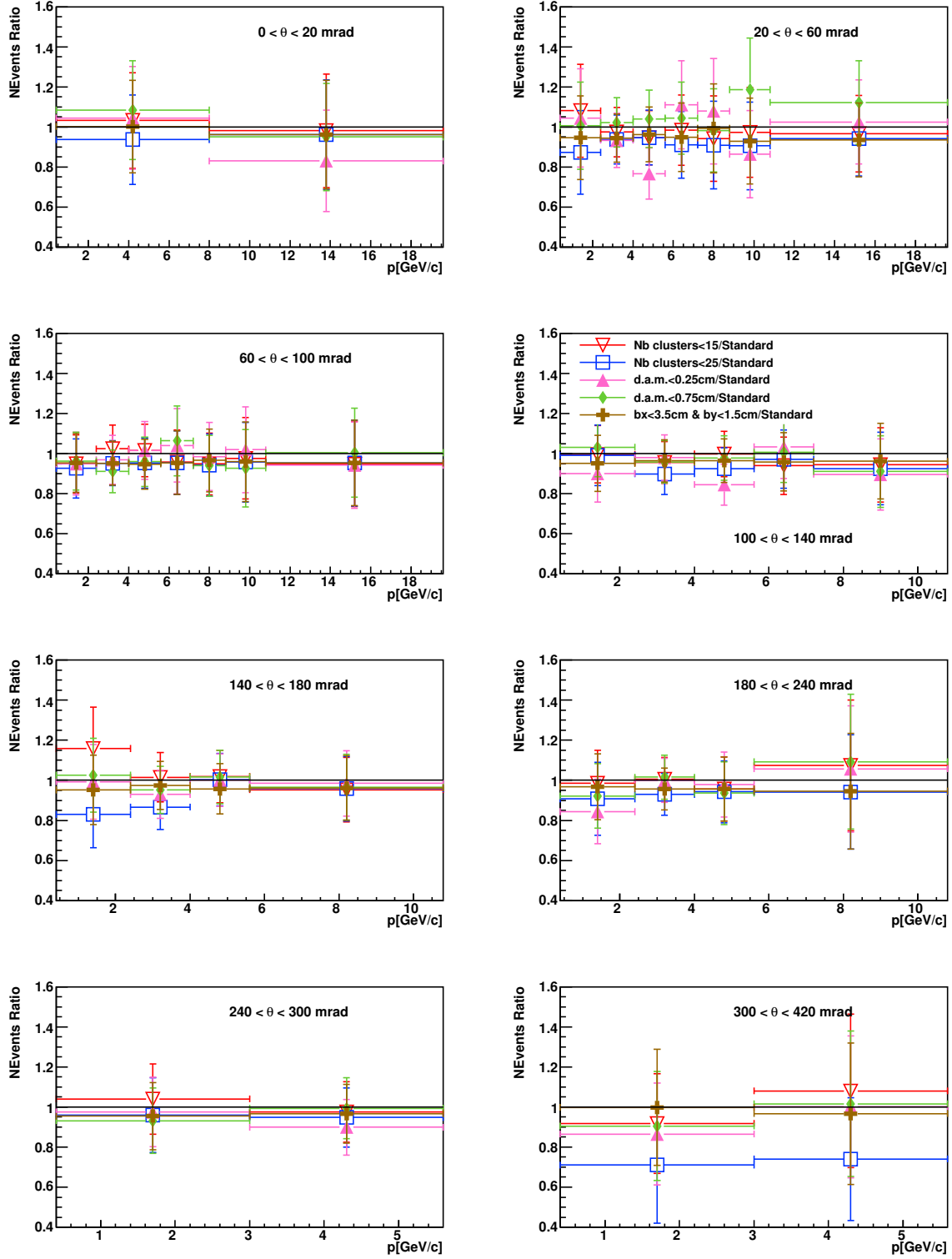


Figure 5.25: Écart relatif de la multiplicité différentielle entre l'analyse où les coupures cinématique sont modifiées par rapport à l'analyse standard.

5.9 Résultats et confrontations

5.9.1 Résultats

Les sections efficaces différentielles, avec les erreurs statistique et systématique associées sont détaillées dans le tableau 5.8 et présentées dans la figure 5.26. Ces résultats vont être confrontés à d'autres mesures, et aux prédictions de quelques générateurs.

5.9.2 Comparaisons avec la mesure des kaons chargés

Il est théoriquement possible de prédire le taux de production de kaon neutres à partir de la mesure du taux de production des kaons chargés. Cependant, il existe deux hypothèses pour mélanger les kaons chargés :

1. En utilisant l'argument de la symétrie d'Isospin. Alors :

$$N(K_S^0) = \frac{1}{2}(N(K^+) + N(K^-)) \quad (5.18)$$

2. En utilisant une prédiction basée sur un modèle simplifié de composition partonique [96]. En faisant l'hypothèse suivante sur le nombre de quarks de valence et de la mer :

$$u_s = \bar{u}_s = d_s = \bar{d}_s, s_s = \bar{s}_s \quad (5.19)$$

$$n \equiv u_v/d_v \quad (5.20)$$

On obtient alors la prédiction du nombre de K_S^0 dans les interactions hadrons+hadrons suivante :

$$N(K_S^0) = \frac{1}{2n}(N(K^+) + (2n-1)N(K^-)) \quad (5.21)$$

Pour des interactions $p+p$, $n=2$ et pour des interactions $p+n$ nous avons $n=1$. En prenant en compte que l'interaction a lieu dans le noyau de carbone, nous obtenons la relation suivante :

$$N(K_S^0) = \frac{1}{8}(3 \times N(K^+) + 5 \times N(K^-)) \quad (5.22)$$

La mesure, au sein d'une même expérience, pour la même interaction des trois mésons étranges K^+ , K^- et K_S^0 permettrait de lever le doute entre ces deux hypothèses. Comme montré sur la figure 5.27, la mesure des K_S^0 présente une trop grande incertitude pour pouvoir trancher. Le lot de données pris avec la cible longue en 2010, avec une grande statistique et une contamination en bruit électronique bien plus faible, devrait pouvoir permettre d'éclaircir ce point avec plus de certitude.

Néanmoins, l'accord relatif entre ces deux mesures réalisées avec des méthodes différentes est à souligner.

θ [mrad]	$\mathbf{p}$ [GeV/c]			$\frac{d\sigma}{dp}$ [mb/(GeV/c)]	Δ_{stat} [mb/(GeV/c)]	Δ_{stat} [%]	Δ_{syst} [mb/(GeV/c)]	Δ_{syst} [%]
0 - 20	0.4	-	8.0	0.038	0.006	16.6	0.009	23.9
	8.0	-	19.6	0.020	0.005	24.8	0.005	
20 - 60	0.4	-	2.4	0.23	0.04	15.6	0.05	24.7
	2.4	-	4.0	0.41	0.04	8.9	0.10	
	4.0	-	5.6	0.31	0.04	13.4	0.07	
	5.6	-	7.2	0.26	0.04	14.8	0.06	
	7.2	-	8.8	0.19	0.03	15.8	0.05	
	8.8	-	10.8	0.11	0.02	20.6	0.03	
	10.8	-	19.6	0.029	0.005	17.9	0.007	
60 - 100	0.4	-	2.4	0.44	0.05	10.8	0.09	19.7
	2.4	-	4.0	0.57	0.05	9.6	0.11	
	4.0	-	5.6	0.41	0.04	9.2	0.08	
	5.6	-	7.2	0.21	0.02	11.7	0.04	
	7.2	-	8.8	0.17	0.02	13.5	0.03	
	8.8	-	10.8	0.076	0.014	18.4	0.015	
	10.8	-	19.6	0.011	0.002	21.2	0.002	
100 - 140	0.4	-	2.4	0.44	0.05	12.7	0.08	18.0
	2.4	-	4.0	0.63	0.05	8.8	0.11	
	4.0	-	5.6	0.39	0.03	8.9	0.07	
	5.6	-	7.2	0.15	0.02	13.0	0.03	
	7.2	-	10.8	0.053	0.007	13.8	0.01	
140 - 180	0.4	-	2.4	0.43	0.05	12.9	0.07	17.0
	2.4	-	4.0	0.47	0.05	9.9	0.08	
	4.0	-	5.6	0.21	0.02	10.3	0.04	
	5.6	-	10.8	0.033	0.005	14.7	0.006	
180 - 240	0.4	-	2.4	0.60	0.1	16.4	0.12	20.4
	2.4	-	4.0	0.48	0.04	9.4	0.1	
	4.0	-	5.6	0.13	0.02	15.8	0.03	
	5.6	-	10.8	0.011	0.003	30.5	0.002	
240 - 300	0.4	-	3.0	0.50	0.09	17.9	0.08	16.4
	3.0	-	5.6	0.10	0.01	12.7	0.02	
300 - 420	0.4	-	3.0	0.24	0.25	103	0.05	23.9
	3.0	-	5.6	0.052	0.01	25.4	0.01	

Tableau 5.8: Pour chaque intervalle de l'analyse est présenté la section efficace différentielle, avec son erreur statistique et systématique associée.

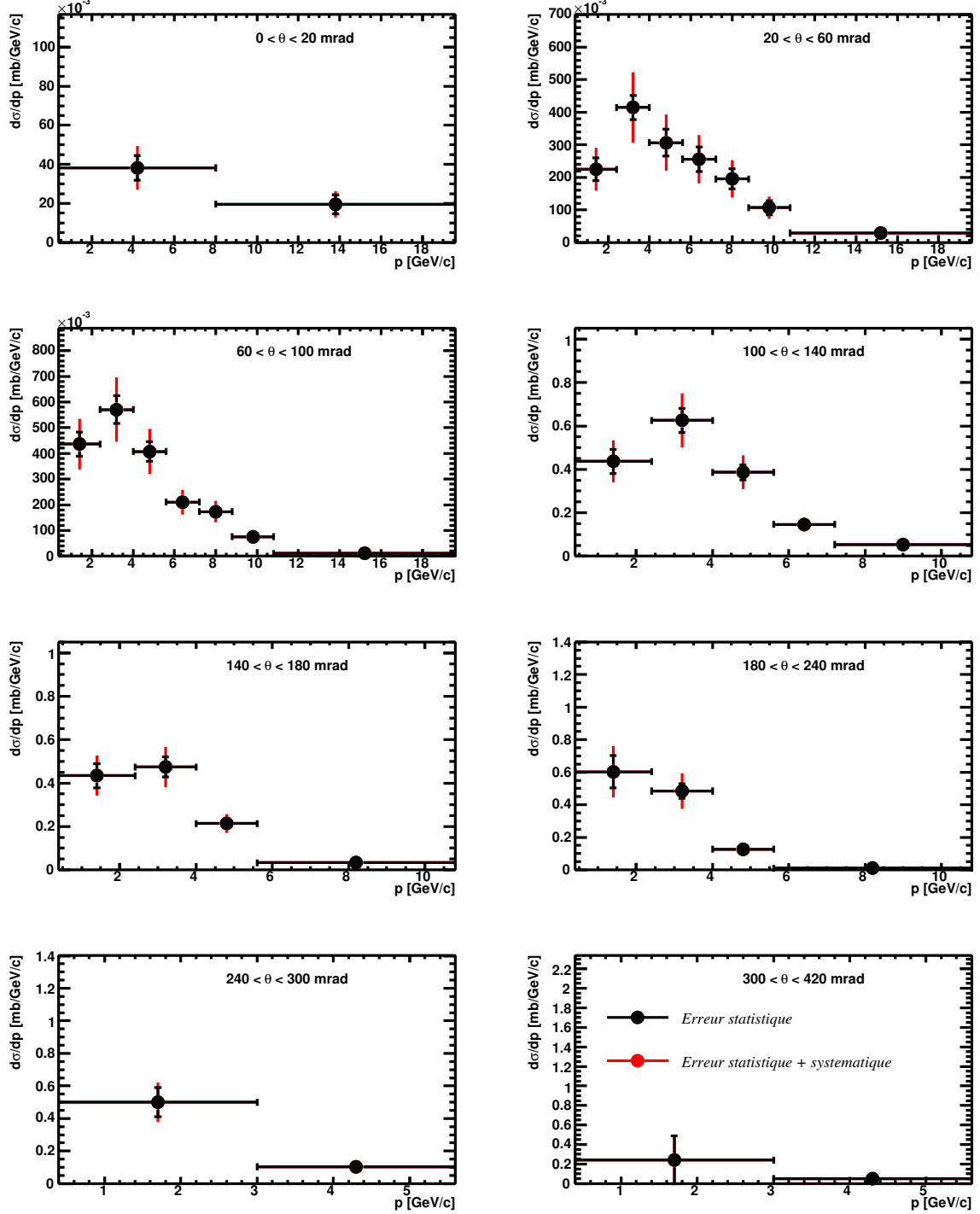


Figure 5.26: Section efficace différentielle de production des K_S^0 en fonction de l'impulsion pour chaque intervalle angulaire. En rouge, est présenté l'erreur statistique, en noir l'erreur statistique et systématique, ajoutés en quadrature.

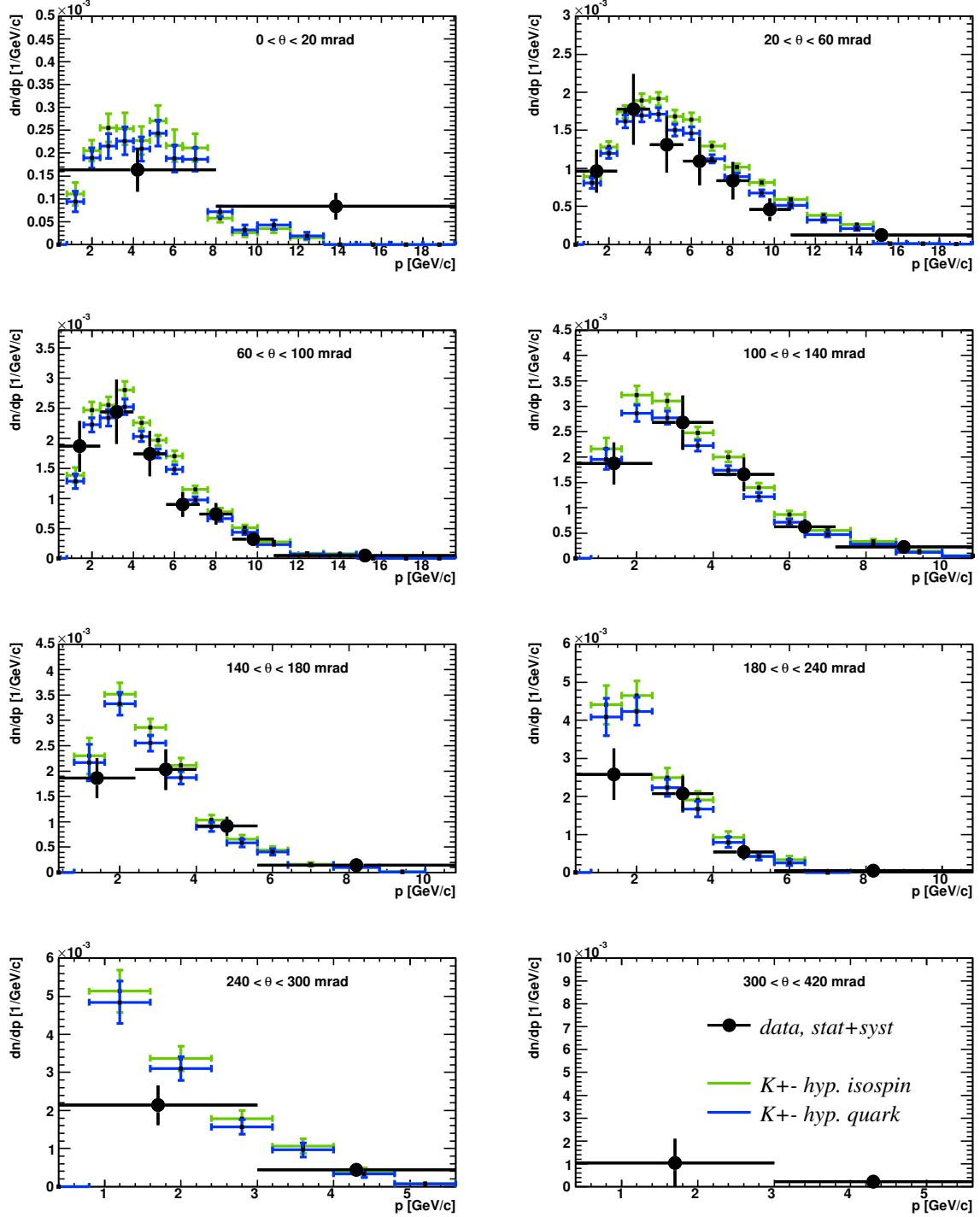


Figure 5.27: Multiplicité différentielle des K_S^0 en fonction de l'impulsion pour chaque intervalle angulaire. En bleu, les résultats de l'analyse des kaons chargés, mélangés selon l'hypothèse du comptage des quarks. En vert, les kaons sont mélangés selon l'hypothèse de symétrie d'isospin.

5.9.3 Comparaisons avec l'analyse de 2007

Dans le lot de données pris en 2007, avec une statistique bien plus faible ($\sim 667k$ d'interactions enregistrées), la mesure du taux de production des kaons neutres a également été faite. Les détails de l'analyse sont disponibles dans [91]. L'échantillonnage des candidats était fait avec des intervalles bien plus larges. Afin de pouvoir comparer notre résultat à celui de 2007, nous avons procédé à trois "analyses" différentes :

1. La procédure décrite ici, appliquée aux données de 2007.
2. La procédure décrite ici, appliquée aux données de 2009, selon l'échantillonnage de 2007.
3. Le ré-échantillonnage des résultats présentés dans la figure 5.26 et dans le tableau 5.8

Les différents résultats sont présentés dans la figure 5.28 pour les données de 2007, et sur la figure 5.29 sont comparées les données 2007 et 2009. L'accord entre les quatre analyses est marginal dans la mesure où les erreurs systématiques associées à ces mesures sont grandes et que la qualité des données de 2009 est bien moindre que celles de 2007.

5.9.4 Comparaisons avec des modèles de production hadronique

Notre résultat va maintenant être confronté à trois modèles de production hadronique utilisés dans ce chapitre : FLUKA, VENUS et EPOS.

Sur la figure 5.30, nous pouvons voir qu'il existe un bon accord entre notre mesure et les prédictions de FLUKA. À petit angle, $\theta < 100$ mrad, VENUS a tendance à surestimer la production de kaons neutres. Enfin, EPOS, surestime également le taux de production autour du pic, vers ~ 3 GeV/c.

5.10 Conclusions

Le taux de production des K_S^0 dans les interactions proton-carbone à 31 GeV/c a été mesuré. La contribution des V^0 provenant des interactions en dehors de la cible a été soustraite. À cause d'un bruit de fond électronique important dans notre lot de données, produisant une large quantité de traces courtes, des coupures serrées sont appliquées afin d'obtenir une sélection purifiée en V^0 . L'erreur statistique associée à notre mesure est alors grande, de 10 à 25%.

Les erreurs systématiques ont été estimées depuis six sources : la normalisation, les facteurs de correction, les fonctions d'ajustement, l'algorithme de reconstruction, les coupures de qualité et cinématiques. Les différentes sources d'incertitudes sont ajoutées en quadrature, donnant une erreur de l'ordre de 16 à 25% selon les intervalles $p - \theta$.

Notre résultat a été confronté à d'autres mesures. Le mélange des kaons chargés, selon deux hypothèses, montre un accord raisonnable entre les deux analyses. Il en va de même avec la comparaison avec la mesure faite dans les données de 2007.

La comparaison avec trois modèles hadroniques, FLUKA, VENUS et EPOS, montre que FLUKA reproduit correctement notre mesure. Cependant, nous allons maintenant voir si d'autres modèles hadroniques, ceux de GEANT4, peuvent également reproduire fidèlement nos données. Les raisons sont expliquées dans le chapitre suivant.

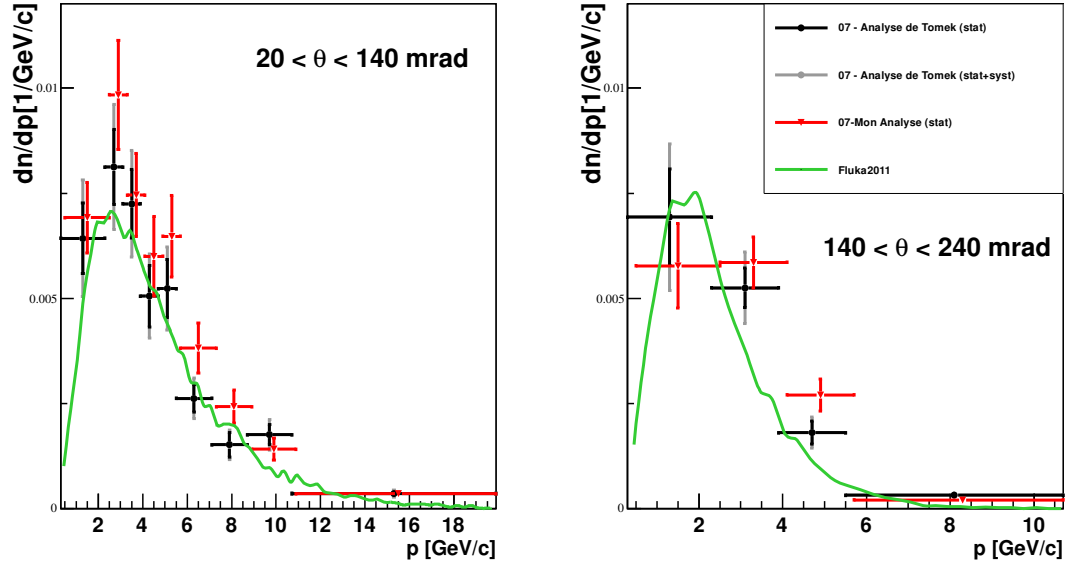


Figure 5.28: Multiplicité différentielle des K_S^0 en fonction de l'impulsion pour chaque intervalle angulaire de l'analyse 2007. En noir, les résultats de l'analyse faite sur les données de 2007 [91], avec les erreurs statistiques et systématiques ajoutés en quadrature, en gris. En rouge, ce même lot de données, analysé selon la procédure décrite dans ce chapitre, avec des erreurs statistique seulement.

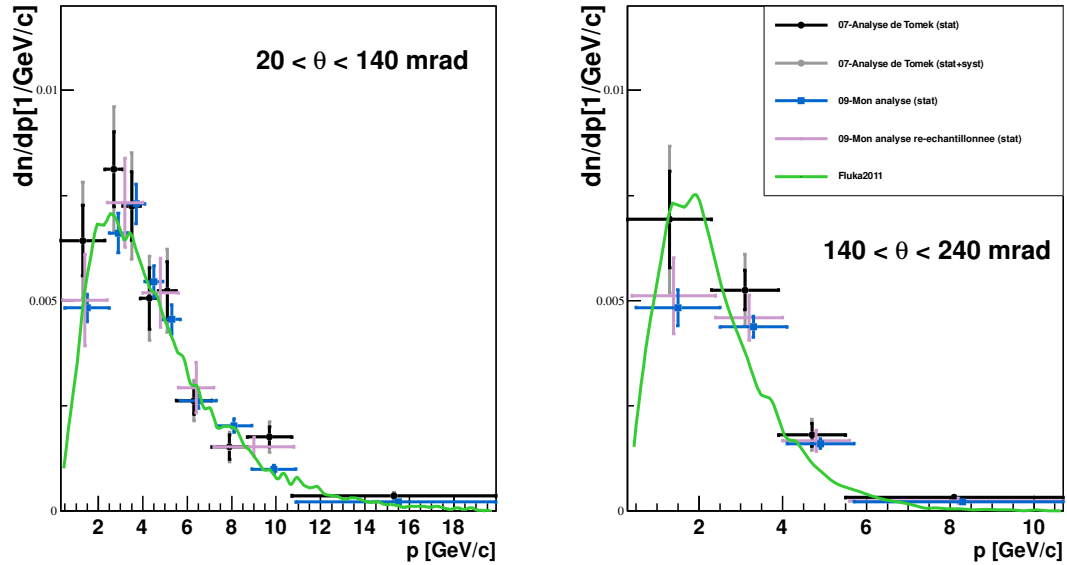


Figure 5.29: Multiplicité différentielle des K_S^0 en fonction de l'impulsion pour chaque intervalle angulaire de l'analyse 2007. En noir, les résultats de l'analyse fait sur les données de 2007 [91], avec les erreurs statistiques et systématiques ajoutés en quadrature, en gris. Comme les résultats de 2007 sont répartis différemment dans l'espace de phase $p - \theta$, les données de 2009 sont présentés en bleu ré-analysés et en rose ré-échantillonnés. Pour ces analyses, seules les erreurs statistiques sont présentées.

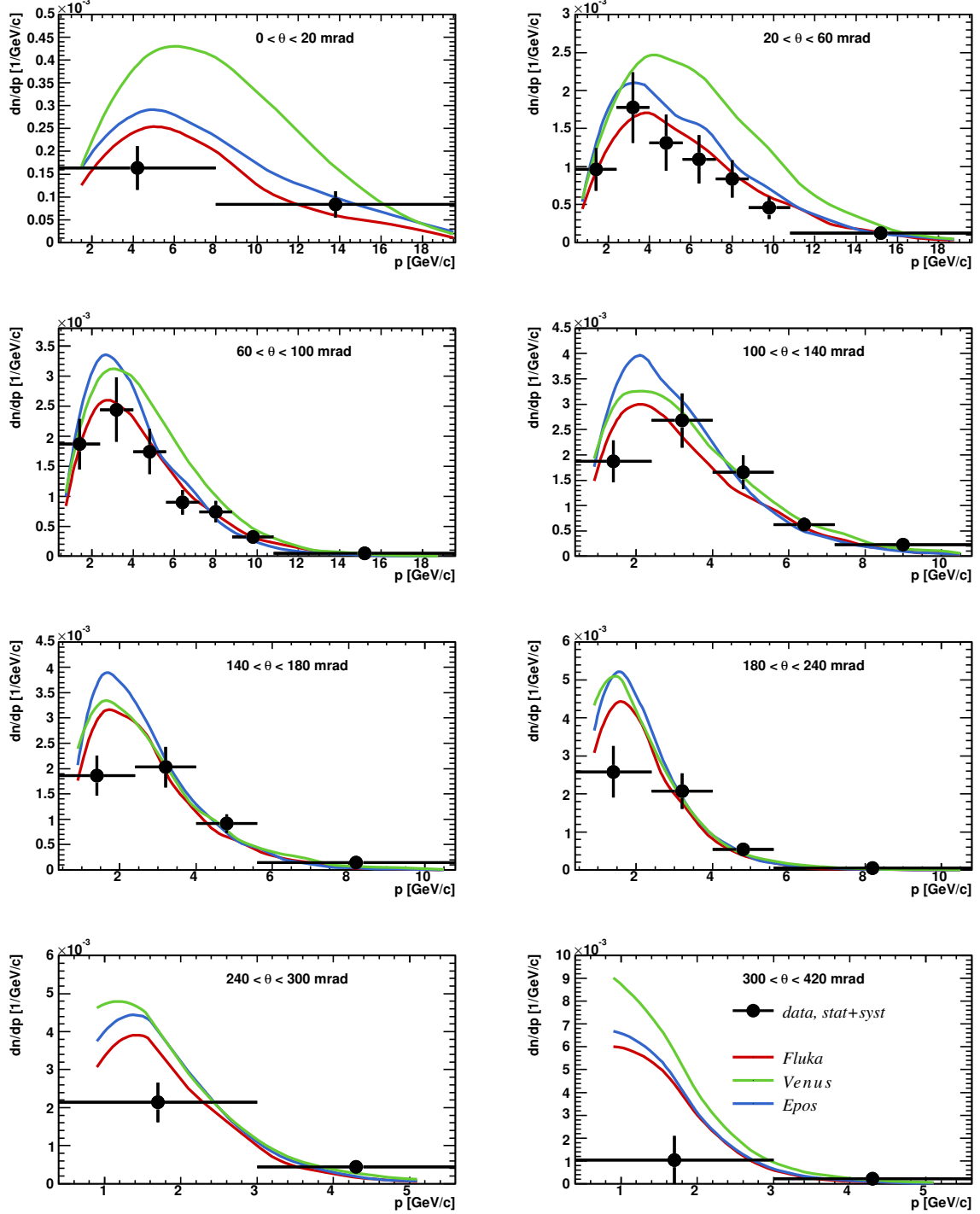


Figure 5.30: Multiplicité différentielle des K_S^0 en fonction de l'impulsion pour chaque intervalle angulaire. En rouge, la prédiction de FLUKA2011, en vert VENUS et en bleu EPOS

Chapitre 6

Modélisation des interactions hadroniques

Sommaire

6.1	Le projet <i>Virtual Monte Carlo</i>	122
6.2	Description des modèles de physique	123
6.2.1	Interactions à basse énergie	124
6.2.1.1	Bertini Cascade	124
6.2.1.2	Binary Cascade	125
6.2.2	Interactions à haute énergie	125
6.2.2.1	Quark Gluon String	125
6.2.2.2	Fritiof	126
6.2.2.3	LHEP	126
6.3	Les différents codes Monte-Carlo	126
6.3.1	Fluka	126
6.3.2	GEANT3	127
6.3.3	GEANT4	127
6.4	Procédure de validation	129
6.4.1	Les interactions élastiques et quasi-élastiques	130
6.4.2	Calcul phénoménologique de σ_{prod}	133
6.4.3	Estimation de σ_{prod}	135
6.4.4	Comparaisons avec les données 2007 de NA61/SHINE	135
6.5	À la recherche d'un autre modèle hadronique	136
6.5.1	Interactions élastiques et quasi-élastiques	136
6.5.2	Estimation de σ_{prod}	140
6.5.3	Comparaisons avec les données 2007 de NA61/SHINE	140
6.5.4	Discussion	140
6.6	Comparaisons avec des données de production hadronique	145
6.6.1	Production sur la cible mince de NA61/SHINE pour T2K	146
6.6.2	Données de HARP	154
6.6.3	Production par les interactions $p + p$ à NA61/SHINE	162
6.6.4	Production par les interactions $\pi^- + C$ à NA61/SHINE	162
6.7	Conclusions	165

Les mesures effectuées à NA61/SHINE contribuent à contraindre la prédiction du flux de neutrinos à T2K. Cependant, toutes les interactions qui peuvent avoir lieu dans la ligne de faisceau ne peuvent être contraintes par des mesures avec une expérience parallèle. Le générateur utilisé relève alors d'une importance capitale car lui seul saura prédire ces interactions. La chaîne de simulation de T2K se base sur le Monte Carlo FLUKA pour les interactions dans la cible, et GCALOR pour les ré-interactions au sein des matériaux de la ligne de faisceau.

Dans ce chapitre, nous allons étudier les possibilités d'utiliser un nouvel outil unique, Virtual Monte Carlo, *VMC*, pour pouvoir simuler de manière flexible et uniforme les expériences de hadroproduction et la production de neutrinos dans les expériences sur accélérateur. Dans un premier temps, après avoir présenté de manière succincte différents modèles de physique hadronique, nous aborderons la procédure de validation de cet outil par la mesure de la section efficace de production dans les interactions proton-carbone à 31 GeV/ c pour les données de 2007 dans l'expérience NA61/SHINE. Nous comparerons ensuite certains modèles à plusieurs lots de données de production hadronique, afin de pouvoir sélectionner celui qui nous semble le plus adapté.

6.1 Le projet *Virtual Monte Carlo*

Développé depuis 2002 pour l'expérience ALICE [97], VMC est maintenant utilisé par plusieurs collaborations de physique : CBM, PANDA, OPERA ou encore MINOS. L'idée de ce projet est de découpler les dépendances entre l'interface utilisateur et le code de Monte-Carlo en implémentant une couche abstraite entre ces deux derniers. Le code utilisateur devient alors indépendant du Monte-Carlo et il devient possible, avec la même application, le même langage, les mêmes fichiers d'entrées et de sorties, la même géométrie d'utiliser différents codes de transport : GEANT3 [98], GEANT4 [99] et FLUKA [100]. Pour des raisons essentiellement techniques et politiques, l'interface avec FLUKA n'est plus supportée ni autorisée par les auteurs.

Le programme de simulation devient plus flexible et plus efficace pour :

- Comparer différents modèles de physique au sein d'une même géométrie afin de déterminer un générateur adapté pour une description correcte de notre lot de données.
- Comparer différentes géométries au sein d'un même modèle de physique. Dans notre cas, passer de la géométrie de NA61/SHINE à celle de T2K pour modéliser les interactions hadroniques dans la cible de carbone avec un même générateur et même code de transport permettra de réduire certaines systématiques.

La librairie VMC est intégrée dans le cadre de ROOT [101].

D'un point de vue technique, la dépendance entre le code d'utilisateur et le Monte-Carlo est régie par l'introduction d'une interface au code de transport, *TVirtualMC*, et d'une interface à l'application, *TVirtualMCApplication*. Les particules générées sont stockées par *TVirtualMCStack*. Comme dans tout programme de simulation, il est possible d'activer seulement certains processus de physique et d'appliquer des seuils en énergie pour la propagation de certaines particules.

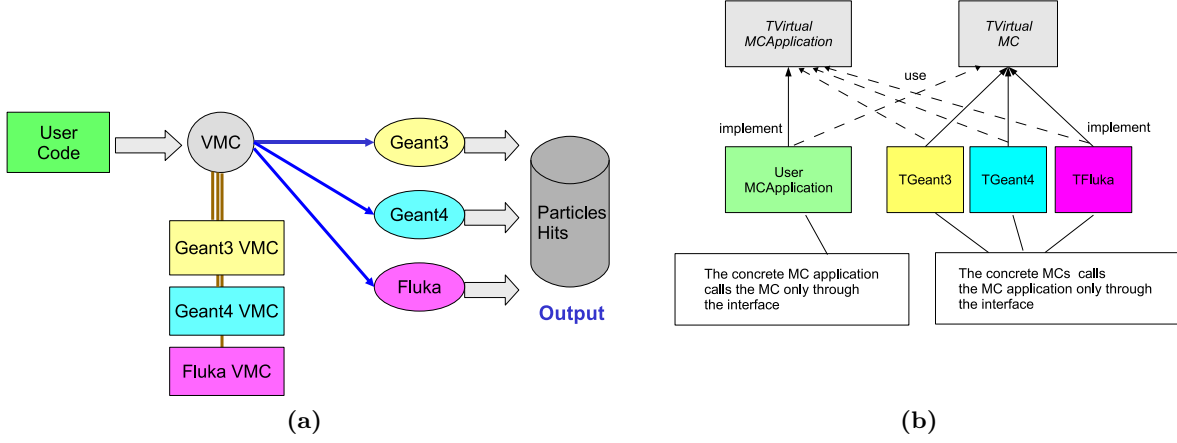


Figure 6.1: Graphiques représentant le concept de VMC (a), et le design de VMC (b). Les graphiques sont extraits de [102].

Dans VMC, il est possible de générer la géométrie du dispositif expérimental selon deux méthodes :

1. En utilisant les fonctions inspirées de GEANT3 qui seront limitées en options.
2. En utilisant le cadre de ROOT *via* *TGeo*. Cette méthode est plus efficace car elle fournit une interface graphique performante et des outils de vérification.

Il est important, à ce stade, de préciser que VMC est un outil encore en développement. Il en va de même pour GEANT4, qui est constamment amélioré selon les besoins des expériences utilisant ce logiciel. Les nouvelles fonctionnalités de GEANT4 ne sont pas implémentées immédiatement au sein de VMC. Enfin, il est important de préciser qu'en raison de l'interface entre VMC et le code Monte-Carlo, le temps de calcul d'une même simulation est nécessairement plus long *via* VMC qu'en utilisant le même Monte-Carlo seul, d'environ $\sim 10\%$.

6.2 Description des modèles de physique

La modélisation des interactions hadroniques repose sur le formalisme de la QCD, *Quantum Chromo-Dynamics*, des interactions fortes. On peut distinguer deux régions cinématiques des interactions hadroniques :

1. *Les processus "Hard"* : A grande impulsion transférée Q^2 , ou grande impulsion transverse p_T , la constante de couplage α_S devient suffisamment petite pour que le développement perturbatif de la théorie soit possible.
2. *Les processus "Soft"* : À petite impulsion transférée Q^2 , ou quand l'impulsion transverse $p_T \rightarrow 0$, la constante de couplage devient $\alpha_S \gg 1$. Le calcul perturbatif n'est plus possible. Les processus changent, principalement à cause du confinement. Il est nécessaire alors d'élaborer une théorie effective pour ces processus.

Beaucoup de théories tentent de décrire les processus “soft”. Cependant, en raison d’un manque de données et de vision globale de tous les processus mis en jeu, il n’y a pas de convergence sur l’un de ces modèles. La plupart des mesures récentes ne couvrent pas tout l’espace de phase nécessaire avec une précision suffisante. Une meilleure description serait bénéfique d’un point de vue théorique mais aussi expérimental : dans bien des domaines de la physique des particules, la simulation de ces interactions joue un rôle capital. Outre la physique des neutrinos - le cadre de cette thèse - on peut également mentionner la physique des rayons cosmiques dont la simulation des flux repose intégralement sur les prédictions des modèles hadroniques.

Les modèles utilisés à ce jour sont testés et approuvés pour une certaine gamme d’énergie. Deux types de modèles sont à distinguer :

1. *Les modèles paramétrisés* : Utilisent un catalogue de mesures de section efficaces existantes. Ce genre de modèles ont l’avantage d’être simple d’accès, facilement ajustable et rapide d’exécution. Cependant, utilisés en dehors de la région cinématique où ils ont été définis, les extrapolations des sections efficaces mesurées peuvent conduire à des prédictions absurdes. Une utilisation prudente de ce genre de modèle doit être respectée.
2. *Les modèles théoriques* : Basés sur des théories phénoménologiques, ils tentent de décrire les interactions mises en jeux avec certains paramètres ajustés sur des mesures existantes. Ces modèles ne sont en général pas simple à appréhender, peu flexibles et lourds en temps de calculs. Cependant, ils permettent des simulations en dehors de régions cinématiques déjà couvertes par les données expérimentales.

Nous allons à présent décrire synthétiquement les différents modèles que nous allons aborder dans ce chapitre.

6.2.1 Interactions à basse énergie

Pour des énergies jusqu’à quelques GeV, il existe deux principaux modèles hadroniques, Bertini et *Binary cascade*, que nous détaillerons ensuite.

Les modèles que nous décrivons ici sont à placer dans le contexte d’un code Monte-Carlo - en particulier GEANT4. Une vue schématique des interactions en cascade au sein d’un noyau est présentée dans la figure 6.2.

6.2.1.1 Bertini Cascade

Utilisable jusqu’à 10 GeV, ce code est inspiré de l’approche de Bertini [104]. C’est un mélange de modèles théoriques et de paramétrisations pour des interactions où les particules incidentes sont des pions, kaons, nucléons et hypérons. Les sections efficaces et les distributions angulaires sont prises des données expérimentales. Ce dernier point permet, en principe, d’utiliser ce modèle pour toute particule, dans la mesure où les données expérimentales existantes couvrent largement la région d’intérêt. Lors de la chaîne d’interactions dans le noyau, le projectile et les particules secondaires sont propagés selon des trajectoires linéaires dans la matière nucléaire. Les interactions sont modélisées selon des collisions hadron-nucléon dans le vide. La matière nucléaire est approximée comme étant des couches concentriques de densité constante. Le modèle de Bertini n’étant pas valide à très basse énergie, pour $E < 0.1$ MeV, un modèle interne à GEANT4, *precompound*, de désexcitation du noyau est utilisé pour ces énergies.

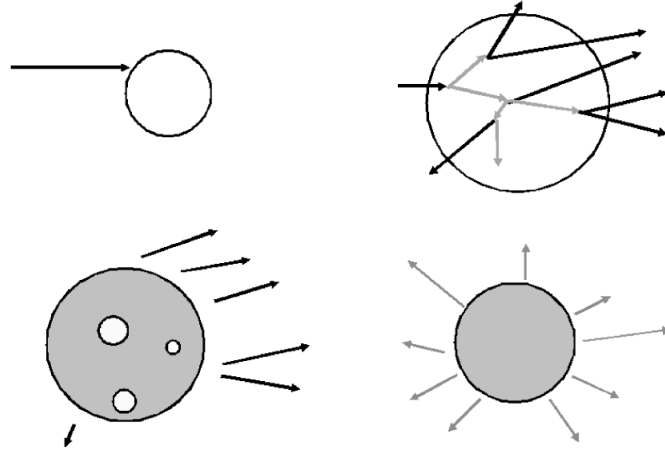


Figure 6.2: Vue schématique des interactions en cascade au sein d'un noyau. Haut à gauche : Le hadron incident arrive sur le noyau. Haut à droite : La cascade d'interaction au sein du noyau a lieu, les hadrons secondaires quittent le noyau. Bas à gauche : Les particules secondaires ont quitté le noyau, le laissant dans un état excité. Bas à droite : Le noyau se désexcite via des processus d'évaporation. Figure extraite de [103].

6.2.1.2 Binary Cascade

Le modèle *Binary Cascade* [105] est valide pour des protons, neutrons, pions et ions légers, avec une énergie d'incidence $E_{kin} \lesssim 3$ GeV. Ce modèle est plus théorique que le précédent. Il se base sur des interactions de type $2 \rightarrow 2$ ou $2 \rightarrow 1$ au sein du noyau atomique. Les diffusions nucléon-nucléon forment des résonances selon la voie t , qui se désintègrent ensuite. Les diffusions inélastiques méson-nucléon sont modélisées par des excitations de résonance par la voie s . Les nucléons cibles sont créés à partir d'un modèle nucléaire en trois dimensions : leurs positions sont régies selon les densités de Woods-Saxon, leurs impulsions selon le modèle de gaz de Fermi. Les particules incidentes et secondaires se propagent dans la matière nucléaire selon des trajectoires courbes, qui sont calculées numériquement depuis l'équation du mouvement. Une fois la cascade terminée, le modèle interne *precompound* de GEANT4 est utilisé pour désexciter le noyau.

6.2.2 Interactions à haute énergie

6.2.2.1 Quark Gluon String

Le modèle *Quark Gluon String* [106], est utilisé au sein de GEANT4 pour les interactions de protons, neutrons, pions, et kaons avec les noyaux pour des énergies allant de 12 GeV à 50 TeV. Le modèle sélectionne le nucléon cible grâce à un modèle tri-dimensionnel du noyau, comme dans le cas du modèle *Binary Cascade*. Le projectile et la cible sont alors séparés en quark et di-quark, et des cordes sont formées et excitées. Les cordes sont étirées et fragmentées en hadrons. La distribution de l'impulsion transverse est gaussienne, celle de l'impulsion longitudinale est calculée à partir des fonctions de fragmentations.

6.2.2.2 Fritiof

Le modèle de Fritiof [106, 107], est utilisé pour des interactions aux énergies supérieures à 4 GeV. Comme pour *Quark Gluon String*, la matière atomique est modélisée en trois dimensions afin de sélectionner le nucléon cible. Toutes les interactions hadroniques dans ce modèle sont considérées comme binaires : $h_1 + h_2 \rightarrow h_1^* + h_2^*$. Le nombre de hadrons excités à la fin de la réaction définit si la dissociation est simple ou double, voir la figure 6.3. Les hadrons excités sont alors considérés comme des cordes, qui sont ensuite fragmentées.

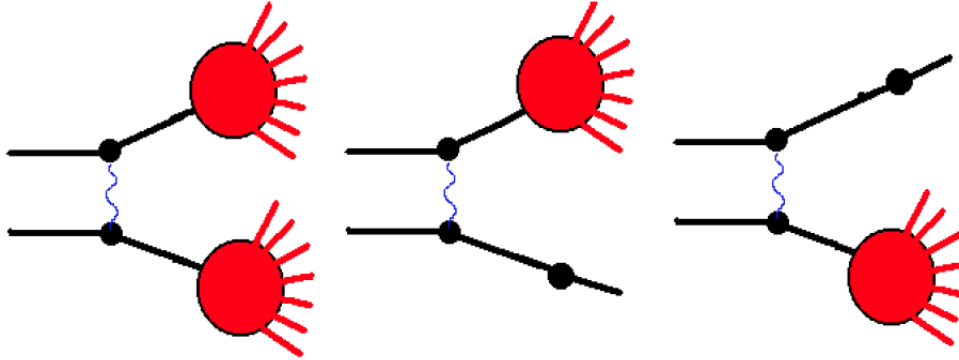


Figure 6.3: Dissociations double (gauche) et simple (milieu, droite) considérées dans le modèle de Fritiof. Figure extraite de [107].

6.2.2.3 LHEP

Le modèle LHEP est une réécriture du modèle de GHEISHA, décrit dans la section 6.3.2, dans GEANT4. Il décrit synthétiquement les mécanismes mis en jeu lors de l'interaction. Ce modèle est adapté pour la description de particules à long temps de vie, et les gerbes électromagnétiques.

Les interactions à très hautes énergies, $p_{lab} \gtrsim 100$ GeV/c, ne sont pas traitées ici, car elles ne sont pas pertinentes dans notre cas.

6.3 Les différents codes Monte-Carlo

6.3.1 Fluka

Le Monte-Carlo FLUKA [100, 108, 109] est un code utilisé pour le transport des particules dans la matière. Les interactions hadroniques hadron-nucléon jusqu'à quelques GeV sont modélisées par la production de résonances et leurs désintégrations. Pour des énergies supérieures, le modèle *Dual parton* est utilisé.

Pour les interactions hadron-noyau, le package PEANUT est utilisé. Celui-ci inclut un modèle de cascade intra-nucléaire (GINC) pour des impulsions de 3 à 5 GeV/c et à haute énergie, les mécanismes décrits par Gribov-Glauber pour les collisions multiples sont utilisés. Tous ces modules sont associés à des routines nécessaires au retour à l'équilibre des noyaux excités. Les sections efficaces d'interaction inélastique hadron-hadron et hadron-nucléon sont paramétrisées à partir des données fournies par le PDG. Les interactions de neutrinos sont également simulées par FLUKA - contrairement à GEANT.

Cependant, on est en droit de se demander dans quelle mesure les modèles décrits dans les

références sont utilisés. En effet, FLUKA n'est pas un logiciel en accès libre, bafouant au passage les règles du CERN. L'utilisateur doit se contenter de bibliothèques pré-compilées. L'accord impressionnant entre les prédictions de FLUKA et les données expérimentales publiées peut laisser perplexe. Surtout lorsque cet accord était très relatif avant la publication de ces données. Malheureusement, l'utilisateur ne peut comparer l'évolution de FLUKA au fur et à mesure des nouvelles versions, car selon les règles d'utilisation de ce logiciel - encore une fois, en total désaccord avec le CERN - nul n'est autorisé à superposer sur une même figure les prédictions de plusieurs versions de FLUKA.

6.3.2 Geant3

Il y a trois modèles disponibles dans GEANT3.21 : GHEISHA, GCALOR et GFLUKA. Les différences entre ces modèles ne portent que sur les processus hadroniques [110]. Toutes les autres fonctionnalités de GEANT3, comme le transport des particules dans les matériaux, le traitement des gerbes électromagnétiques, et les interactions atomiques sont décrits par un seul et même modèle que nous ne détaillerons pas ici.

GHEISHA : Ce modèle [111] se base sur une paramétrisation des données existantes. Il ne simule donc pas les processus hadroniques, mais reproduit directement les produits des interactions. Les considérations théoriques comme le respect des symétries, la conservation de l'énergie et de l'impulsion sont satisfaites en moyenne, mais pas nécessairement pour chaque événement.

GFLUKA : Il s'agit d'une implémentation des routines de FLUKA de 1992 [112] dans GEANT3. Différents modèles sont utilisés selon l'énergie de la particule incidente. Notons que pour les interactions primaires au delà de 5 GeV, une version améliorée du *Dual Parton Model* est utilisée. Les ré-interactions des particules secondaires sont traitées par un modèle de cascade intranucléaire, où les taux d'interactions sont paramétrisés.

Il est important de préciser que ce modèle n'a plus rien à voir avec les versions actuelles de FLUKA.

GCALOR : Le modèle GCALOR utilise les mêmes routines que GFLUKA pour des énergies supérieure à 10 GeV. En-dessous de ce seuil, et jusqu'à ~ 3 GeV les interactions sont traitées aléatoirement par GFLUKA ou selon un modèle appelé *scaling law* [113]. La probabilité d'utiliser l'un des deux modèles varie linéairement avec l'énergie. Pour les interactions à basse énergie, le modèle de Bertini est utilisé.

6.3.3 Geant4

Dans GEANT4, il existe une grande variété de modèles de physique, appelés *physics lists*. Bien qu'il existe des modèles pré-définis, l'utilisateur est libre de les modifier, ou bien de créer celui qui sera le plus adapté à sa simulation. Chacun de ces modèles a sa propre spécificité : interactions hadroniques, propagation dans la matière, flux de neutrons, ...

Une *physics list* résulte d'une sélection optimale de modèles décrivant des réactions particulières à des énergies définies. Pour les interactions hadroniques, comme décrit dans la section précédente, on distingue trois régimes : interactions à très haute énergie, modèles à basse énergie et enfin le traitement de la désexcitation des noyaux. Les *physics lists* sont donc des associations des modèles décrits précédemment, avec une attention particulière portée aux régions cinématique où deux modèles se recoupent. Dans ce cas, le choix d'un modèle ou l'autre se fait de manière aléatoire - la probabilité variant linéairement avec l'énergie.

Sur la figure 6.4 sont représentés les modèles composant quelques *physics lists* de GEANT4 dédiées aux interactions hadroniques. Les *physics list* sont testées, validées et améliorées par la collaboration GEANT4 [114, 115, 116, 103].

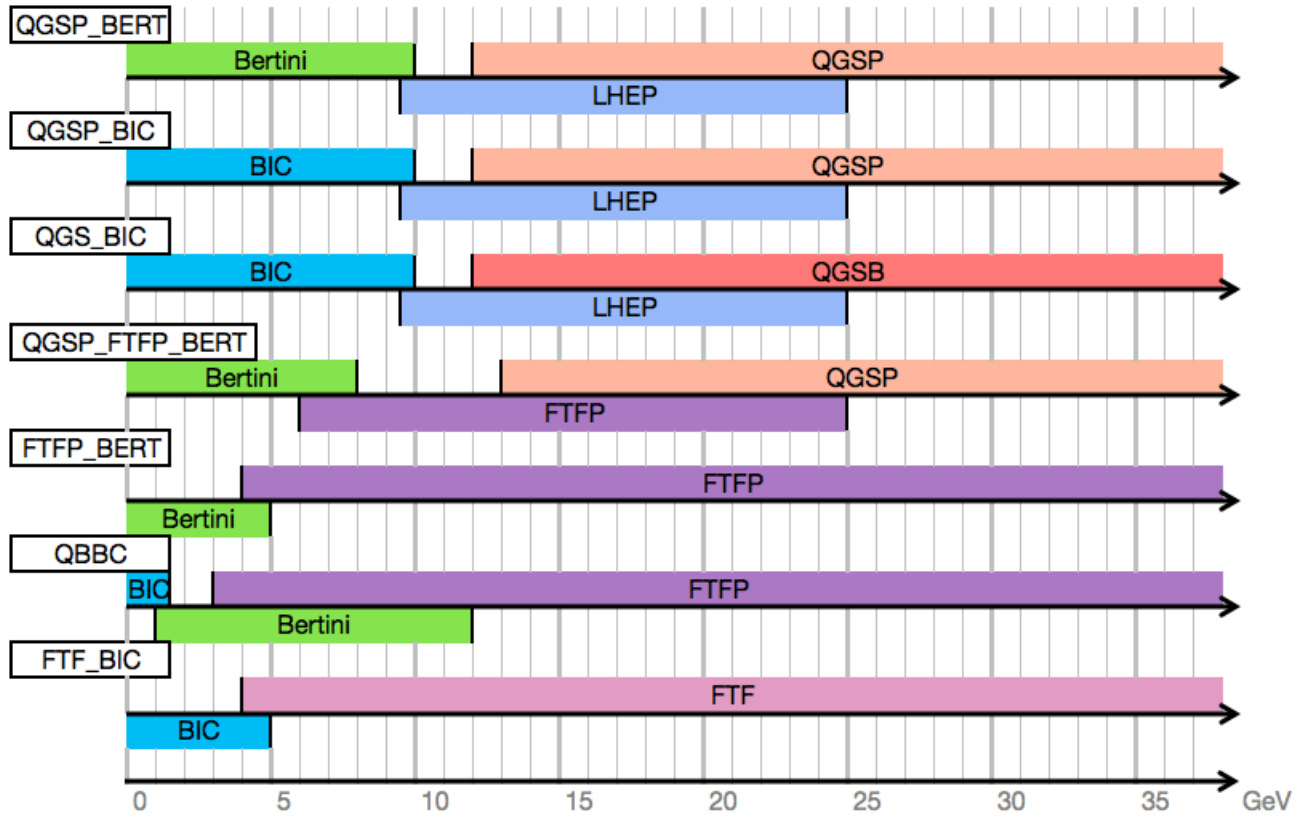


Figure 6.4: Domaine d'application des modèles composant quelques *physics lists* de GEANT4, pour des interactions inélastiques générées par un proton en fonction de son énergie incidente.

On peut donc voir qu'il n'y a, au final, que deux modèles utilisés à haute énergie : Fritiof [FTF] et Quark-Gluon String [QGS]. À basse énergie, nous pouvons tirer la même conclusion, seuls deux modèles sont présents : Bertini [BERT] et *Binary Cascade* [BIC]. Dans certains cas, à des énergies intermédiaires, le modèle LHEP est utilisé.

Dans ce chapitre nous ne nous intéresserons qu'à deux *physics lists* : QGSP_BERT et FTF_BIC.

Jusqu'il y a peu de temps, la *physics list* recommandée par la collaboration GEANT4 était QGSP_BERT. Ceci était le résultat de comparaisons avec les données de test en faisceau de ATLAS et CMS [117]. Cette *physics list* était alors la plus aboutie, et présentait à l'époque le meilleur accord pour les réponses en énergie, la résolution en énergie et la prédiction du rapport des taux de production e/π . La collaboration ATLAS utilise encore ce modèle pour la simulation de la réponse de son détecteur. La collaboration CMS a récemment changé pour la *physics list* QGSP_FTFP_BERT.

6.4 Procédure de validation

Nous voulons d'abord vérifier qu'il n'y a pas de biais introduit entre l'interface VMC et les logiciels Geant. Pour ce faire, nous allons comparer les résultats de VMC et de GEANT4 seul. Nous utiliserons l'étude présentée dans les références [78, 81] sur le biais du système de déclenchement et le calcul de la section efficace de production dans les interactions proton-carbone à 31 GeV/c pour les données de 2007.

La mesure de la section efficace de déclenchement :

$$\sigma_{trig}^{2007} = \frac{A}{\rho L N_a} \frac{N_{trig}}{N_{beam}} = 298.1 \pm 1.9 \pm 7.3 \text{ mbarn} \quad (6.1)$$

est biaisée en raison des effets dus au système de déclenchement - en particulier la taille et la position du scintillateur S_4 utilisé en veto. Afin d'en extraire la section efficace de production, les corrections suivantes doivent être estimées grâce à une simulation Monte-Carlo :

- Soustraction des événements où le proton n'a pas interagi de manière inélastique dans la cible, mais rate néanmoins le scintillateur S_4 . Les interactions élastiques sont la principale source de cette contribution, car le proton ainsi dévié ne peut pas atteindre le compteur. L'événement est alors enregistré, bien qu'aucune interaction inélastique n'ait eu lieu. Cette contribution sera appelée σ_{el-out} .
- Ajout des événements où une interaction inélastique a bien eu lieu dans la cible, mais l'une des particules filles rencontre le compteur S_4 sur son parcours. L'événement n'est alors pas enregistré. Cette contribution se divise en deux catégories :
 - La particule fille est un pion ou un kaon. Cette contribution sera appelée $\sigma_{\pi/K}$.
 - La particule est d'un autre type. Elle sera principalement composée de protons issus des interactions quasi-élastiques dans la cible. Cette contribution est appelée σ_{loss} .

Une interaction quasi-élastique - appelée aussi interaction élastique incohérente - a lieu quand le proton du faisceau interagit avec l'un des nucléons du noyau de carbone. Le nucléon acquiert alors suffisamment d'énergie pour s'échapper du noyau. Une interaction élastique a lieu quand le proton interagit avec tout le noyau.

La section efficace d'interaction inélastique est alors calculée selon :

$$\sigma_{inel} = \sigma_{trig} - \sigma_{el-out} + \sigma_{\pi/K} + \sigma_{loss} \quad (6.2)$$

La section efficace de production, quantité que l'on souhaite mesurer, est alors calculée selon :

$$\sigma_{prod} = \sigma_{inel} - \sigma_{qe} \quad (6.3)$$

Bien que cela n'affecte pas significativement les résultats, toutes les sections efficaces sont calculées de sorte que l'atténuation du faisceau dans la cible - de 2 cm d'épaisseur - soit prise en compte. Une épaisseur effective L_{eff} et une longueur d'absorption λ_{abs} sont calculées selon :

$$\lambda_{abs} = \frac{A}{\rho N_a \sigma_{int}} \quad (6.4)$$

$$L_{eff} = \lambda_{abs} (1 - e^{-L/\lambda_{abs}}) \quad (6.5)$$

Alors les sections efficaces sont calculées selon :

$$\sigma_{int} = \frac{A}{\rho L_{eff} N_a} \frac{N_{int}}{N_{beam}} \quad (6.6)$$

Le processus est itératif jusqu'à ce que le calcul de la section efficace ait convergé.

Toutes ces contributions estimées pour l'analyse de 2007 avec GEANT4.9.3.p02, avec la *physics list* QGSP_BERT, comme détaillé dans [81] et [78].

Afin de pouvoir comparer les deux simulations, nous nous sommes placés dans les mêmes conditions que la simulation des données de 2007. La version de VMC est alors la 2.11. La description géométrique de l'expérience NA61/SHINE est alors minimaliste : seuls la cible et le scintillateur sont décrits. Le profil du faisceau ne prend alors pas en compte la corrélation entre la divergence et la position : quatre gaussiennes sont utilisées pour décrire la position et la divergence dans les plans x et y . Le champ magnétique est paramétré par la même carte de champ. La même version de Geant est utilisée. Cependant, à titre de comparaison, les mêmes résultats sont aussi présentés avec une autre version de VMC, 2.12, utilisant GEANT4.9.4_p01

6.4.1 Les interactions élastiques et quasi-élastiques

Dans NA61/SHINE, nous définissons une interaction de production lorsqu'il n'y a strictement que des nouvelles particules qui sont produites lors de la collision. Les autres types d'interactions peuvent être de deux sortes : les processus élastiques et quasi-élastiques. La contribution de ces deux catégories peut être étudiée grâce aux observables $|t|$, l'impulsion transférée au carré du proton incident au proton résultant de l'interaction, et θ , la déviation angulaire entre ces deux particules. Cette étude a été menée par G. Bellettini *et al.* [118, 83] avec des interactions de protons sur plusieurs cibles (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, Al, C, ...) à des énergies de ~ 20 GeV. Ces deux papiers montrent que la distribution de la variable $|t|$ suit une loi exponentielle $\exp(-C|t|)$, où C est une constante dépendant de la particule incidente et de son énergie. Comme montré dans la figure 6.5, pour le cas d'interactions $p+C$ à 21.5 GeV/c la valeur de C est de ~ 67 pour les interactions élastiques, et de ~ 10 pour les quasi-élastiques. Les erreurs ne sont pas fournies. Comme on peut le voir sur la figure 6.6, il n'y a pas de différence majeure pour la section efficace totale et élastique entre les mesures de Bellettini à 20 GeV/c et celle des données de NA61/SHINE à 31 GeV/c. Nous pouvons donc utiliser ces valeurs du paramètre C comme valeurs de référence.

En pratique, les interactions quasi-élastiques ne sont pas répertoriées par la plupart des Monte-Carlo, il en va de même pour VMC. Afin de les isoler, nous appliquons cette série de coupures :

1. L'interaction doit être classifiée inélastique.
2. Trois particules au moins doivent être produites par l'interaction : le proton qui a engendré le processus, un nucléon s'échappant du noyau et enfin le reste dudit noyau.
3. Le proton doit n'avoir perdu qu'une très faible fraction de son impulsion. Pour des interactions $p+C$ à 31 GeV/c, on demande à ce que le proton résultant ait au moins une impulsion de 29.8 GeV/c.
4. Il ne doit pas y avoir de production hadronique. La production de photons, qui résulte d'éventuelles désexcitations du noyau, est autorisée [119, 120].

Ce jeu de coupures est discuté dans [81]. La 4^{ème} coupure, principalement pas de production de pions, est cependant discutable. En effet, le nucléon libre peut ré-interagir dans le noyau -

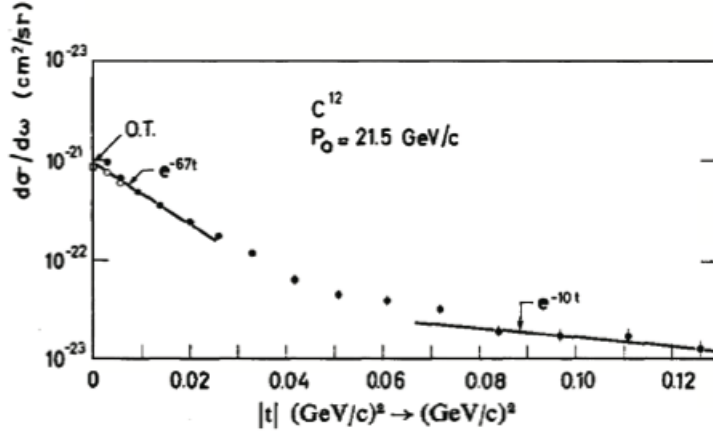


Figure 6.5: Section efficace différentielle en fonction de $|t|$ pour les interactions $p + C$ à 21.5 GeV/c. Les points noirs représentent les résultats expérimentaux. La région à bas $|t|$ est interprétée comme celle des interactions élastiques, celle à grande impulsion transférée décrit les interactions quasi-élastiques. La figure est extraite de [83]

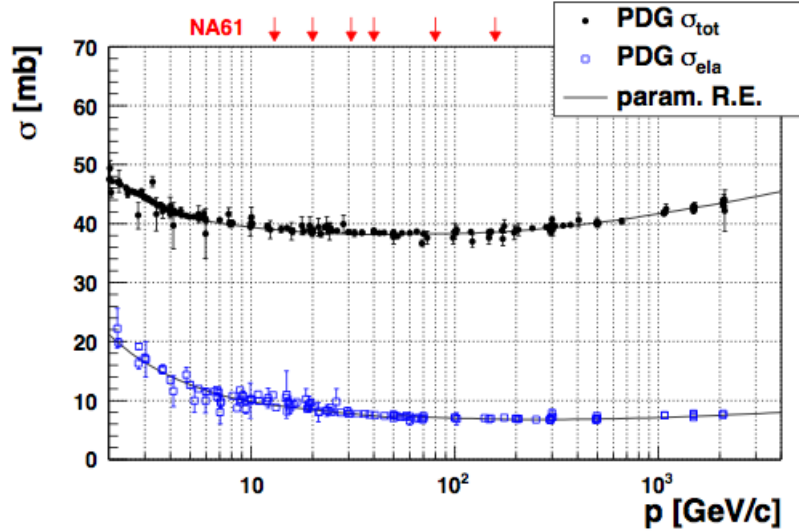


Figure 6.6: Section efficace élastique et totale pour des interactions $p + p$. La figure est réalisée à partir des données du PDG [28]

processus appelé *Nuclear Cascade*. D'un point de vue théorique, la première interaction reste de type quasi-élastique. D'un point de vue expérimental, lorsque ce cas se produit, il est impossible de le distinguer d'une interaction inélastique classique. Mais ce genre de cas reste marginal : par exemple, pour cette version de VMC avec la *physics list* QGSP_BERT, prendre ces événements en compte dans le calcul final de la section efficace quasi-élastique totale, l'augmente de 2.5%. Pour les interactions élastiques, nous ferons l'hypothèse que VMC les répertorie correctement.

Sur la figure 6.7, les distributions des variables $|t|$ et θ est présentée pour les interactions élastiques et quasi-élastiques, pour les deux versions de GEANT4. A part dans un cas, qui sera discuté ensuite, les valeurs de C sont conformes aux résultats attendus.

Il apparaît qu'il existe de grandes différences entre les deux versions de VMC. Pour les interac-

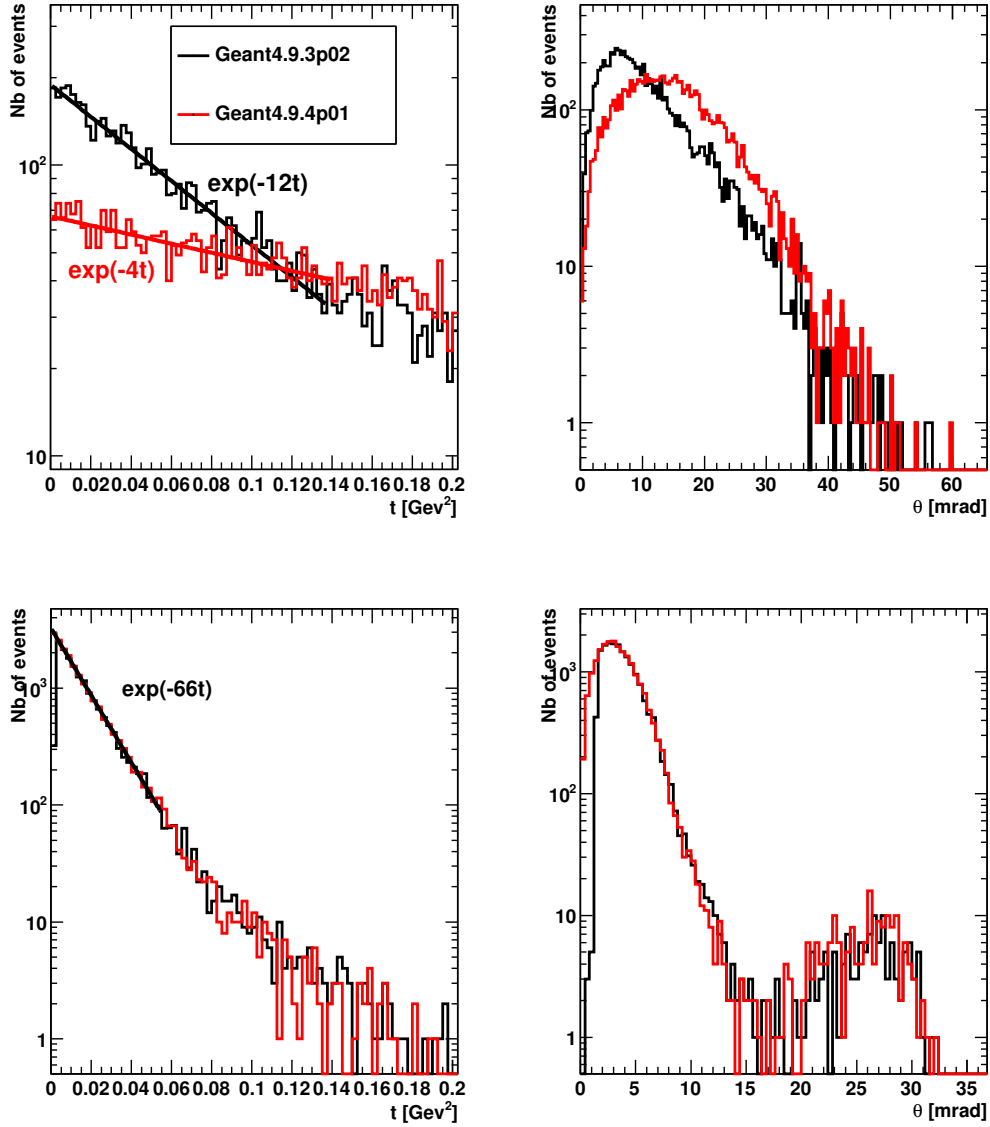


Figure 6.7: Distributions des variables $|t|$ (gauche) et θ (droite) pour les interactions quasi-élastiques (haut) et élastiques (bas) pour deux versions de GEANT4. La *physics list* utilisée est QGSP_BERT.

tions élastiques, la valeur de C pour la distribution en $|t|$ est correctement reproduite, mais on peut voir qu'à bas angle - et donc à basse impulsion transférée - il y a une perte d'événements qui a été corrigée dans version suivante de GEANT4. Il est important de noter que cet effet ne semble pas avoir été observé dans la simulation GEANT4 seule de la mesure publiée. Pour les interactions quasi-élastiques, l'ancienne version de GEANT4 décrivait correctement ce processus.

Dans la nouvelle version, les distributions en θ et $|t|$ sont profondément modifiées. La valeur de C est réduite d'un facteur 3. La collaboration GEANT4 a été informée de ce comportement, qui s'avère être le résultat d'une correction d'un *bug* dans le modèle QGS. L'accord qui était observé dans la version GEANT4.9.3 était fortuit ! [121].

Dans le tableau 6.1 sont présentées les sections efficaces totales et en dehors de S_4 , pour les deux processus. L'erreur systématique associée tient compte de la position et de la taille du scintillateur. On peut clairement voir l'effet de la perte d'événements à petits angles pour les interactions élastiques sur la section efficace totale. La déviation minimale requise pour que le proton manque le compteur est de ~ 3 mrad. Ainsi, la section efficace en dehors de S_4 , σ_{el-out} ne se retrouve pas affectée par ce bug - et donc notre comparaison avec les résultats publiés reste possible. Pour les processus quasi-élastiques, les résultats avec la version GEANT4.9.3.p02 sont en accord avec les calculs utilisant le modèle de Glauber, qui prédit $\sigma_{QE} \sim 28$ mrad à cette énergie [81, 122, 120].

	Analyse de 2007	VMC - QGSP_BERT	
		Geant4.9.3.p02	Geant4.9.4.p01
σ_{el-tot}	71.9 ± 0.2	61.6 ± 0.5	72.0 ± 0.5
σ_{el-out}	$47.2 \pm 0.2 \pm 5.0$ [65.6%]	$45.4 \pm 0.5 \pm 2.0$ [73.7%]	$46.3 \pm 0.6 \pm 2.2$ [64.3%]
σ_{qe-tot}	26.7 ± 0.1	$28. \pm 0.3$	24.8 ± 0.2
σ_{qe-out}	25.7 ± 0.2 [93.3%]	$26.1 \pm 0.3 \pm 0.2$ [92.8%]	$24.1 \pm 0.2 \pm 0.1$ [97.2%]

Tableau 6.1: Section efficace totale et en dehors du compteur S_4 en mbarn, pour les interactions élastiques et quasi-élastiques. L'erreur statistique est présentée pour tous les résultats, l'erreur systématique, si présentée, tient compte de la largeur et la position de S_4 . Les pourcentages représentent la fraction de protons qui ratent le scintillateur. La simulation est faite avec une géométrie simplifiée de NA61/SHINE.

6.4.2 Calcul phénoménologique de σ_{prod}

Dans la publication de Bellettini [83], sont présentées deux approches phénoménologiques pour le calcul de la section efficace totale des interactions quasi-élastiques.

- Les interactions quasi-élastiques peuvent être estimées à partir de la section efficace élastique dans les collisions proton-proton :

$$\sigma_{QE}(p - C) = N(A)\sigma_{el}(p + p) \quad (6.7)$$

où $N(A)$ est un facteur représentant le nombre de nucléons effectifs participant à l'interaction quasi-élastique pour un noyau avec une masse atomique A . Dans la publication de Bellettini, deux valeurs de ce facteur sont données. Soit par des mesures, il vaut 3.4, soit une évaluation raisonnable peut être faite par une représentation géométrique : $N(A) = 1.6A^{1/3} = 3.66$.

Dans VMC, il est possible d'obtenir les valeurs des sections efficaces totales, élastiques et inélastiques de référence pour chaque *physics lists*. On remarquera qu'à haute énergie, ces sections efficaces ne dépendent plus des modèles. Sur la figure 6.8 à gauche, est présentée la section efficace élastique pour les interactions $p + p$ par GEANT4.9.4.p01. Aucune erreur

n'est fournie. Un ajustement exponentiel donne $\sigma_{el}(31 \text{ GeV}/c) = 8.0 \text{ mbarn}$. Alors :

$$\sigma_{QE} = 27.2 \text{ mbarn} ; N(A) = 3.4 \quad (6.8)$$

$$\sigma_{QE} = 29.3 \text{ mbarn} ; N(A) = 1.6A^{1/3} = 3.66 \quad (6.9)$$

- La section efficace quasi-élastique peut être estimée à partir de la section efficace totale des interactions proton-proton :

$$\frac{d\sigma_{QE}}{d\Omega} = N(A) \left(\frac{\mathbf{p}\sigma_{tot}(p+p)}{4\pi\hbar c} \right)^2 \exp(-\gamma|t|) \quad (6.10)$$

où $N(A)$ est toujours le même facteur que décrit précédemment. Le facteur γ a été mesuré dans [83], et vaut $\gamma = 10.7$ pour des protons ayant une impulsion de $\mathbf{p} = 30.8 \text{ GeV}/c$. La section efficace d'interaction totale pour des interactions $p+p$, prédite par GEANT4.9.4.p01 est présentée dans la figure 6.8. L'ajustement exponentiel nous donne $\sigma_{tot}(31 \text{ GeV}/c) = 41.1 \text{ mbarn}$. Alors :

$$\sigma_{QE} = 27.4 \text{ mbarn} ; N(A) = 3.4 \quad (6.11)$$

$$\sigma_{QE} = 29.5 \text{ mbarn} ; N(A) = 1.6A^{1/3} = 3.66 \quad (6.12)$$

Avec les deux approximations, et les deux valeurs de $N(A)$, la section efficace quasi-élastique calculée phénoménologiquement vaut en moyenne :

$$\sigma_{QE} = 28.35 \pm 1.15 \text{ mbarn} \quad (6.13)$$

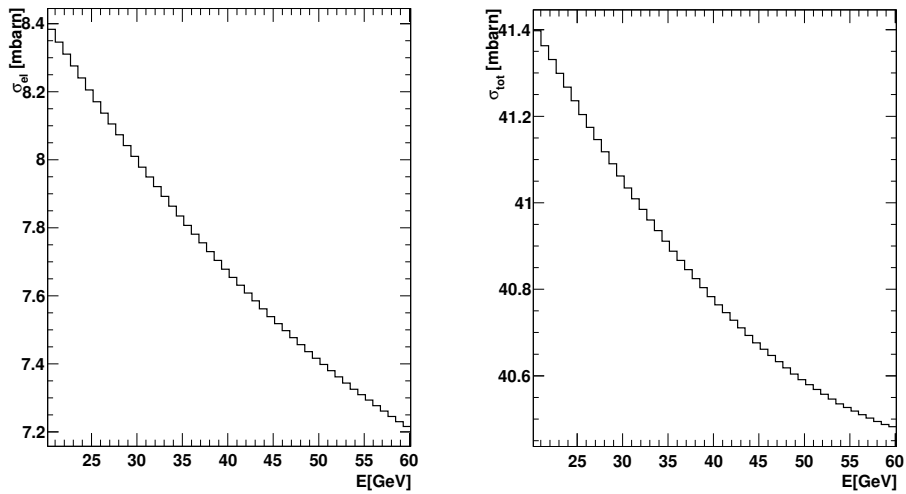


Figure 6.8: Section efficace élastique (gauche) et totale (droite) pour les interactions $p+p$ prédite par GEANT4.9.4.p01 en fonction de l'énergie du proton incident. Aucune erreur n'est fournie.

ce qui est en bon accord avec les résultats de GEANT4 et le calcul utilisant le modèle de Glauber. L'erreur est estimée en prenant l'écart maximal entre les différentes estimations.

6.4.3 Estimation de σ_{prod}

Le calcul de la section efficace de production pour les deux versions de VMC est comparé aux résultats publiés dans le tableau 6.2. On remarque que, malgré les différences pour les interactions élastiques et quasi-élastiques, il n'y a pas de différence majeure entre les deux simulations. Cet accord nous permet de tirer la conclusion que **VMC est un outil fiable pour les simulations de production hadronique. Aucun biais n'est introduit pas l'interface entre le code utilisateur et le Monte-Carlo.**

6.4.4 Comparaisons avec les données 2007 de NA61/SHINE

Maintenant que nous pouvons utiliser VMC de manière fiable, nous allons pouvoir tester les prédictions de la *physics list* utilisée jusque ici, QGSP_BERT, sur la production de pions et kaons chargés positivement dans les interactions proton-carbone à 31 GeV/c à NA61/SHINE pour les données de 2007 [78, 79]. Les mesures sont présentées en multiplicité différentielle en fonction de l'impulsion, selon différents intervalles en angle polaire mesuré dans le référentiel du laboratoire.

Afin de pouvoir juger de la qualité des prédictions de ce modèle, nous définissons le χ^2 réduit ainsi :

$$\chi^2 = \sum_{\text{bin } i}^{\text{N Bins}} \frac{data(i) - MC(i)}{\sigma_{data}^2(i) + \sigma_{MC}^2(i)} \quad (6.14)$$

où σ_{data}^2 est la somme, en quadrature au carré, des erreurs statistique et systématique des données pour chaque intervalle en impulsion i , et σ_{MC}^2 est l'erreur statistique du Monte-Carlo au carré. Sur la figure 6.9 sont montrées les prédictions des pions chargés positivement, sur la figure 6.10 les kaons chargés positivement. Les χ^2 réduits sont présentés dans les tableaux 6.3 et 6.4.

On remarque que dans notre gamme d'énergie, le modèle QGSP_BERT ne reproduit pas

	Analyse de 2007	VMC - QGSP_BERT	
		Geant4.9.3.p02	Geant4.9.4.p01
$+\sigma_{loss}$	$5.7 \pm 0.2 \pm 0.5$	$4.6 \pm 0.04 \pm 0.7$	$4.5 \pm 0.1 \pm 0.7$
$+\sigma_{\pi/K}$	$0.57 \pm 0.02 \pm 0.35$	$0.5 \pm 0.1 \pm 0.06$	$0.45 \pm 0.04 \pm 0.05$
$-\sigma_{el-out}$	$47.2 \pm 0.2 \pm 5.0$	$45.5 \pm 0.4 \pm 3.5$	$45.2 \pm 0.4 \pm 3.6$
σ_{inel}	$257.2 \pm 1.9 \pm 8.9$	$257.7 \pm 1.9 \pm 8.1$	$257.9 \pm 1.9 \pm 8.2$
$-\sigma_{qe}$	$28. \pm 0.1$	$28. \pm 0.3$	24.8 ± 0.2
σ_{prod}	$229.2 \pm 1.9 \pm 9.0$	$229.6 \pm 1.9 \pm 8.1$	$233.1 \pm 1.9 \pm 8.2$

Tableau 6.2: Corrections appliquées à $\sigma_{trig}(2007) = 298.1 \pm 1.9 \pm 7.3$ mbarn afin d'obtenir σ_{prod} , comme décrit dans la section 6.4. Les sections efficaces sont données en mbarn. Les erreurs systématiques sont dues à la taille et la position de S_4 . La géométrie de NA61/SHINE simulée est simplifiée.

correctement les mesures, et ceci pour tous les intervalles angulaires. Les pions sont surestimés - en particulier à basse impulsion et petit angle - et les kaons sous-estimés. Ce comportement est valable pour les deux versions de GEANT4, avec et sans l'interface de VMC.

6.5 À la recherche d'un autre modèle hadronique

Au vu des prédictions de la *physics list* QGSP_BERT, il est légitime de s'interroger sur la fiabilité des corrections appliquées à la section efficace d'interaction σ_{trig} . Cette question relève d'une importance majeure car les sections efficaces de production σ_{prod} et inélastiques σ_{inel} servent à ajuster les prédictions des Monte-Carlo, mais surtout à normaliser toutes les mesures de NA61/SHINE, voir l'équation 5.14. Il apparaît alors crucial de trouver un autre modèle de production hadronique, qui sera capable de prédire plus correctement nos mesures. Il apparaît également nécessaire de vérifier que notre mesure des sections efficaces inélastiques et de production soit indépendante du modèle choisi.

L'outil que nous avons développé, basé sur VMC, se présente comme l'un des meilleurs candidats pour cette étude : Sa grande flexibilité permet de passer aisément d'une *physics list* à une autre au sein d'une même description géométrique.

La fiabilité de l'interface de VMC étant établie, nous pouvons à présent améliorer notre simulation. À présent, la description géométrique de NA61/SHINE sera complète - afin de tenir compte d'éventuelles ré-interactions au sein du détecteur pour le calcul du biais du système de déclenchement. Enfin, le profil du faisceau de protons tiendra compte à présent des corrélations entre la divergence et la position du faisceau. Pour ce faire, la cinématique du proton incident est échantillonnée aléatoirement dans des histogrammes en deux dimensions position-divergence selon x et y . Les corrélations entre les deux directions ne sont pas prises en compte car faibles et gourmandes en temps de calcul.

Ainsi, parmi tous les modèles disponibles au sein de GEANT3 et GEANT4, nous ne présenterons ici, en plus de QGSP_BERT, que la *physics list* qui nous semble la plus prometteuse : FTF_BIC. Ce choix est motivé pour de futures comparaisons à basse énergie : ainsi à l'aide de ces deux modèles, nous serons en mesure de tester la plupart des modèles hadroniques disponibles dans GEANT4, voir la section 6.2. Des comparaisons avec d'autres *physics lists* sont discutées dans [123].

6.5.1 Interactions élastiques et quasi-élastiques

Afin de sélectionner les interactions quasi-élastiques, les coupures définies dans la section 6.4.1 restent valables. Cependant, elles doivent tenir compte d'une modélisation différente de ce processus avec le modèle de Fritiof au sein de GEANT4. En effet, lorsqu'une telle interaction se produit, le noyau de carbone se retrouve complètement "cassé". Chaque nucléon du noyau reçoit de l'énergie, et est donc propagé par le programme de simulation. Il faut donc, parmi tous les fragments disponibles, "reconstruire" le noyau de carbone, tout en s'assurant qu'aucun nouvel élément hadronique ne soit produit.

Sur la figure 6.11, sont présentées les distributions en $|t|$ et θ pour les interactions élastiques et quasi-élastiques, pour deux versions de GEANT4. On remarque à nouveau un changement entre les deux versions de GEANT4, cependant bien moins brutal que pour le modèle QGSP_BERT. Pour les quasi-élastiques, la pente de la distribution de l'impulsion transférée varie, mais dans les deux cas reste compatible avec les mesures de Bellettini. Pour les interactions élastiques, la

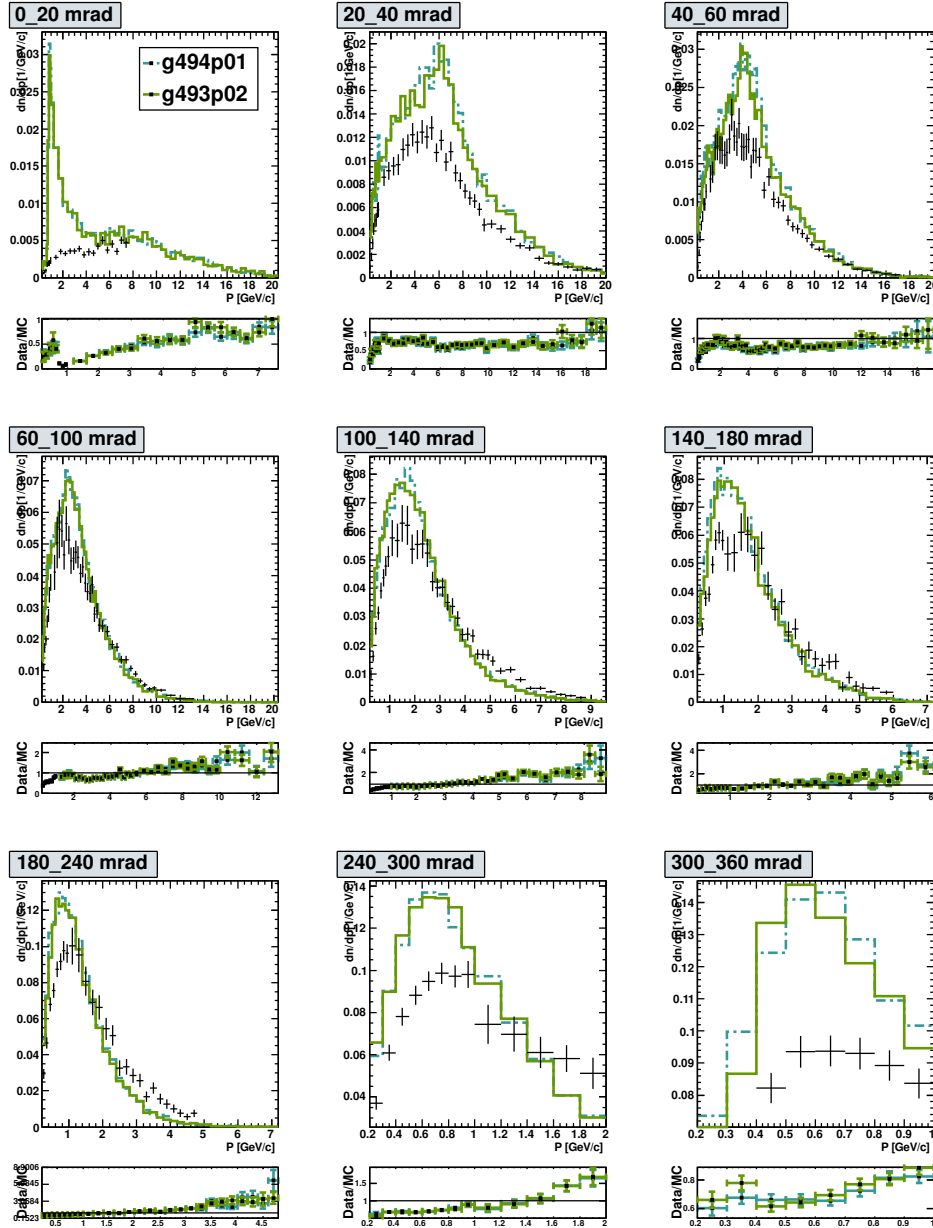


Figure 6.9: Distributions en impulsion de la multiplicité différentielle de la production de π^+ en intervalle de l'angle polaire θ . Les points sont les mesures issues de [78], les prédictions du modèle QGSP_BERT par GEANT4.9.3.p02 (ligne pleines) et GEANT4.9.4.p01 (pointillés) sont superposées.

	0-20	20-40	40-60	60-100	100-140	140-180	180-210	210-240	240-360
Geant4.9.3.p02	400	26.6	18.6	18.2	15.9	10.3	19.0	38.5	51.7
Geant4.9.4.p01	432	35.7	24.0	19.6	14.1	14.8	21.9	35.4	35.4

Tableau 6.3: Valeur des χ^2 réduits pour les deux versions de GEANT4 pour chaque intervalle angulaire θ .

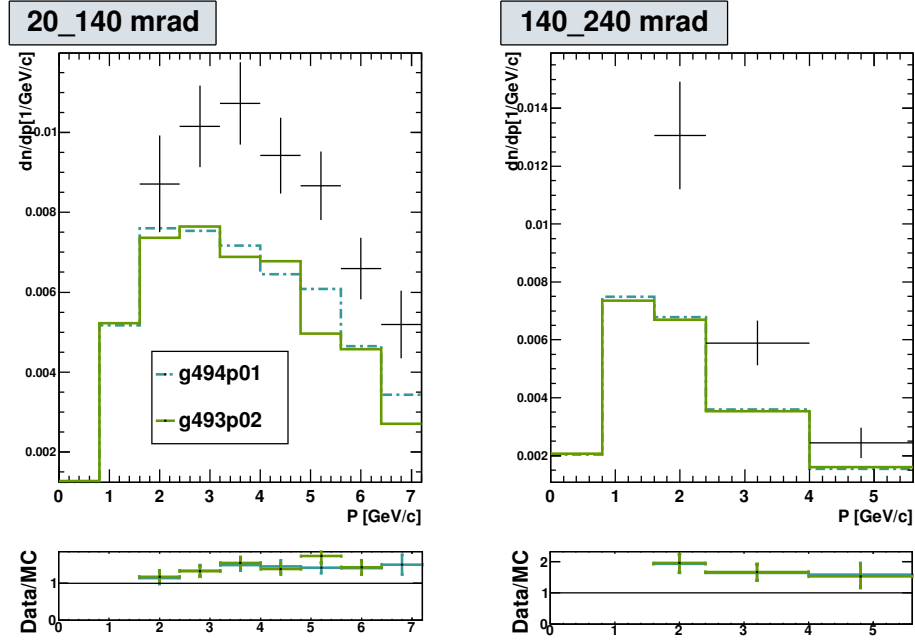


Figure 6.10: Distributions en impulsion de la multiplicité différentielle de la production de K^+ en intervalle de l'angle polaire θ . Les points sont les mesures issues de [79], les prédictions du modèle QGSP_BERT par GEANT4.9.3.p02 (ligne pleine) et GEANT4.9.4.p01 (pointillés) sont superposées.

	20-140	140-240
Geant4.9.3.p02	8.2	7.2
Geant4.9.4.p01	6.4	7.1

Tableau 6.4: Valeur des χ^2 réduits pour les deux versions de GEANT4 pour chaque intervalle angulaire θ .

perte d'événements à bas angle/petite impulsion transférée est à nouveau présente, et corrigée dans la version GEANT4.9.4.p01.

Dans le tableau 6.5 sont résumées les sections efficaces totales et en dehors du scintillateur S_4 pour les deux modèles et les deux versions de GEANT4.

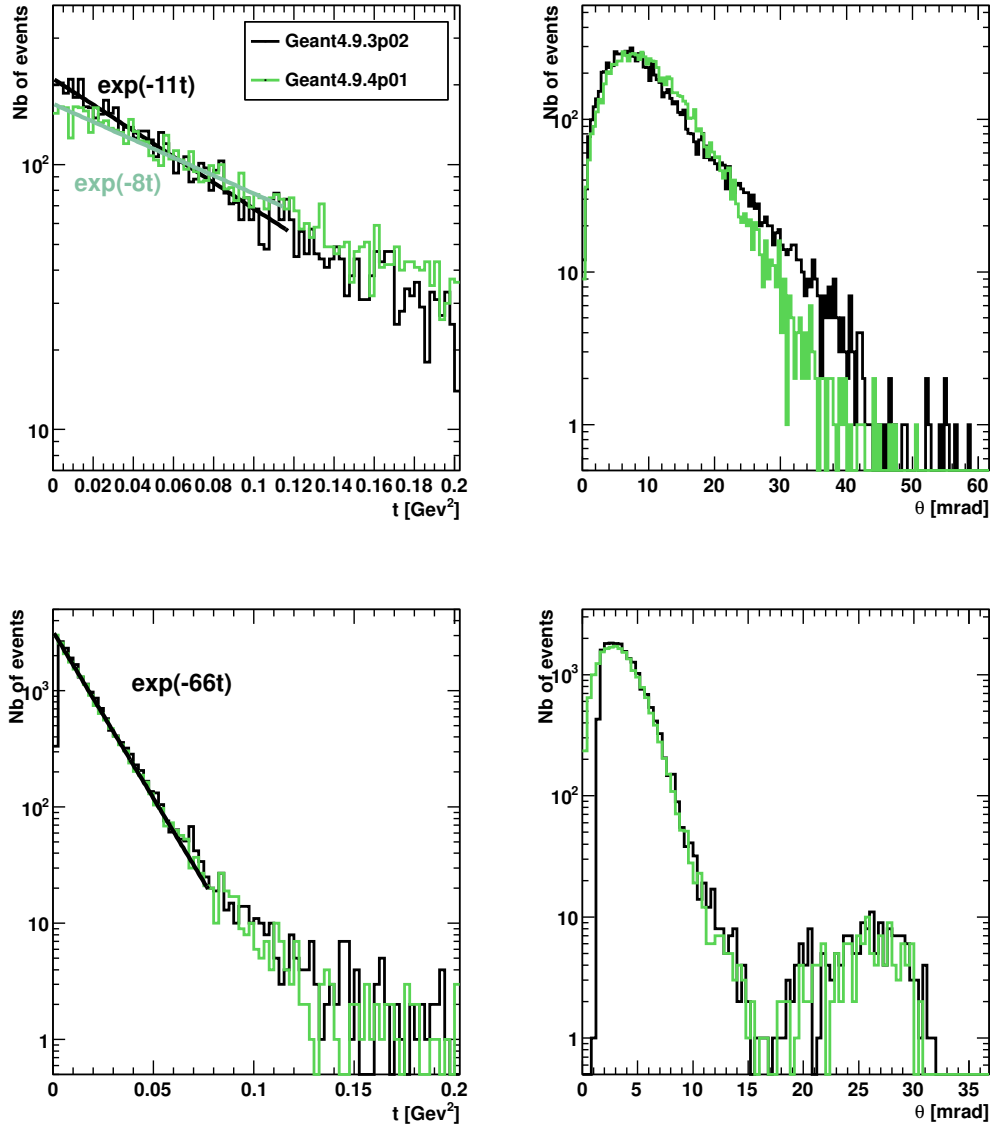


Figure 6.11: Distributions des variables $|t|$ (gauche) et θ (droite) pour les interactions quasi-élastiques (haut) et élastiques (bas) pour deux versions de GEANT4. La *physics list* utilisée est FTF_BIC. La simulation du détecteur NA61/SHINE est complète.

	QGSP_BERT		FTF_BIC	
	Geant4.9.3.p02	Geant4.9.4.p01	Geant4.9.3.p02	Geant4.9.4.p01
σ_{el-tot}	61.5 ± 0.5	72.3 ± 0.5	61.9 ± 0.5	71.5 ± 0.5
σ_{el-out}	$44.8 \pm 0.5 \pm 1.8$ [70.4%]	$46.4 \pm 0.5 \pm 2$ [64.2%]	$45.7 \pm 0.5 \pm 1.9$ [73.9%]	$46.2 \pm 0.6 \pm 2.2$ [64.6%]
σ_{qe-tot}	28.1 ± 0.3	25.2 ± 0.3	30.8 ± 0.3	28.5 ± 0.3
σ_{qe-out}	$26.1 \pm 0.3 \pm 0.2$ [97.6%]	$24.6 \pm 0.3 \pm 0.2$ [97.1%]	$28.8 \pm 0.3 \pm 0.2$ [93.5%]	$26.9 \pm 0.3 \pm 0.2$ [94.4%]

Tableau 6.5: Section efficace totale et en dehors du compteur S_4 en mbarn, pour les interactions élastiques et quasi-élastiques pour les modèles QGSP_BERT et FTF_BIC. L'erreur statistique est présentée pour tous les résultats, l'erreur systématique, si présentée, prend en compte la taille et la position de S_4 . Les pourcentages représentent la fraction de protons qui manquent le scintillateur. La simulation est faite avec la géométrie complète de NA61/SHINE.

6.5.2 Estimation de σ_{prod}

Dans le tableau 6.6, sont résumées les corrections appliquées à la section efficace d'interaction σ_{trig} afin d'obtenir la section efficace de production σ_{prod} , pour les données 2007. Les valeurs sont à comparer avec la mesure publiée :

$$\sigma_{prod}(2007) = 229.2 \pm 1.9 \pm 9.0 \text{ mbarn}$$

Par les grandes erreurs associées à cette mesure, on constate que les prédictions des deux modèles sont stables. Cependant, les différentes contributions varient entre elles mais se compensent au final.

On peut remarquer que la contribution σ_{el-out} est différente du tableau 6.5 et 6.6. En effet, pour le calcul final de la section efficace de production σ_{prod} , nous prenons également en compte la petite fraction de protons incidents n'interagissant pas dans la cible, mais étant suffisamment divergeants pour manquer le scintillateur.

6.5.3 Comparaisons avec les données 2007 de NA61/SHINE

Comme pour la *physics list* QGSP_BERT, nous allons comparer les prédictions du modèle FTF_BIC à la mesure de la production de π^+ et K^+ dans les interactions proton-carbone à 31 GeV/c dans le lot de données 2007. Ces comparaisons sont présentées dans les figures 6.12 et 6.13. Les χ^2 réduits correspondant sont présentés dans les tableaux 6.7 et 6.8, respectivement. Un bien meilleur accord est observé.

6.5.4 Discussion

Au vu des comparaisons entre les données de 2007 et les prédictions des deux *physics lists* de GEANT4 que nous avons étudiées, QGSP_BERT et FTF_BIC, il apparaît clairement que la dernière possède une meilleure modélisation des interactions hadroniques **dans notre gamme**

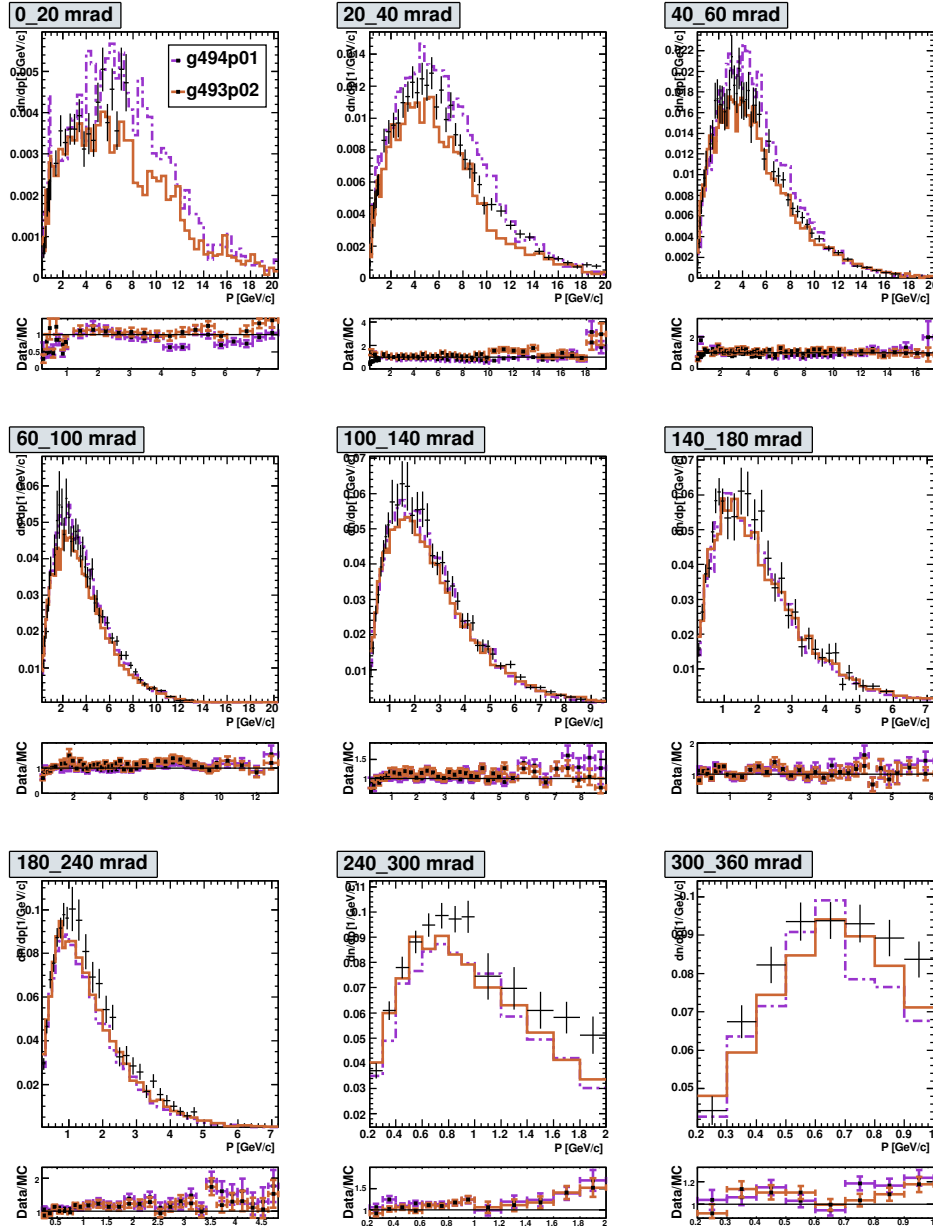


Figure 6.12: Distributions en impulsion de la multiplicité différentielle de la production de π^+ en intervalle de l'angle polaire θ . Les points sont les mesures issues de [79], les prédictions du modèle FTF_BIC par GEANT4.9.3.p02 (ligne pleines) et GEANT4.9.4.p01 (pointillés) sont superposées.

	0-20	20-40	40-60	60-100	100-140	140-180	180-210	210-240	240-360
Geant4.9.3.p02	3.5	4.8	1.8	2.9	1.8	1.7	2.1	3.1	2.5
Geant4.9.4.p01	5.9	5.2	3.4	1.3	1.5	2.0	2.7	4.9	4.4

Tableau 6.7: Valeur des χ^2 réduits pour les deux versions de GEANT4 pour chaque intervalle angulaire θ .

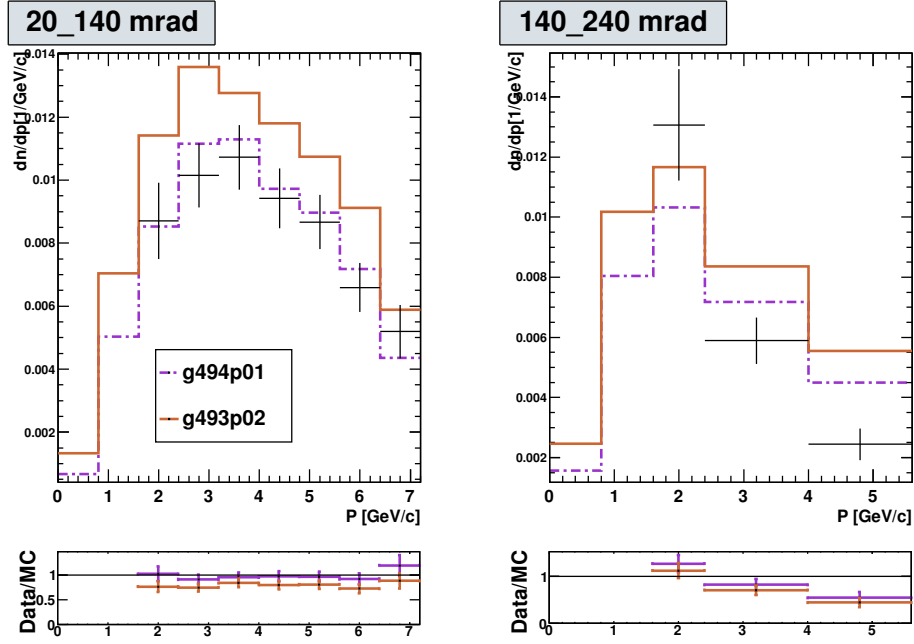


Figure 6.13: Distributions en impulsion de la multiplicité différentielle de la production de K^+ en intervalle de l'angle polaire θ . Les points sont les mesures issues de [79], les prédictions du modèle FTF_BIC par GEANT4.9.3.p02 (ligne pleine) et GEANT4.9.4.p01 (pointillés) sont superposées.

	20-140	140-240
Geant4.9.3.p02	5.3	11.5
Geant4.9.4.p01	0.4	5.4

Tableau 6.8: Valeurs des χ^2 réduits pour les deux versions de GEANT4 pour chaque intervalle angulaire θ .

	QGSP_BERT		FTF_BIC	
	Geant4.9.3.p02	Geant4.9.4.p01	Geant4.9.3.p02	Geant4.9.4.p01
$+\sigma_{loss}$	$5.7 \pm 0.1 \pm 0.7$	$4.4 \pm 0.1 \pm 0.8$	$2.7 \pm 0.1 \pm 0.2$	$2.5 \pm 0.01 \pm 0.2$
$+\sigma_{\pi/K}$	$0.5 \pm 0.04 \pm 0.06$	$0.53 \pm 0.04 \pm 0.05$	$0.3 \pm 0.03 \pm 0.03$	$0.4 \pm 0.04 \pm 0.05$
$-\sigma_{el-out}$	$44.2 \pm 0.4 \pm 3.8$	$47.3 \pm 0.4 \pm 4.2$	$46.8 \pm 0.4 \pm 4$	$46.7 \pm 0.4 \pm 4.2$
σ_{inel}	$260.2 \pm 1.9 \pm 8.3$	$255.8 \pm 1.9 \pm 8.5$	$254.3 \pm 1.9 \pm 8.3$	$254.4 \pm 1.9 \pm 8.4$
$-\sigma_{qe}$	28.1 ± 0.3	25.2 ± 0.3	30.8 ± 0.3	28.5 ± 0.3
σ_{tot}	$232.1 \pm 1.9 \pm 8.3$	$230.6 \pm 1.9 \pm 8.5$	$233.5 \pm 1.9 \pm 8.3$	$225.9 \pm 1.9 \pm 8.5$

Tableau 6.6: Corrections appliquées à $\sigma_{trig}(2007) = 298.1 \pm 1.9 \pm 7.3$ mbarn afin d'obtenir σ_{prod} , comme décrit dans la section 6.4. Deux modèles sont présentés : QGSP_BERT et FTF_BIC, pour deux versions de GEANT4. Les sections efficaces sont données en mbarn. Les erreurs systématiques sont dues à la taille et la position de S_4 .

d'énergie. Notons que des études similaires ont été faites avec FLUKA2008, FLUKA2011 et GiBUU [124, 125], ainsi que par les auteurs de FLUKA [126].

Comme expliqué précédemment, à des énergies supérieures à la dizaine de GeV, ce sont les modèles de Fritiof et Quark Gluon String qui sont mis en jeu. Ainsi, la *physics list* FTFP_BERT présente également un très bon accord avec nos données. La seule différence entre ces deux modèles, outre la modélisation des interactions à basse énergie, repose sur un traitement différent des éventuelles ré-interactions avec les nucléons du noyau. La *physics list* FTF_BIC est la seule à prendre en compte cet effet, appelé *re-scattering*. Ainsi, les particules produites par les cascades intra-nucléaires dans le noyau peuvent alors ré-interagir avec les autres nucléons environnant. Cet effet joue nécessairement un rôle pour les particules à basse impulsion qui peuvent alors être absorbées, et ne pas s'échapper du noyau. Lors des ré-interactions, il est également possible que d'autres nucléons acquièrent suffisamment d'énergie pour pouvoir sortir du noyau. Lorsque l'effet du *re-scattering* n'est pas pris en compte, les particules produites par les cascades intra-nucléaires sont créées directement en dehors du noyau. Ainsi, pour la description des interactions quasi-élastiques, où cet effet peut jouer un rôle important, la *physics list* FTF_BIC a une meilleure description que FTFP_BERT.

Notons que depuis que nous avons établi ces conclusions, nous avons eu l'occasion de présenter ces résultats à la collaboration GEANT4. Basée, entre autres, sur nos comparaisons, la *physics list* recommandée pour toute simulation est à présent FTFP_BERT - donc le modèle de Fritiof à haute énergie. La *physics list* FTF_BIC est considérée encore au stade de développement, en particulier par l'introduction du *rescattering*.

De récentes publications par les membres du groupe de physique hadronique de la collaboration GEANT4, [127, 107], ou des utilisateurs [128], font également état de ces mêmes conclusions. Cette même étude a été faite pour le modèle UrQMD [129].

Dans [127], une comparaison des modèles QGSP_BERT, FTFP_BERT et CHIPS¹ est faite dans le but d'améliorer les simulations de la réponse des détecteurs pour les expériences ATLAS et CMS du LHC. Afin de valider ces modèles, les prédictions de GEANT4 ont été comparées avec

¹Cette *physics list* n'est pas présentée ici car son accord avec les mesures de NA61/SHINE n'était pas satisfaisant.

les données prises pendant les tests en faisceau de ces expériences.

Dans la figure 6.14 de gauche est simulée la réponse d'un scintillateur simplifié pour des π^- . Des discontinuités non-physiques sont visibles pour le modèle QGSP_BERT dans la région en énergie allant de 10 à 25 GeV. Cela vient du fait que dans cette gamme d'énergie, deux modèles peuvent être utilisés - LHEP ou QGS, voir figure 6.4. L'un ou l'autre modèle est choisi aléatoirement, et ils ne sont visiblement pas compatibles entre eux. On remarque également que la *physics list* FTFP_BERT ne présente pas de discontinuité. Les conclusions que nous pouvons tirer d'après les données de NA61/SHINE prévalent dans ce cas aussi.

En regardant la figure 6.14 de droite, est représenté la largeur des gerbes hadroniques simulées. Il existe une discontinuité pour le modèle FTFP_BERT vers 5 GeV, énergie où les modèles BERT et FTF se superposent. Il apparaît alors que cette *physics list* est susceptible d'être améliorée [130, 131].

Dans la publication [107], l'auteur - membre du groupe hadronique de GEANT4 - ayant fait le même constat que nous, utilise les données de NA61/SHINE afin de mieux contraindre le modèle de Fritiof. Les détails techniques sont fournis dans le papier. En changeant l'une des hypothèses de ce modèle, il parvient à un meilleur accord avec nos données.

Maintenant que nous avons isolé deux *physics lists* utilisant les quatre principaux modèles de physique hadronique, et que l'un d'eux présente un accord encourageant avec nos premières données, nous allons à présent faire des comparaisons avec d'autres mesures expérimentales.

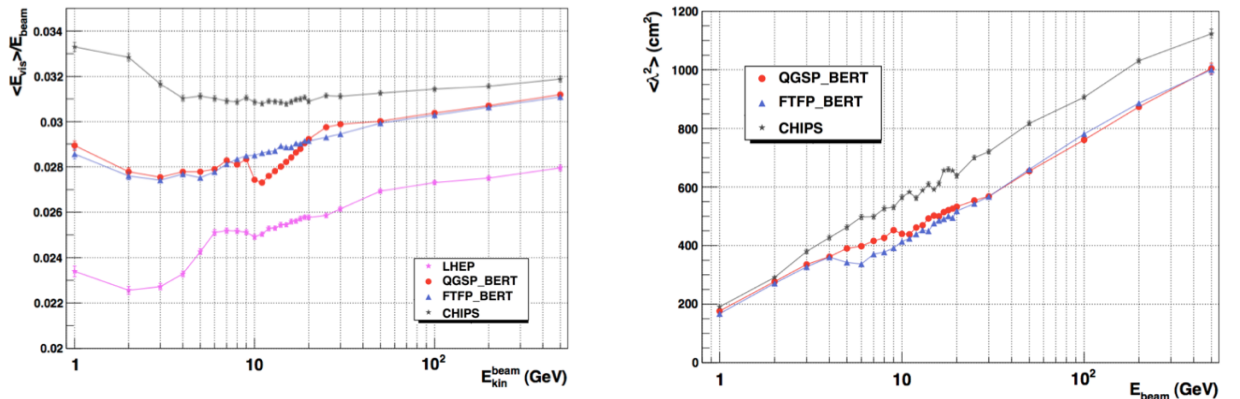


Figure 6.14: Gauche : Réponse simulée d'un scintillateur simplifié pour des π^- , droite : Largeur de gerbes hadroniques en fonction de l'énergie cinétique. Les erreurs statistiques et systématiques sont présentées selon différentes *physics lists* de GEANT4 : rouge : QGSP_BERT, bleu : FTFP_BERT, noir : CHIPS et rose : LHEP. Figure extraite de [127]

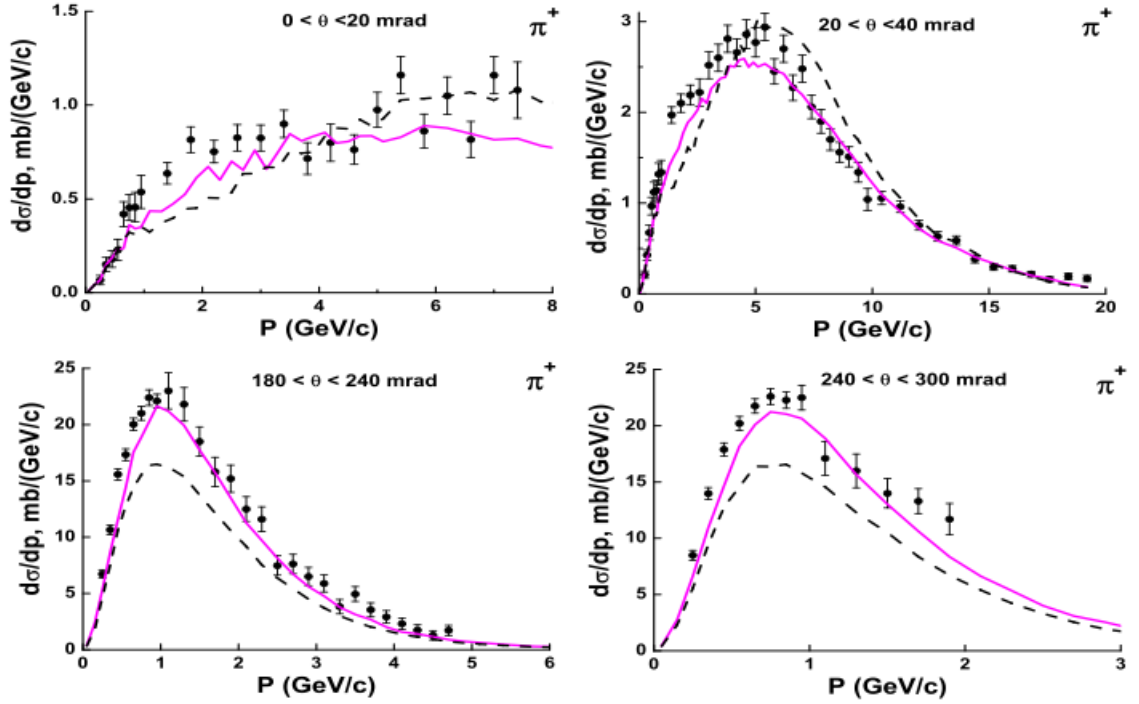


Figure 6.15: Section efficace inclusive de production de π^+ . Les données viennent de NA61/SHINE [78]. Les lignes sont les prédictions du modèle FTF avec deux hypothèses : l'ancienne en pointillés, la nouvelle en trait plein. Figure extraite de [107]

6.6 Comparaisons avec des données de production hadronique

Les données utilisées sont :

- La production de $\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$, K_S^0 dans les interactions proton-carbone à 31 GeV/c avec la cible mince de NA61/SHINE - données préliminaires de 2009 [87].
- La production de $\pi^\pm$ et protons dans les interactions p-C, $\pi^\pm$ -C, p-Al et $\pi^\pm$ -Al avec les données des cibles minces de HARP, [132, 133, 134, 135, 136].
- La production de $\pi^\pm$, K^+ et p dans les interactions proton-proton à 20, 31, 40, 80 et 158 GeV/c à NA61/SHINE - données préliminaires de 2009 [137, 138]
- Production de hadrons $\pi^\pm$ dans les interactions π^- -C à 158 et 350 GeV/c à NA61/SHINE - données préliminaires de 2009 [139].

Pour tenir compte des améliorations en termes de physique et développement, nos comparaisons se feront à présent avec les dernières versions - à l'heure actuelle - de GEANT4 : GEANT4.9.5, *via* VMC2.13, et GEANT4.9.6, *via* VMC2.14. Les détails des améliorations sont disponibles dans [140, 141, 142]. Comme il n'y a pas d'améliorations notable entre ces deux versions de GEANT4 pour la *physics list* QGSP_BERT, nous ne comparerons que les modèles suivants :

QGSP_BERT, FTF_BIC de GEANT4.9.5 et FTF_BIC de GEANT4.9.6

6.6.1 Production sur la cible mince de NA61/SHINE pour T2K

Les productions de π^+ , figure 6.16, π^- , figure 6.17, K^+ , figure 6.18, K^- , figure 6.19, K_S^0 , figure 6.20, p , figure 6.21 et $\bar{p}$, figure 6.22 dans les interactions proton-carbone [87], est confrontée aux prédictions des *physics lists* QGSP_BERT et FTF_BIC pour les versions GEANT4.9.5 et GEANT4.9.6.

De ces distributions, nous pouvons tirer plusieurs conclusions :

1. L'accord entre les prédictions de QGSP_BERT et la production de pions chargés reste aussi mauvais. Ce modèle garde sa tendance à surestimer la production de $\pi^\pm$, en particulier à basse impulsion. L'ancienne version du modèle FTF_BIC présente un très bon accord avec les mesures de π^+ . Cet accord est dégradé dans GEANT4.9.6, où ce modèle a tendance à sous-estimer le taux de production de pions chargés positivement. Pour le cas des π^- , l'observation inverse est vérifiée.
2. Le taux de production de $K^\pm$ est en revanche mieux décrit par FTF_BIC dans la dernière version de GEANT4, jusqu'à des angles de 100 mrad. L'ancienne version de ce modèle, pour cette même gamme d'angle, sur-estime la production de K^+ . Au delà de 100 mrad, la tendance est inversée. Les prédictions de QGSP_BERT sont assez similaires à celle du nouveau FTF_BIC, sauf dans la région à très bas angles pour les K^+ où l'on voit une nette sur-estimation de ce modèle.
3. Pour les K_S^0 , les prédictions de QGSP_BERT et la nouvelle version de FTF_BIC sont relativement semblables, et en assez bon accord avec nos mesures - à l'exception encore une fois de l'intervalle $0 < \theta < 20$ mrad. L'ancienne version de FTF_BIC a également tendance à sur-estimer la production de kaons neutres.
4. La production de proton est extrêmement mal décrite par la *physics list* QGSP_BERT : ni la forme ni le taux ne correspondent à nos mesures. On observe cependant une amélioration de la prédiction par FTF_BIC avec la nouvelle version de GEANT4, bien qu'il soit encore possible de perfectionner ce modèle à basse impulsion.
5. Les comparaisons avec la production d'anti-protons souffrent d'un manque de statistique, tant pour les données que pour les simulations. Cependant, un accord avec le modèle FTF_BIC semble se profiler.

Entre les deux versions de GEANT4, le modèle de Fritiof a subi plusieurs modifications [121] :

1. Pour le taux de production de kaons : Le traitement de la production de quarks étranges a été amélioré.
2. Pour le taux de production de pions et kaons : La modélisation des interactions hadron-hadron a été substantiellement améliorée.

Les interactions hadron-noyau sont actuellement modélisées comme étant le résultat de la somme des interactions hadron-nucléon. Cette hypothèse simpliste ne tient pas en compte les interférences destructrices qui peuvent avoir lieu entre les différentes contributions. Dans la version précédente de GEANT4, l'accord observé avec le taux de production de pions résulte d'une sous-estimation des contributions hadron-hadron, et donc hadron-noyau. Dans la nouvelle version de GEANT4, les interactions hadron-hadron sont mieux décrites, et donc les interactions hadron-noyau, avec l'hypothèse simpliste, deviennent sur-estimées. Dans la future version de GEANT4 (10), prévue pour Décembre 2013, l'hypothèse actuellement utilisée pour les interactions hadron-noyau sera fortement modifiée - voire oubliée - améliorant ainsi les prédictions.

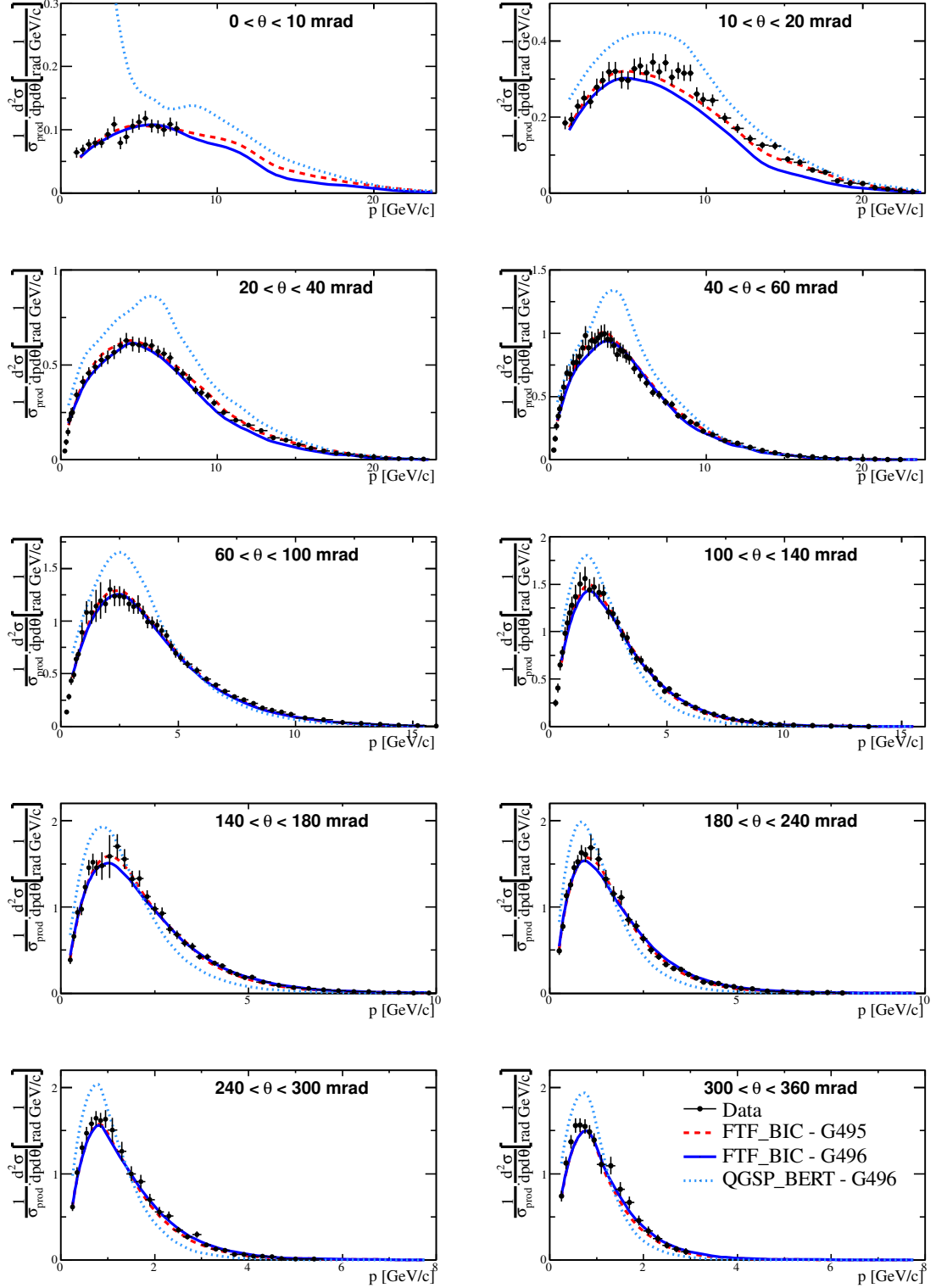


Figure 6.16: Distributions en impulsion de la multiplicité différentielle de production de π^+ , en intervalle de l'angle polaire θ , dans les interactions $p+C$ à 31 GeV/c. Seules les erreurs statistiques sont présentées. Les prédictions des modèles QGSP_BERT et FTF_BIC sont superposées.

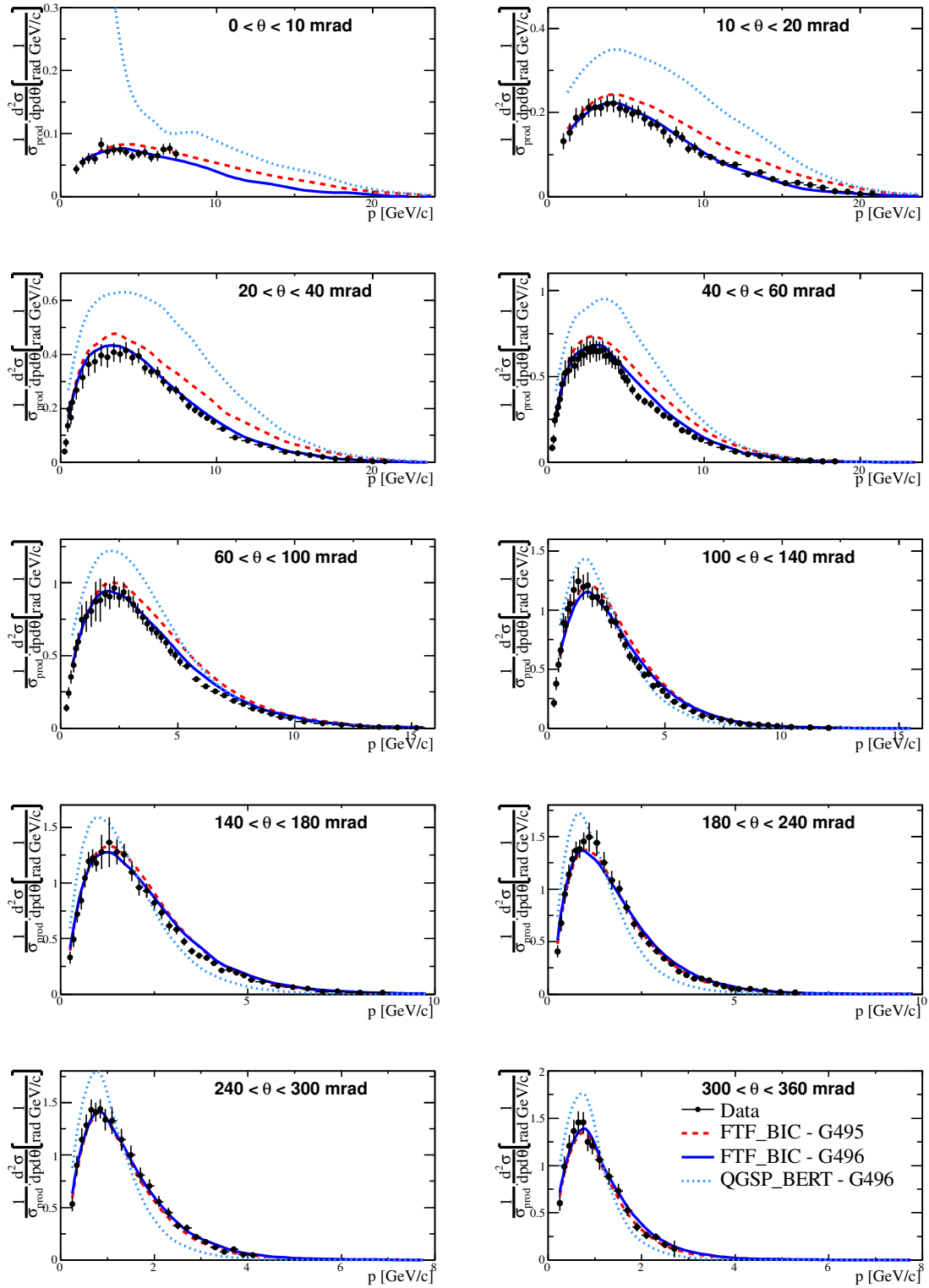


Figure 6.17: Distributions en impulsion de la multiplicité différentielle de production de π^- , en intervalle de l'angle polaire θ , dans les interactions $p + C$ à 31 GeV/c. Seules les erreurs statistiques sont présentées. Les prédictions des modèles QGSP_BERT et FTF_BIC sont superposées.

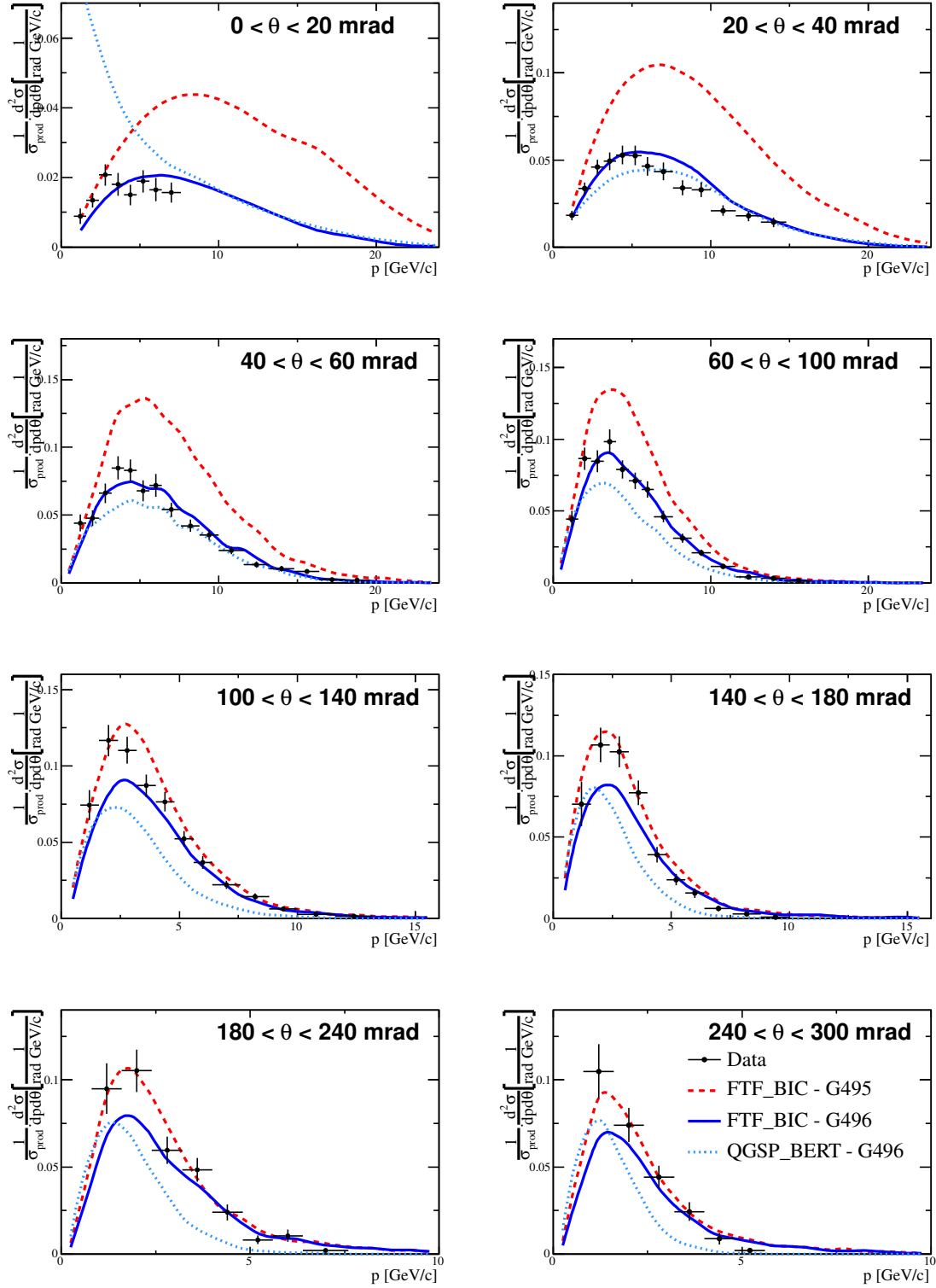


Figure 6.18: Distributions en impulsion de la multiplicité différentielle de production de K^+ , en intervalle de l'angle polaire θ , dans les interactions $p+C$ à 31 GeV/c. Seules les erreurs statistiques sont présentées. Les prédictions des modèles QGSP_BERT et FTF_BIC sont superposées.

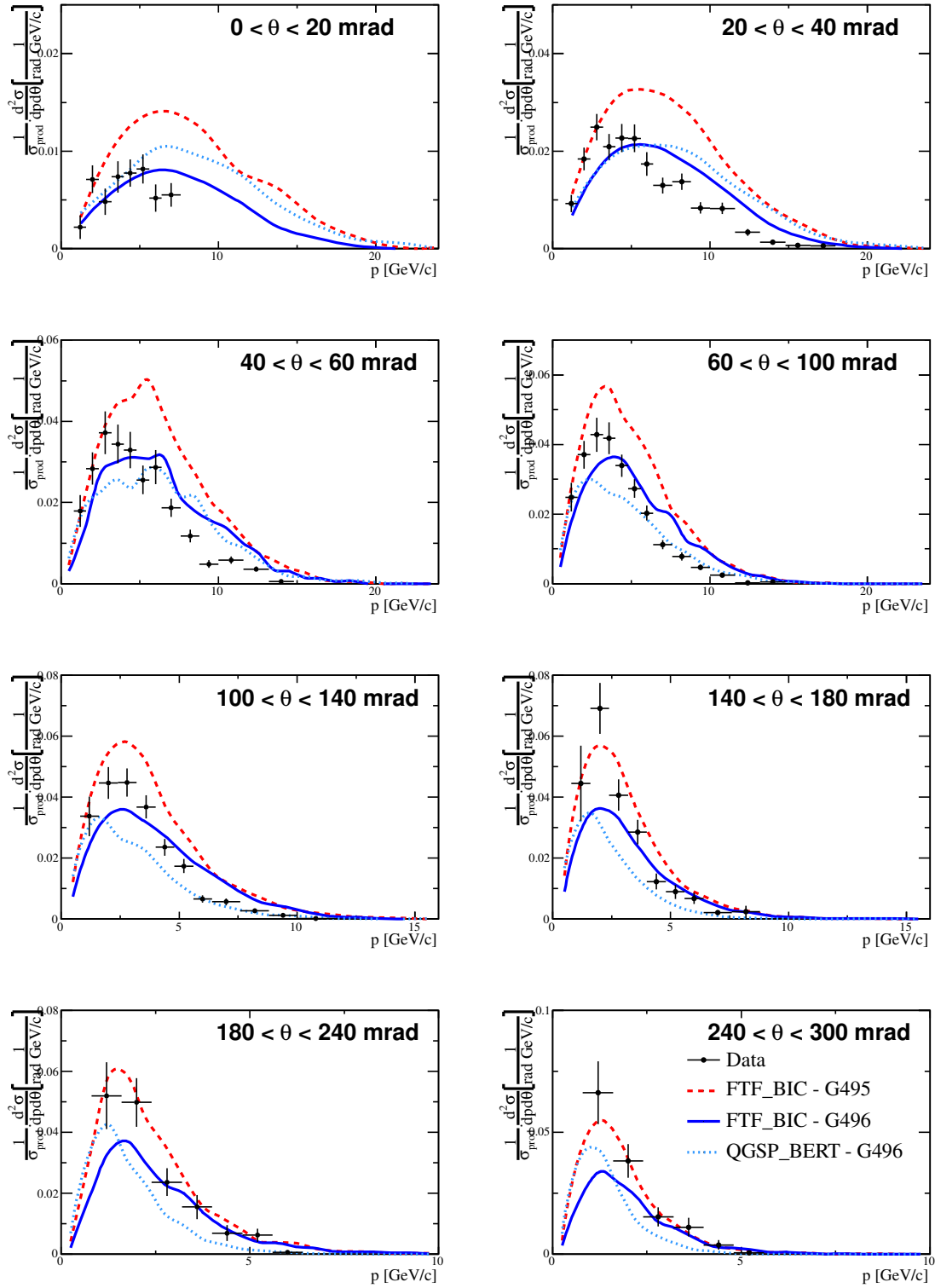


Figure 6.19: Distributions en impulsion de la multiplicité différentielle de production de K^- , en intervalle de l'angle polaire θ , dans les interactions $p+C$ à 31 GeV/c. Seules les erreurs statistiques sont présentées. Les prédictions des modèles QGSP_BERT et FTF_BIC sont superposées.

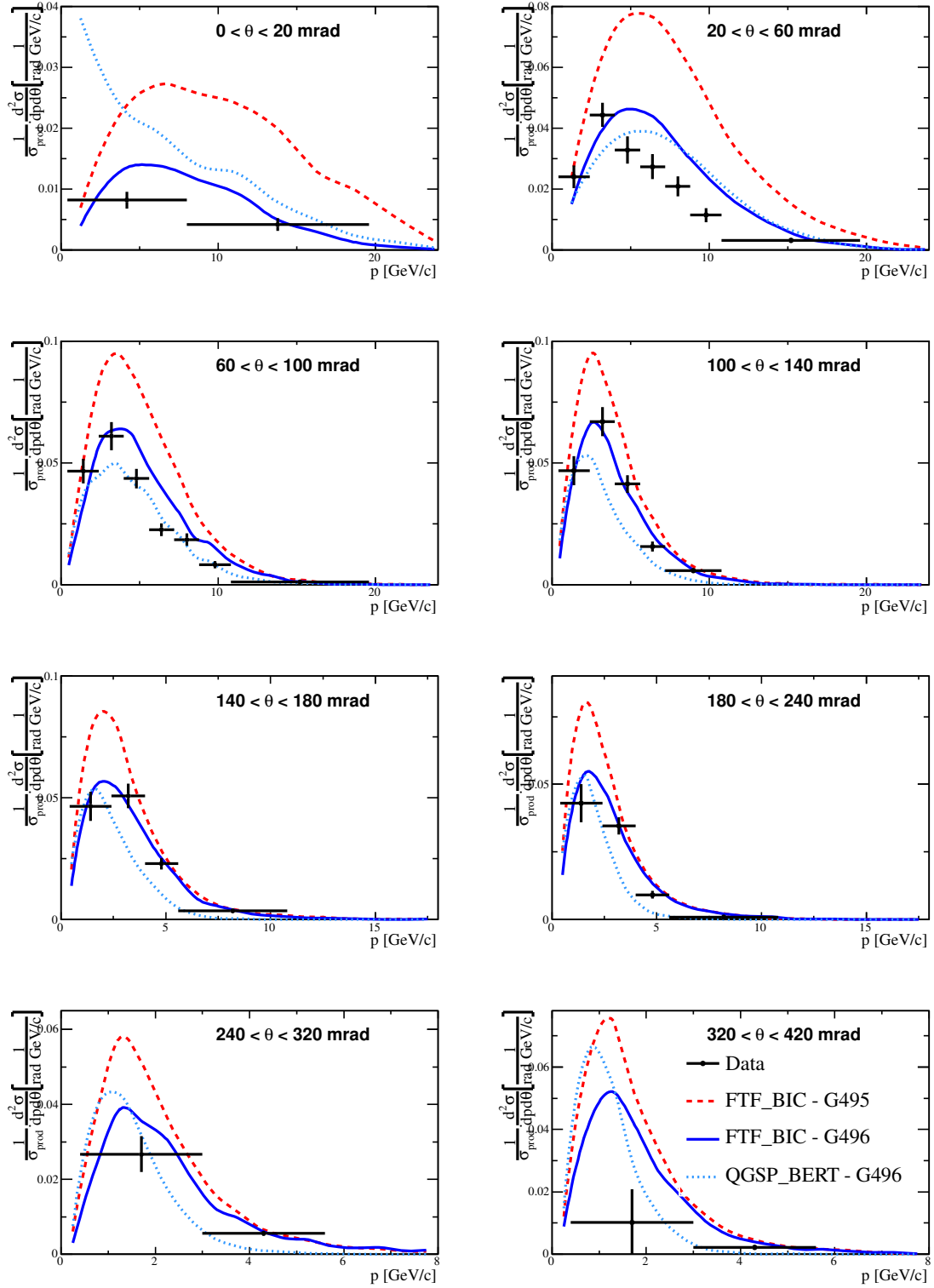


Figure 6.20: Distributions en impulsion de la multiplicité différentielle de production de K_S^0 , en intervalle de l'angle polaire θ , dans les interactions $p + C$ à 31 GeV/c. Seules les erreurs statistiques sont présentées. Les prédictions des modèles QGSP_BERT et FTF_BIC sont superposées.

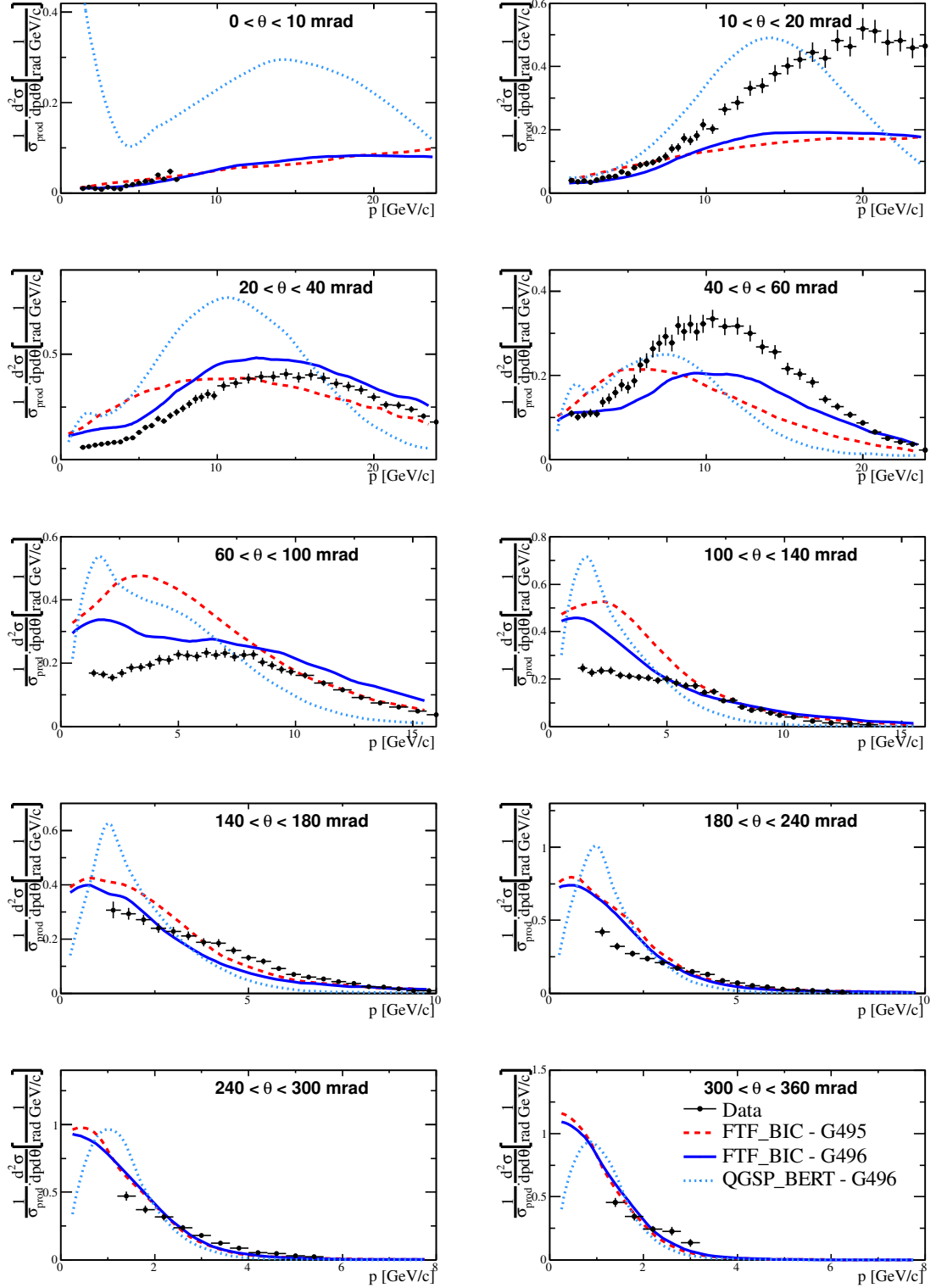


Figure 6.21: Distributions en impulsion de la multiplicité différentielle de production de protons, en intervalle de l'angle polaire θ , dans les interactions $p + C$ à 31 GeV/c. Seules les erreurs statistiques sont présentées. Les prédictions des modèles QGSP_BERT et FTF_BIC sont superposées.

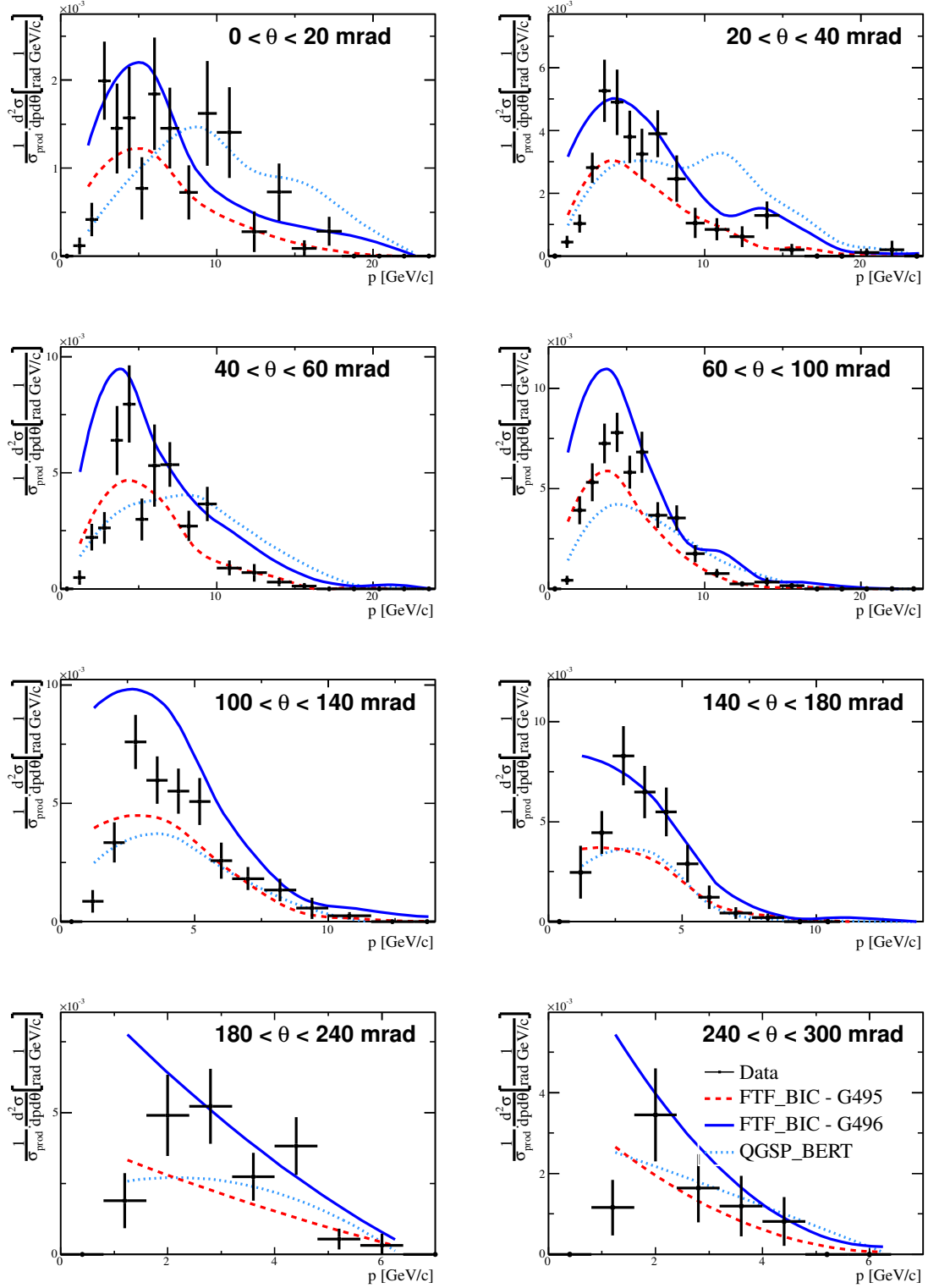


Figure 6.22: Distributions en impulsion de la multiplicité différentielle de production d'anti-protons, en intervalle de l'angle polaire θ , dans les interactions $p + C$ à 31 GeV/c. Seules les erreurs statistiques sont présentées. Les prédictions des modèles QGSP_BERT et FTF_BIC sont superposées.

6.6.2 Données de HARP

L'expérience HARP [143] était une expérience d'hadro-production au CERN qui a pris des données de 2000 à 2002. La mesure de production hadronique par des interactions de protons et pions chargés à des énergies allant de 3 à 12 GeV sur une large gamme de cibles, a servi à améliorer la prédiction du flux de neutrinos des expériences MiniBooNE [144] et K2K [145].

Les résultats, récupérés sur la base de données de Durham [146], sont présentés en section efficace doublement différentielle $d^2\sigma/dpd\Omega$ en fonction de l'impulsion selon différents intervalles d'angle polaire dans le référentiel du laboratoire. Parmi toutes les mesures effectuées, nous nous intéresserons particulièrement à la production de pions chargés et de protons dans les réactions suivantes :

- $p + C, \pi^\pm + C$ à 3, 5, 8 et 12 GeV/c [132, 133, 134, 135, 136]
- $p + Al, \pi^\pm + Al$ à 3, 5, 8 et 12 GeV/c [132, 133, 135, 136]

Les mesures couvrent une région angulaire de quatre intervalles allant de 50 à 250 mrad, pour des impulsions jusqu'à 8 GeV/c. Pour certaines mesures, la région à l'avant est plus finement segmentée : sept intervalles allant de 30 à 240 mrad. Enfin, une série de mesures porte sur la production de hadrons à grand angle, présentées en neuf intervalles angulaires allant de 0.35 à 2.15 rad. Les cibles minces utilisées font une largeur de 5% λ_{int} , résumées dans le tableau 6.9.

	L [cm]	r [cm]	ρ [g/cm ³]
Carbone	1.894	1.513	1.88
Aluminium	1.98	1.51	2.69

Tableau 6.9: Caractéristiques (largeur, rayon, densité) des cibles de HARP utilisées pour nos comparaisons avec les *physics lists* de GEANT4.

Ces comparaisons sont importantes pour plusieurs raisons. D'une part, elles sont complémentaires de celles de NA61/SHINE car elles sont à plus basse énergie, et font intervenir des projectiles différents ; d'autre part, les interactions à 3 et 5 GeV/c vont nous permettre de tester directement les modèles BIC et BERT. Enfin, parmi toutes les cibles disponibles dans les données de HARP, nous avons choisi le carbone et l'aluminium car ce sont les constituants de la cible et des cornes à T2K. Notons que des études similaires ont été faites avec FLUKA2011, [147, 148].

Nous ne présentons pas ici toutes les confrontations. Sur la figure 6.23, sont comparées la production de π^+ produits dans les interactions proton-carbone à 3 GeV/c. Nous remarquons qu'il n'y a que très peu de différences entre les *physics lists*. Les modèles de Bertini et *Binary Cascade* sont compatibles. Sur la figure 6.24, QGSP_BERT surestime la production de π^+ dans les interactions proton-carbone à 12 GeV/c, alors que FTF_BIC montre un bien meilleur accord. Pour la production de protons dans les interactions π^- +carbone à 3 GeV/c, figure 6.25, le modèle FTF_BIC montre une sous-estimation alors que QGSP_BERT présente un accord très relatif à grand angle. Enfin, dans la figure 6.26 nous pouvons observer l'inverse, où le modèle FTF_BIC semble être en meilleur accord avec la production de protons dans les interactions π^- +carbone à 12 GeV/c à grand angle. Dans les deux derniers cas, il apparaît que les deux *physics lists* peuvent être grandement améliorées.

Toutes les autres comparaisons sont disponibles dans une note interne publique [149].

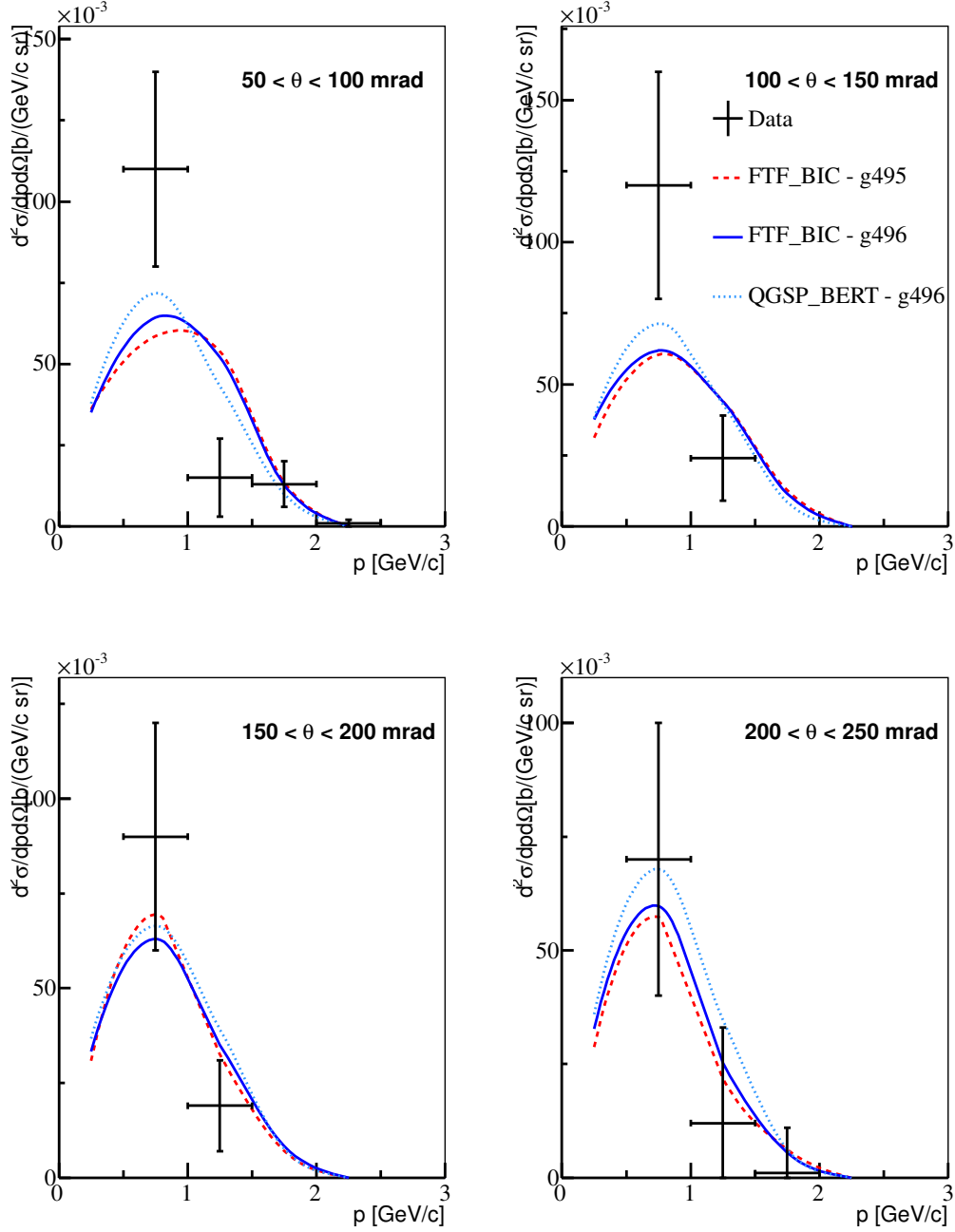


Figure 6.23: Sections efficaces doublement différentielle de production de π^+ dans les interactions proton+carbone à 3 GeV/c mesurée par HARP (points). Les prédictions des *physics lists* FTF_BIC et QGSP_BERT pour deux versions de GEANT4 (9.5 et 9.6) sont superposées.

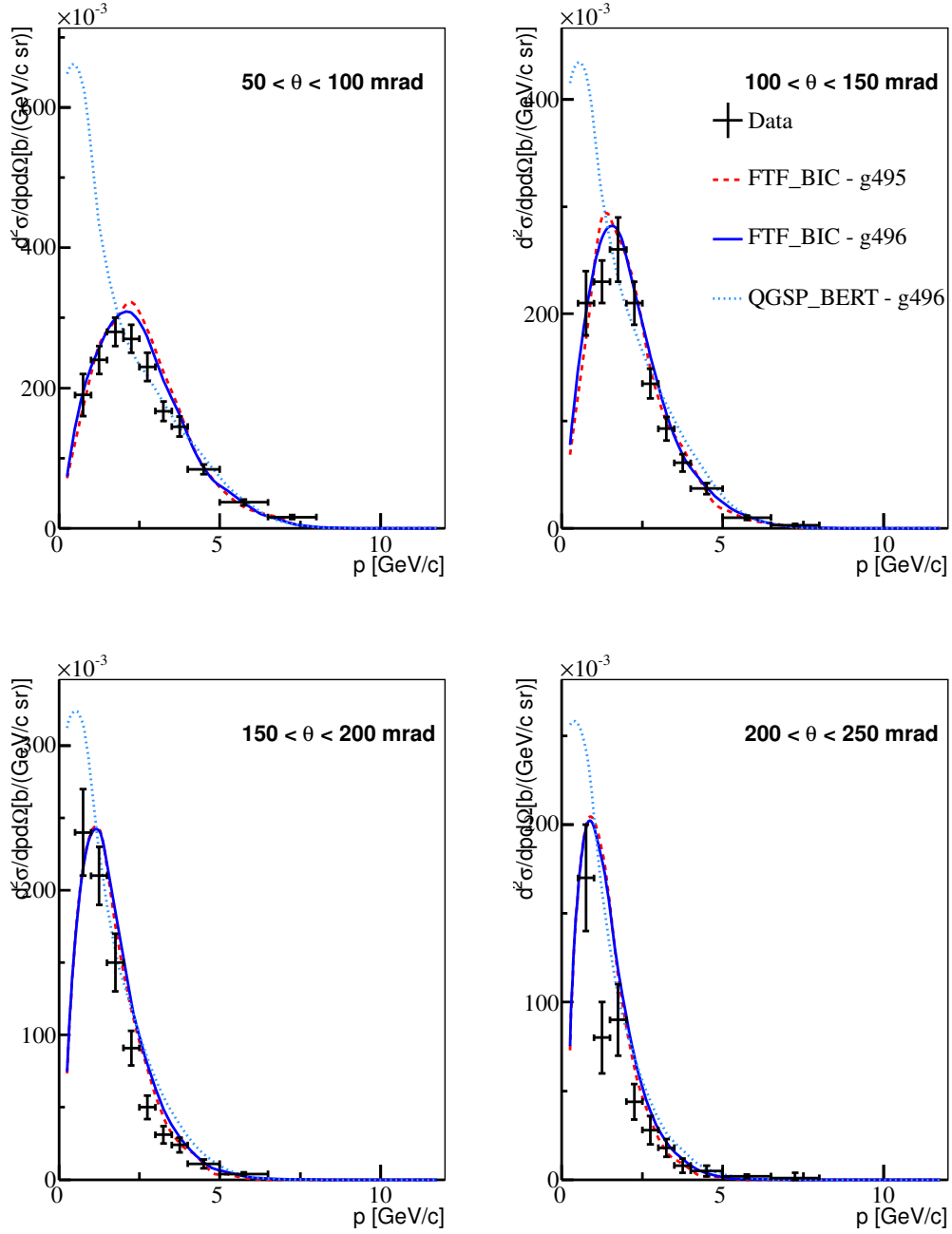


Figure 6.24: Sections efficaces doublement différentielle de production de π^+ dans les interactions proton+carbone à 12 GeV/c mesurée par HARP (points). Les prédictions des *physics lists* FTF_BIC et QGSP_BERT pour deux versions de GEANT4 (9.5 et 9.6) sont superposées.

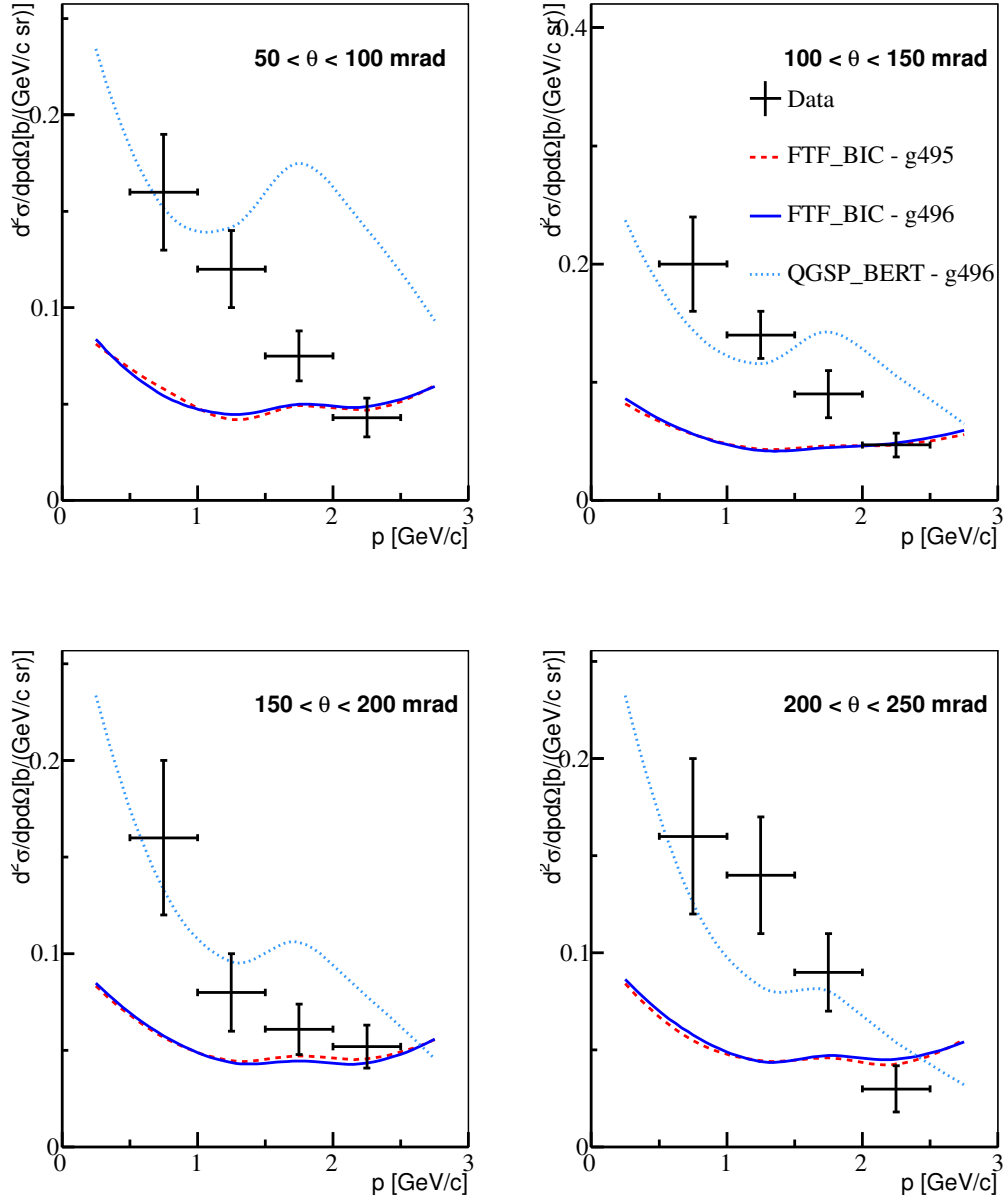


Figure 6.25: Sections efficaces doublement différentielle de production de protons dans les interactions π^- +carbone à 3 GeV/c mesurée par HARP (points). Les prédictions des *physics lists* FTF_BIC et QGSP_BERT pour deux versions de GEANT4 (9.5 et 9.6) sont superposées.

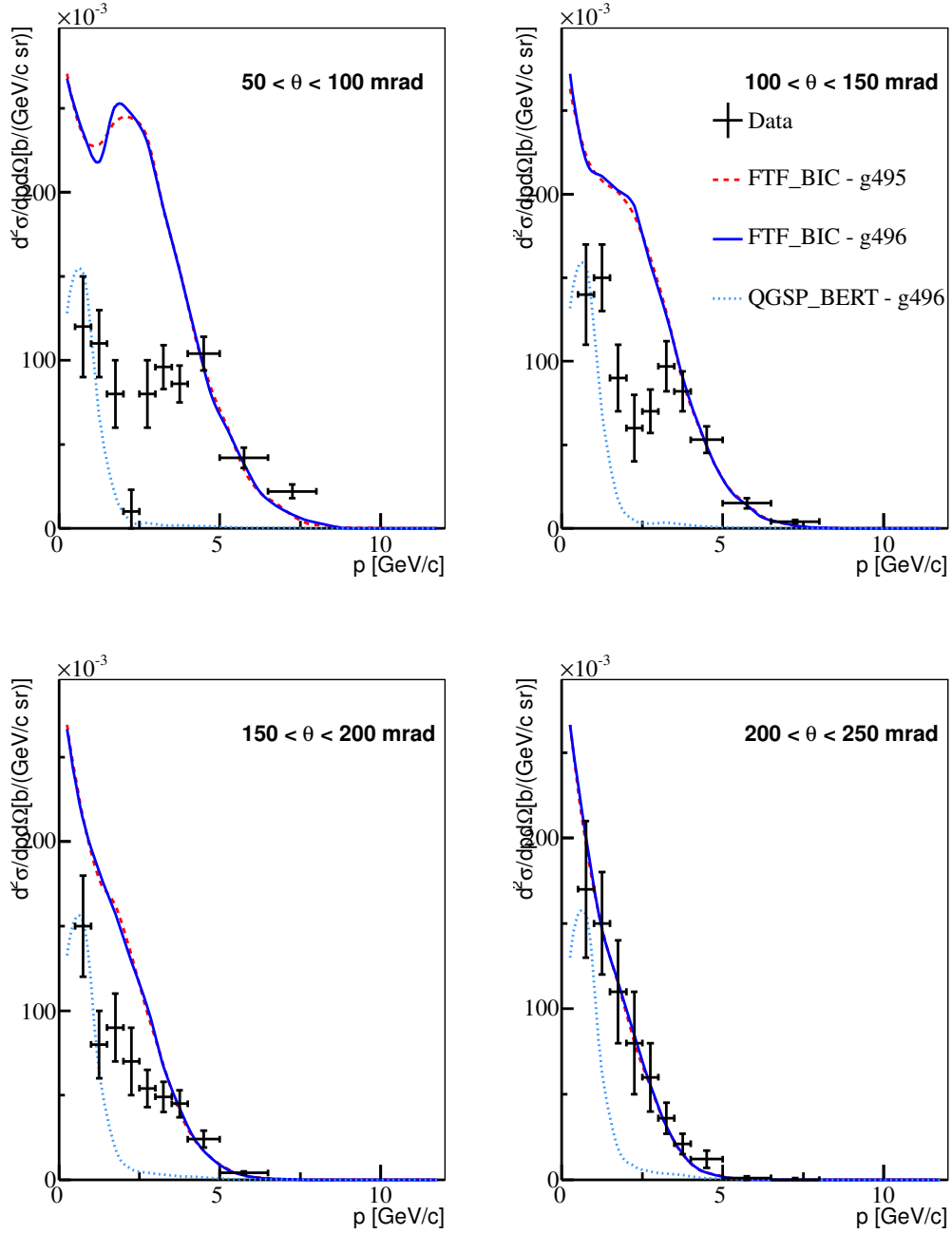


Figure 6.26: Sections efficaces doublement différentielle de production de protons dans les interactions π^- +carbone à 12 GeV/c mesurée par HARP (points). Les prédictions des *physics lists* FTF_BIC et QGSP_BERT pour deux versions de GEANT4 (9.5 et 9.6) sont superposées.

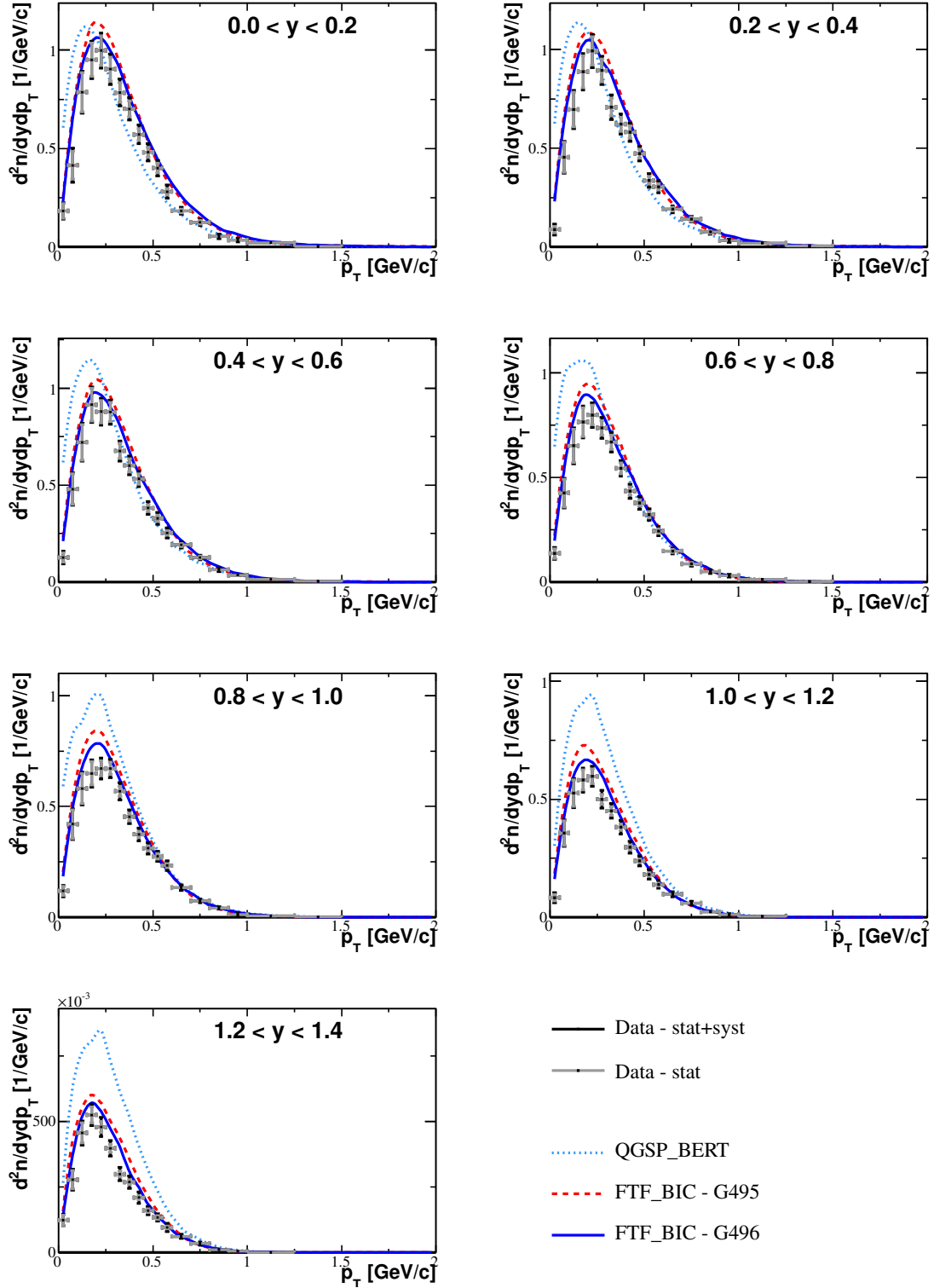


Figure 6.27: Distributions en impulsion transverse de la multiplicité doublement différentielle de production de π^- dans les interactions $p + p$ à 20 GeV/c, en intervalles de rapidité y . Les prédictions des modèles QGSP_BERT et FTF_BIC pour deux versions de GEANT4 sont superposées.

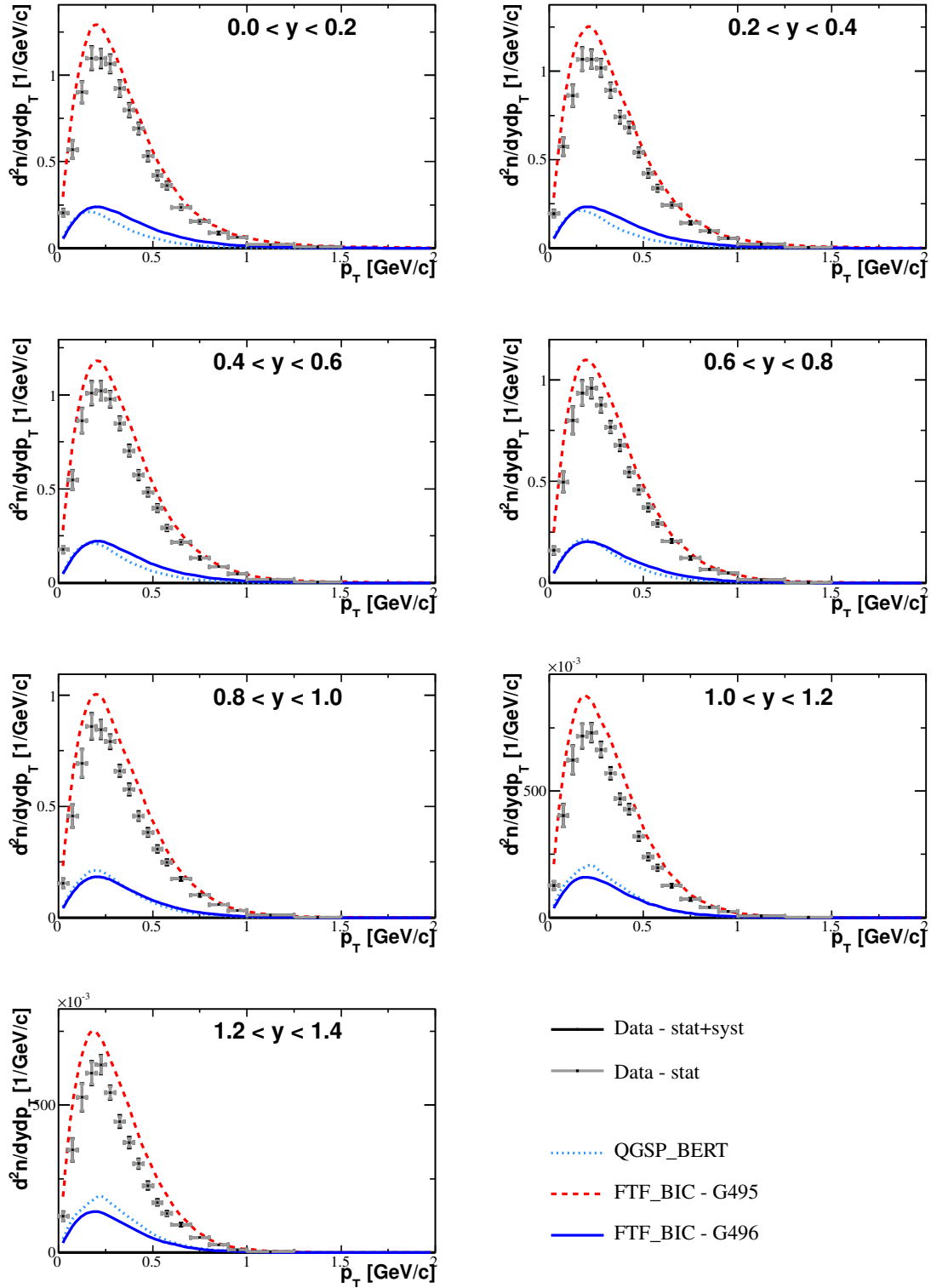


Figure 6.28: Distributions en impulsion transverse de la multiplicité doublement différentielle de production de π^- dans les interactions $p+p$ à 31 GeV/c, en intervalles de rapidité y . Les prédictions des modèles QGSP_BERT et FTF_BIC pour deux versions de GEANT4 sont superposées.

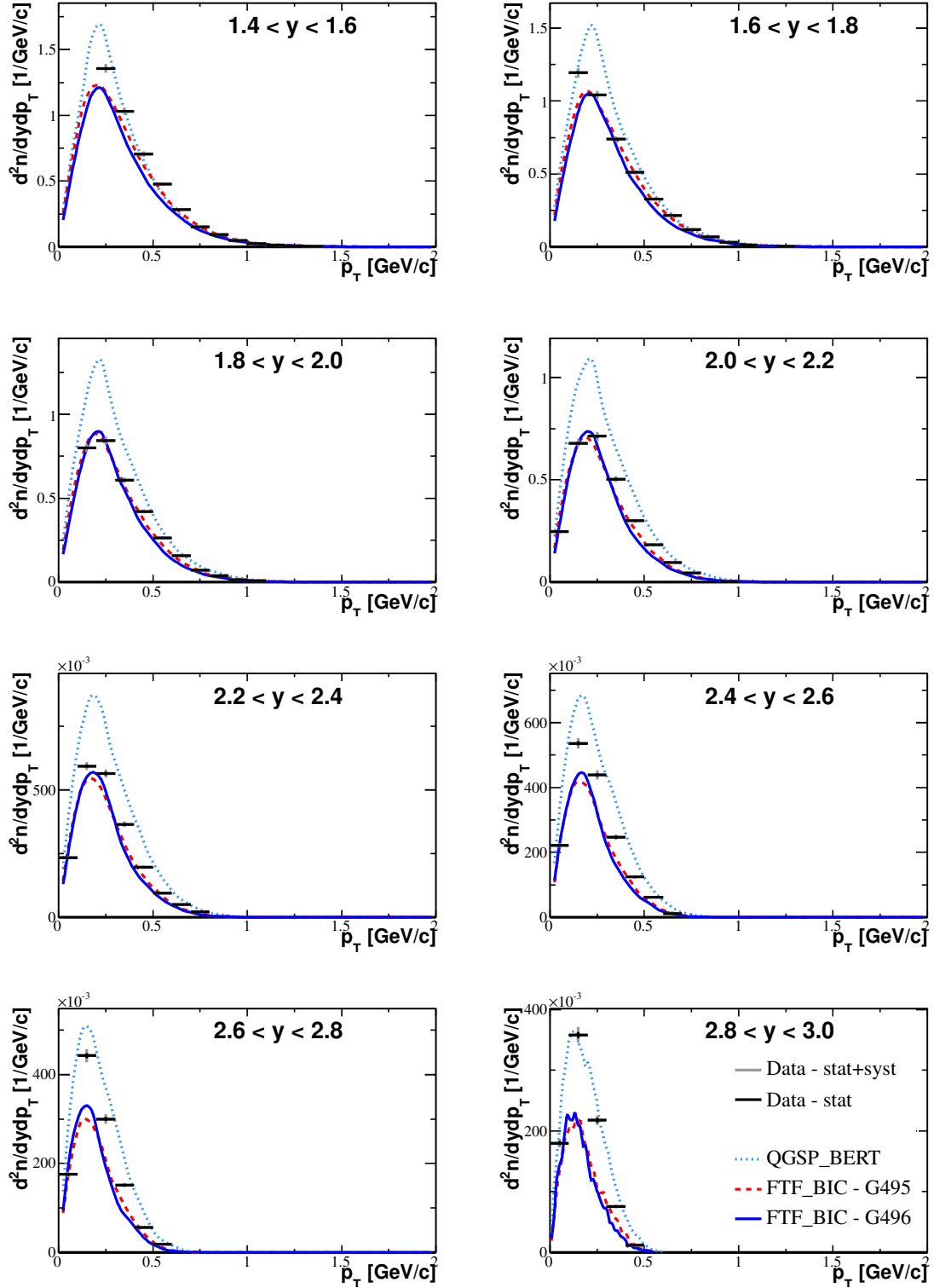


Figure 6.29: Distributions en impulsion transverse de la multiplicité doublement différentielle de production de π^+ dans les interactions $p+p$ à 80 GeV/c, en intervalles de rapidité y . Les prédictions des modèles QGSP_BERT et FTF_BIC pour deux versions de GEANT4 sont superposées.

6.6.3 Production par les interactions $p + p$ à NA61/SHINE

La mesure de production hadronique par les interactions proton-proton est d'une importance cruciale du point de vue théorique. En effet, sans la présence d'un environnement nucléaire autour du point d'interaction, ces mesures nous permettent de tester directement les modèles d'interaction hadron-hadron.

Les données collectées par NA61/SHINE font partie d'un vaste programme de recherche de dé-confinement dans le plasma de quark-gluon. Les données collectées et analysées selon deux méthodes sont :

- Mesure de production de π^- , par l'analyse h^- , dans les interactions $p + p$ à 20, 31, 40, 80 et 158 GeV/c, [137].
- Mesure de production de $\pi^\pm$, K^- et proton, par l'analyse dE/dx , dans les interactions $p + p$ à 40, 80 et 158 GeV/c, [138]

Les données sont présentées en multiplicité différentielle $d^2n/dp_T dy$ en fonction de l'impulsion transverse p_T de la particule produite, selon différents intervalles de rapidité y :

$$y = \frac{1}{2} \log \frac{E + p_L}{E - p_L} \quad (6.15)$$

où p_L est l'impulsion longitudinale de la particule : $p = \sqrt{p_T^2 + p_L^2}$.

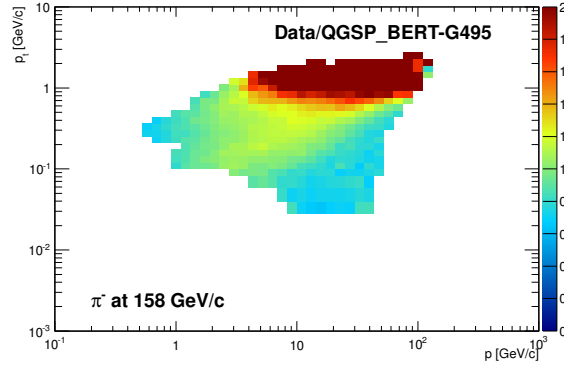
Sur la figure 6.27, est présentée la production de π^- dans les interactions $p + p$ à 20 GeV/c. On y observe qu'à ces énergies il n'y a pas de différences notables entre les deux versions de GEANT4 pour le modèle FTF_BIC, comme pour les données de HARP. Les deux modèles ont tendance à sur-estimer la production de pions, en particulier pour QGSP_BERT. À 31 GeV/c, figure 6.28, le même comportement que pour les données sur la cible de carbone à la même énergie est observé pour la *physics list* FTF_BIC : dans la nouvelle version, la production de pions est extrêmement sous-estimée, alors que dans la version précédente du code, la prédiction était relativement correcte - bien qu'en sur-estimation. Enfin, sur la figure 6.29 est présentée la production de π^+ dans les interactions $p + p$ à 80 GeV/c. Bien que cette comparaison ne soit pas pertinente dans le cadre de T2K, elle nous permet un premier test à plus haute énergie² de ces *physics lists*. Le désaccord entre les deux versions de GEANT4 pour FTF_BIC disparaît à nouveau, et ce modèle présente un accord bien meilleur que QGSP_BERT pour des rapidités comprise entre 1.4 et 2.4. À haute rapidité, ce dernier montre un meilleur accord avec les données.

6.6.4 Production par les interactions $\pi^- + C$ à NA61/SHINE

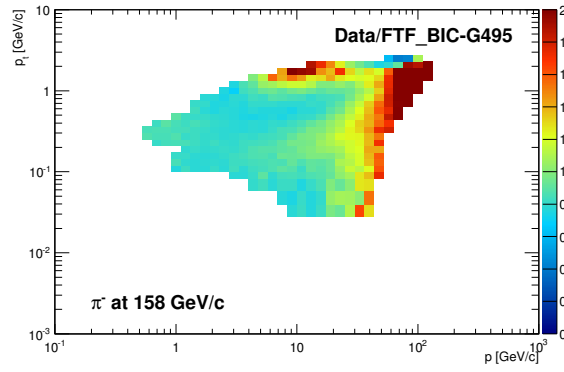
La communauté des rayons cosmiques de l'expérience NA61/SHINE a mesuré la production de pions chargés dans les interactions $\pi^- + C$ à 158 et 350 GeV/c, [150]. La cible de carbone mince utilisée pour la prise de données est la même que celle des mesures pour la communauté T2K. La technique d'analyse h^- , utilisée également pour les hadrons positifs, a été utilisée pour ces mesures. Les résultats sont présentés dans l'espace de phases impulsion-impulsion transverse, $p - p_T$, de production des pions. Ces comparaisons nous permettent de tester nos modèles à plus haute énergie, et ainsi tester leurs gammes de validité.

Les spectres sont échantillonnés très finement dans le plan $p - p_T$, ainsi il est plus aisé de présenter les comparaisons sous la forme de rapport dans le plan d'espaces de phases du taux

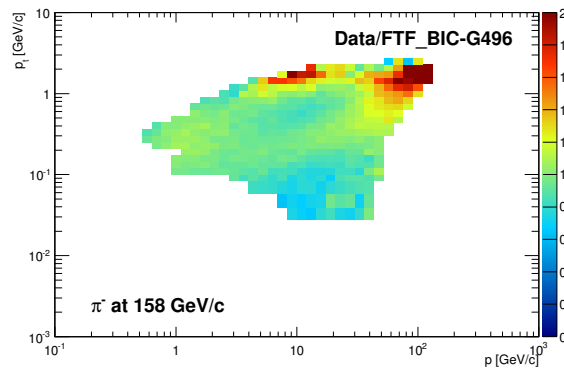
²Notons que les *physics lists* sont testées à bien plus haute énergie avant la distribution d'une nouvelle version de GEANT4



(a)

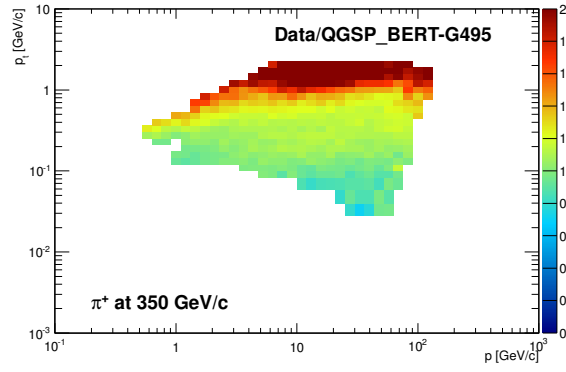


(b)

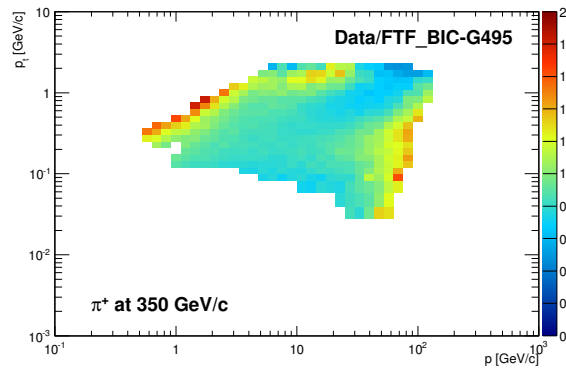


(c)

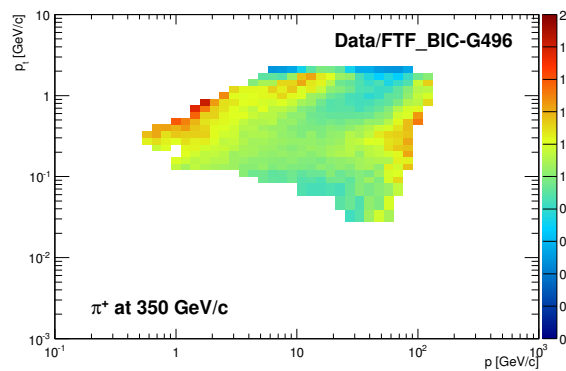
Figure 6.30: Rapport des espaces de phases $p - p_T$ de production de π^- dans les interactions $\pi^- + C$ à 158 GeV/c mesurés à NA61/SHINE, par rapport aux prédictions de QGSP_BERT (a) et FTF_BIC dans la version GEANT4.9.5 (b) et GEANT4.9.6 (c).



(a)



(b)



(c)

Figure 6.31: Rapport des espaces de phases $p - p_T$ de production de π^+ dans les interactions $\pi^- + C$ à 350 GeV/c mesurés à NA61/SHINE, par rapport aux prédictions de QGSP_BERT (a) et FTF_BIC dans la version GEANT4.9.5 (b) et GEANT4.9.6 (c).

de production mesuré dans les données par rapport aux prédictions des générateurs. Sur la figure 6.30 est comparée la production de π^- dans les interactions $\pi^- + C$ à 158 GeV/c. Le modèle QGSP_BERT présente un désaccord flagrant à haute impulsion transverse pour toute la gamme d'impulsion totale, avec un taux 200% plus grand que celui mesuré. En revanche, à plus bas p_T dans la zone d'impulsion de l'ordre de la dizaine de GeV/c, ce modèle a tendance à sous-estimer la production de π^- de près de 40%. Les prédictions de la *physics list* FTF_BIC sont bien meilleures, en particulier pour la dernière version de GEANT4. Elles sont néanmoins améliorables, en particulier dans la zone à grande impulsion et grand p_T . Pour ces comparaisons, comme nous regardons la production d'une particule de même type que le faisceau, il est nécessaire de soustraire la contribution des interactions quasi-élastiques. Afin de caractériser ces événements, nous demandons qu'un seul π^- soit produit après l'interaction inélastique, emportant au moins 96% de l'impulsion disponible - soit 151.7 GeV/c. Les autres coupures appliquées sont les mêmes que celles décrites dans la section 6.4.1. Sur la figure 6.31 est présentée la production de π^+ dans les interactions $\pi^- + C$ à 350 GeV/c. Les prédictions du modèle FTF_BIC sont en bon accord avec les données, et cela pour quasiment tout l'espace de phase mesuré. Cela n'est pas le cas du modèle QGSP_BERT, qui a tendance à surestimer la production de π^+ dans la quasi-totalité de l'espace des phases.

6.7 Conclusions

L'outil que nous avons développé grâce à l'environnement VMC pour la simulation des interactions hadroniques est fonctionnel et prédictif et nous a permis d'en tirer plusieurs conclusions. Premièrement, l'interface virtuelle entre le code utilisateur et le Monte Carlo n'introduit pas de biais lors de la simulation. Deuxièmement, l'estimation des corrections appliquées à la section efficace d'interaction σ_{trig} ne dépend pas fortement des modèles de physique hadronique utilisés. La principale différence entre les modèles pour la mesure de la section efficace de production σ_{prod} vient de l'estimation de la section efficace totale des interactions quasi-élastiques. Enfin, parmi toutes les *physics lists* disponibles au sein de GEANT3 et GEANT4, nous avons trouvé que celles basées sur le modèle de Fritiof pour les interactions à haute énergie présentent un accord satisfaisant avec les données de production hadronique existante. Le modèle FTF_BIC nous semble le plus prometteur car il possède une meilleure description des interactions quasi-élastiques.

Nous avons vu que grâce à la flexibilité de cet outil, il était aisé de changer de géométrie dans VMC. Nous allons à présent voir comment les différents modèles de production hadronique ont un impact sur la prédiction du flux de neutrinos dans l'expérience T2K.

Chapitre 7

Prédictions du flux de neutrinos

Sommaire

7.1	La géométrie et le champ magnétique	168
7.2	Modélisation des interactions au sein de la cible de carbone	168
7.2.1	La géométrie de la cible	169
7.2.2	Le faisceau de protons	169
7.2.3	Production hadronique dans la cible	172
7.3	Simulation du flux de neutrinos	172
7.4	Comparaisons des spectres	176
7.4.1	Validation de l'interface VMC	176
7.4.2	Simulations avec les modèles de GEANT4	177
7.5	Re-pondération de la prédiction du flux de neutrinos	179
7.5.1	Re-pondération du taux de production hadronique	179
7.5.2	Re-pondération des sections efficaces d'absorption	186
7.5.3	Incertitude de la prédiction du flux de neutrinos	188
7.6	Implications pour les résultats de T2K	191
7.6.1	Jusqu'à l'été 2013	191
7.6.2	Améliorations à venir à court terme	192
7.6.3	Améliorations à venir à moyen terme	194
7.7	Conclusions	196

Les différentes *physics lists* de GEANT4 que nous avons isolées grâce aux comparaisons avec des mesures de production hadronique dans le chapitre 6, vont être à présent utilisées pour prédire le flux de neutrinos dans le cadre de l'expérience T2K. Dans un premier temps, les détails techniques de la chaîne de simulation sont expliqués : la géométrie, la paramétrisation du champ magnétique, la simulation des interactions au sein de la cible. Dans une deuxième partie, la procédure de simulation du flux de neutrinos dans les détecteurs proches et lointain est fournie. Nous comparerons les spectres de neutrinos obtenus avec différents générateurs, avant d'expliquer la procédure de re-pondération. Enfin, nous illustrons l'importance des mesures de production hadronique avec les derniers résultats de l'expérience T2K et l'inclusion de la mesure des K_S^0 , avant d'aborder le futur de la physique des neutrinos auprès des accélérateurs.

7.1 La géométrie et le champ magnétique

La géométrie de la ligne de faisceau que nous utilisons dans VMC à été exportée depuis le code JNUBEAM en utilisant l'utilitaire *g2root*. Ainsi, sont simulés les *baffles*, la cible, les cornes magnétiques, le tunnel de désintégration, le *beam dump* et enfin le MUMON, voir la figure 7.1. Les éléments de la ligne de faisceau ont été présentés dans 2.1. La position et la composition de chacun des éléments de la ligne de faisceau sont en accord avec les dessins industriels finaux. Cependant, lorsque cette géométrie est convertie vers le format ROOT pour VMC, nous voyons apparaître une liste d'erreurs où il semblerait que des éléments de la géométrie se superposent. Cela semble ne pas poser de problèmes pour GEANT3, mais GEANT4, via les librairies de *TGeo*, proteste : lorsque deux volumes se superposent, comment définit-on la densité à cet endroit ? Ces remarques ont été transmises au groupe du faisceau de T2K. Quelques erreurs de la géométrie - qui semblent être dues à la traduction entre les librairies de GEANT3 et ROOT - ont été corrigées. Pour les erreurs de superposition, une vérification en profondeur de la géométrie est nécessaire, mais s'avère être une tâche complexe et longue. Nous ferons donc l'hypothèse ici que ces erreurs n'ont pas de conséquences majeures pour la prédiction des flux de neutrinos.



Figure 7.1: Géométrie simulée de la ligne de faisceau de T2K.

Une particule chargée dans une des cornes magnétiques, à une distance r de l'axe des cornes, subit le champ magnétique paramétrisé selon :

$$B(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \frac{r^2 - a^2}{b^2 - a^2} \quad (7.1)$$

où μ_0 est la perméabilité du vide, I le courant et a et b sont les rayons des conducteurs internes et externes, respectivement. Les effets de surface sont négligés, on considère que le courant est uniforme dans la corne.

7.2 Modélisation des interactions au sein de la cible de carbone

Les interactions inélastiques intervenant dans la cible de carbone ne sont pas simulées par GCALOR dans le programme JNUBEAM. Dans la procédure standard à T2K, FLUKA2008 est utilisé pour prédire la production hadronique par les interactions en chaîne qui ont lieu dans le graphite. Ce choix a été motivé par le désaccord flagrant entre les prédictions de GCALOR et les données de productions hadroniques, alors que FLUKA présentait un bien meilleur accord [61]. Dans ce chapitre, pour des raisons de licence du code FLUKA, nous ne pourrions simuler les spectres de neutrinos en utilisant FLUKA2008. Nous utiliserons à la place FLUKA2011.2_17 - la version du code fixée pour cette étude. La version de VMC utilisée est VMC2.14, avec une interface vers GEANT4.9.6.

7.2.1 La géométrie de la cible

Afin de ne garder que les protons correctement focalisés vers la cible, un bloc de carbone, appelé *baffle*, percé d'un cylindre rempli d'Hélium, est placé en amont de celle-ci. Cette configuration géométrique est reproduite dans FLUKA et VMC.

Le matériau constituant la cible et les *baffles* est du carbone de densité $\rho = 1.804 \text{ g.cm}^{-3}$. L'Hélium a quant à lui une densité de $\rho = 0.166 \cdot 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$. La *baffle* est un bloc de dimensions $29 \times 40 \times 171.145 \text{ cm}^3$, avec un trou cylindrique de 3 cm de rayon en son centre. La cible est un cylindre de 2.6 cm de diamètre, long de 90 cm dont la face d'entrée est placée 52.668 cm après la *baffle*. La géométrie utilisée est présentée dans la figure 7.2 .

Paramètre	Valeur
Courant dans les cornes	249.67 kA
Profil de faisceau	
Impulsion	30.9238 GeV/c
Centre $\bar{X}$	-0.037 mm
Centre $\bar{Y}$	0.084 mm
Angle $\bar{X}'$	0.044 mrad
Angle $\bar{Y}'$	0.004 mrad
Largeur σ_X	0.4273 mm
Largeur σ_Y	0.4167 mm
Emittance ϵ_X	2.13 π .mm.mrad
Emittance ϵ_Y	2.29 π .mm.mrad
Twiss α_X	0.60
Twiss α_Y	-0.09
ND280	
Position du centre en x	-3.222 m
Position du centre en y	-8.146 m
Hauteur	2.62 m
Largeur	2.58 m
Distance	280.1 m
Super-Kamiokande	
Angle <i>downward</i>	1.620
Angle <i>nothern</i>	0.795
Distance	295.335 km

Tableau 7.1: Récapitulatif des paramètres nécessaires à la simulation du flux de neutrinos à T2K.

7.2.2 Le faisceau de protons

Le faisceau de protons est créé à l'entrée de la *baffle*. Afin de prédire correctement le profil de faisceau, selon les mesures effectuées en amont de la cible, nous utilisons l'approche des *Twiss Parameters*. L'hypothèse est que la position, X, Y et l'angle du faisceau, X', Y' , dans chaque plan transverse, sont corrélés et peuvent être décrits individuellement par des distributions gaussiennes. La corrélation entre les deux variables peut être décrite dans le plan position-angle à l'aide d'une ellipse. Une fois ces ellipses paramétrées (voir la description après) la cinématique de chaque proton incident est tirée aléatoirement dans chacune de ces distributions. Les valeurs

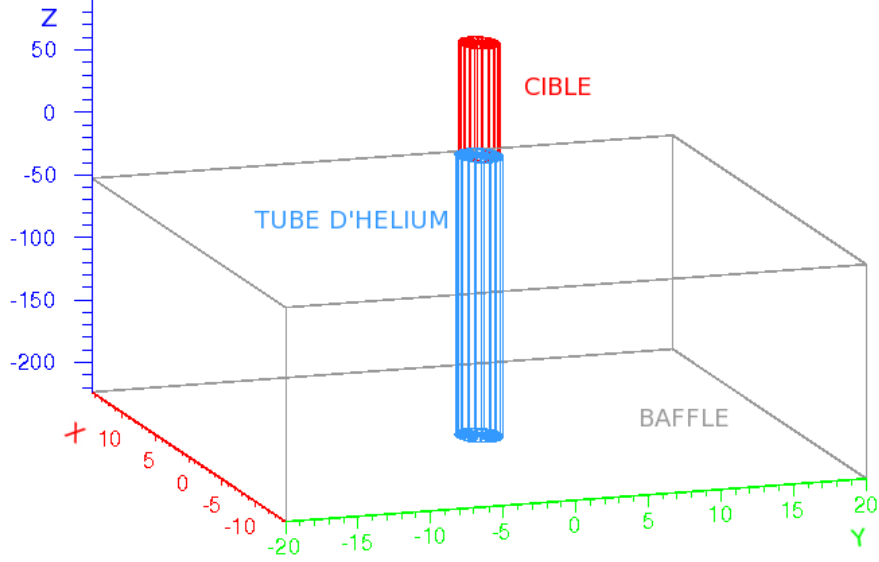


Figure 7.2: Géométrie utilisée pour la simulation des interactions inélastiques dans la cible.

des paramètres utilisés sont listées dans le tableau 7.1.

Pour décrire la procédure, nous appellerons x les projections selon X et Y . Ainsi, les paramètres σ_x , α et ϵ doivent être interprétés comme $\sigma_{X,Y}$, $\alpha_{X,Y}$ et $\epsilon_{X,Y}$.

L'ellipse décrivant la distribution du faisceau dans le plan $x - x'$ est de la forme :

$$\gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 = \epsilon \quad (7.2)$$

où α , β et γ sont les paramètres *Twiss*. L'aire de l'ellipse vaut $\epsilon\pi$. Les trois paramètres sont reliés par la formule :

$$\beta\gamma - \alpha^2 = 1 \quad (7.3)$$

Les paramètres *Twiss* sont reliés à la largeur des distributions gaussiennes σ_x par :

$$2\sigma_x = \sqrt{\beta\epsilon} \quad (7.4)$$

Il n'est donc nécessaire de connaître que trois des cinq paramètres *Twiss* afin de pouvoir décrire correctement l'espace de phase du proton incident. Les relations entre les paramètres *Twiss* sont schématisées dans la figure 7.3. Les paramètres choisis sont α , ϵ et σ_x . Les paramètres β et γ sont déterminés selon :

$$\beta = \frac{(2\sigma_x)^2}{\epsilon} \quad (7.5)$$

$$\gamma = \frac{\sqrt{1 + \alpha^2}}{\beta} \quad (7.6)$$

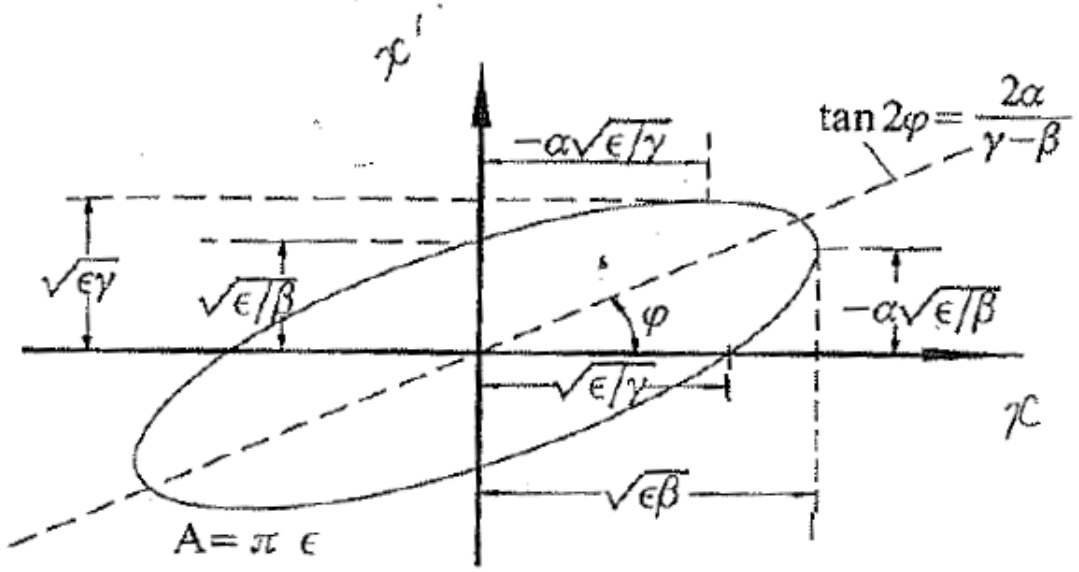


Figure 7.3: Ellipse dans le plan $x - x'$ montrant les relations entre les paramètres de *Twiss*. L'angle φ du dessin est désigné par θ dans le texte.

La position x et l'angle x' du proton incident sont alors tirés aléatoirement selon :

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ar_1 \\ br_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \bar{x} \\ \bar{x}' \end{pmatrix} \quad (7.7)$$

où :

- $r_{1,2}$ sont deux nombres indépendants tirés selon une probabilité de distribution normale centrée en 0 et de largeur 1.
- θ est l'angle du demi-grand axe de l'ellipse (équation 7.2) par rapport à l'axe x :

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan \frac{2\alpha}{\gamma - \beta} \quad (7.8)$$

- a et b sont les longueurs du demi-grand et demi-petit axes, respectivement :

$$a = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\gamma + \alpha \tan \theta}} \quad (7.9)$$

$$b = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\beta - \alpha \tan \theta}} \quad (7.10)$$

- $\bar{x}$ et $\bar{x}'$ sont la position et l'angle du faisceau mesurés, respectivement.

Les profils de faisceau obtenus dans les plans $X - X'$ et $Y - Y'$ sont présentés dans la figure 7.4.

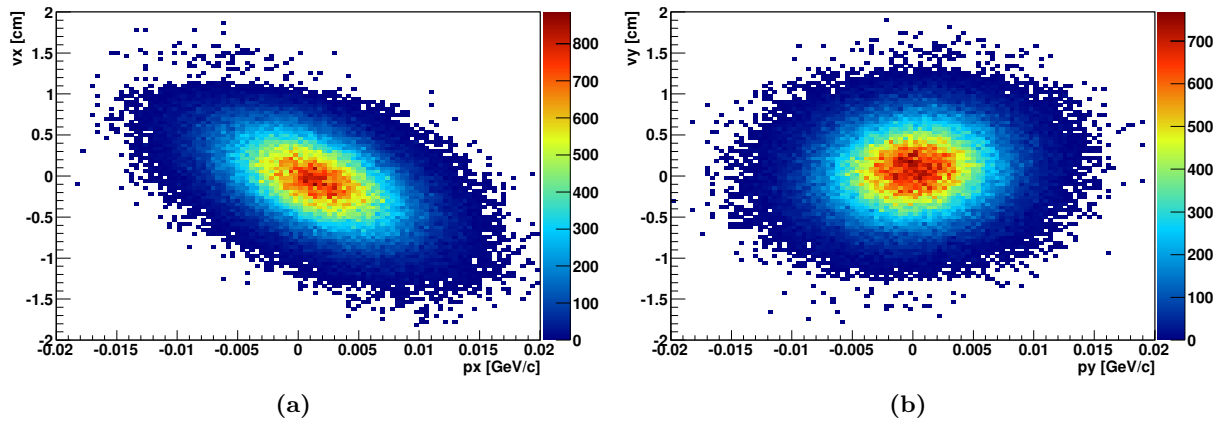


Figure 7.4: Profil de faisceau de protons simulé dans VMC dans les projections X (a) et Y (b).

7.2.3 Production hadronique dans la cible

La simulation des interactions primaires, faite par FLUKA, fournit un fichier ROOT en sortie, où sont stockés l'identité, la position sur la peau de la cible, l'impulsion, la génération, le processus de création et l'historique de chaque particule s'échappant de la cible. La simulation propage les neutrons, hadrons et muons jusqu'au seuil énergétique de 100 MeV. Pour les autres particules, notamment les photons et les électrons, ce seuil est de 1 GeV. Sur la figure 7.5 sont présentées l'impulsion et la position en z le long de la cible, des π^+ et toutes les particules sortant de la cible, simulées par FLUKA, QGSP_BERT et FTF_BIC. Le rapport des espaces de phases entre FLUKA et les deux *physics lists* de GEANT4 pour les particules s'échappant de la cible sont montrés dans la figure 7.6. Les différences peuvent être importantes et auront un impact sur le flux de neutrinos.

7.3 Simulation du flux de neutrinos

Dans la chaîne de simulation de T2K pour la prédiction des flux de neutrinos, seule la géométrie de la ligne de faisceau secondaire est implémentée. Les détecteurs proches et lointain ne sont pas simulés ici et on ne garde en mémoire que les neutrinos ayant la cinématique adéquate pour atteindre les détecteurs. Il existe plusieurs algorithmes afin de simuler le flux de neutrinos dans les détecteurs proches et lointain. Le choix de la méthode finale est rythmé par le temps de calcul et la précision des résultats.

1. Le programme de simulation se déroule naturellement, aucune contrainte d'optimisation n'est appliquée. Le nombre de neutrinos ayant la cinématique requise pour atteindre les détecteurs est laissé libre. Cette méthode est extrêmement longue en temps de calcul, mais permet d'avoir une estimation fiable, car non biaisée, du flux attendu dans les détecteurs. Cette méthode n'est pas utilisée dans T2K.
2. Chaque désintégration donnant naissance à un neutrino est répétée 1000 fois. La direction de chacun des neutrinos est tirée aléatoirement. Seuls ceux produits dans la direction des détecteurs sont gardés en mémoire. Chacun de ces événements est alors pondéré par un facteur 1/1000. Cette méthode était la première utilisée par la collaboration T2K. Des études statistiques ont montré que la partie à haute énergie du spectre, avec peu

d'événements, était fortement corrélée, car une même désintégration donnait naissance à plusieurs neutrinos dans cette région.

3. Chaque neutrino produit est forcé d'aller dans la direction de chacun des détecteurs. Chaque événement est alors pondéré par un poids représentant la probabilité qu'avait le neutrino d'être émis naturellement dans cette direction. C'est la méthode utilisée actuellement par la collaboration T2K. Le calcul du facteur de pondération va être décrit par la suite.

Le facteur de pondération dépend du point de création du neutrino, de la cinématique du parent et de la distance par rapport au détecteur. Super-Kamiokande, à une distance de 295 km de la cible, est alors considéré comme ponctuel. Ce n'est pas le cas des détecteurs proches, où l'on tire aléatoirement une position dans leurs sections transverses de manière uniforme afin de calculer la distance source-détecteur nécessaire au calcul du poids de pondération. Le poids de chaque événement neutrino est également normalisé à la statistique finale attendue pour l'expérience, 10^{21} protons sur cible. Enfin, dans le but d'augmenter la statistique, chaque parent de neutrino est forcé de se désintégrer dans tous les canaux produisant des neutrinos. L'événement est alors

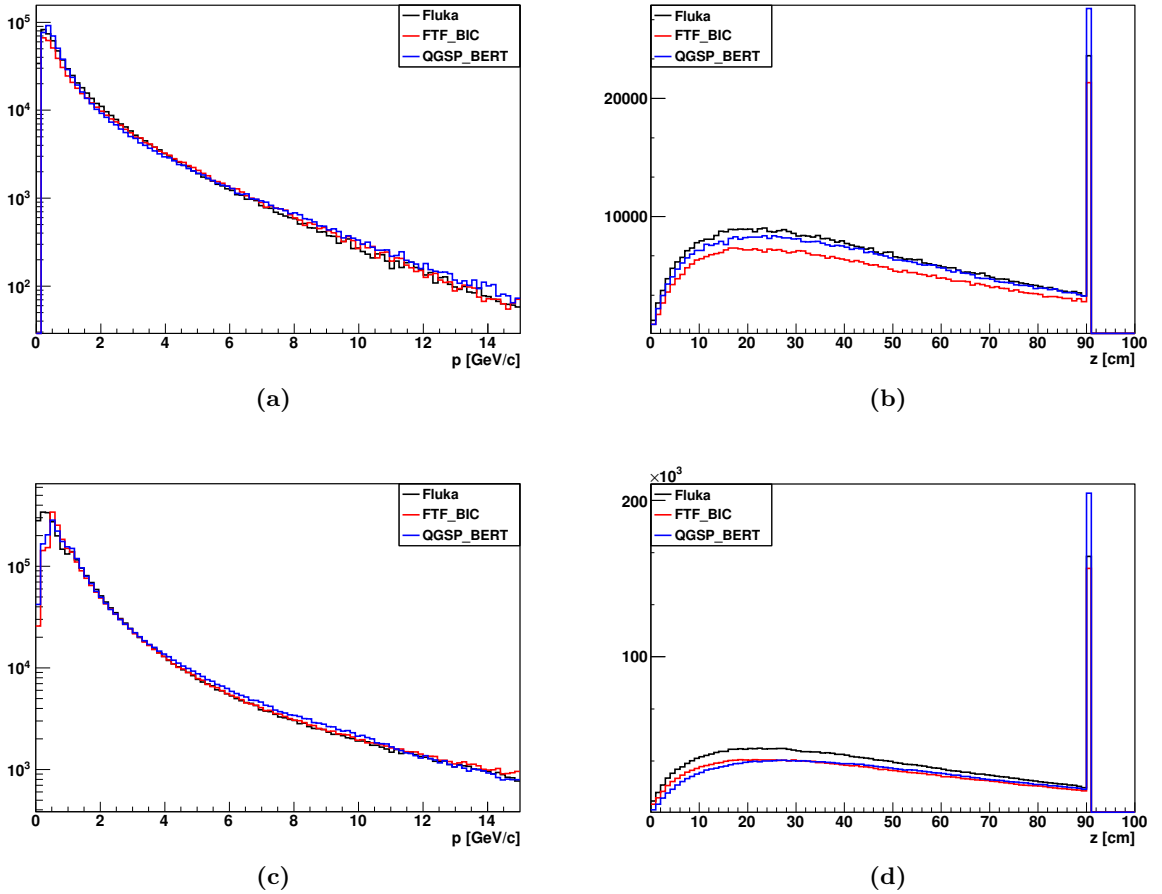


Figure 7.5: Impulsion (a), (c) et position en z le long de la cible (b), (d) des π^+ (a), (b) et toutes les particules (c), (d) sortant de la cible, simulés par FLUKA (noir), QGSP_BERT (bleu) et FTF_BIC (rouge)

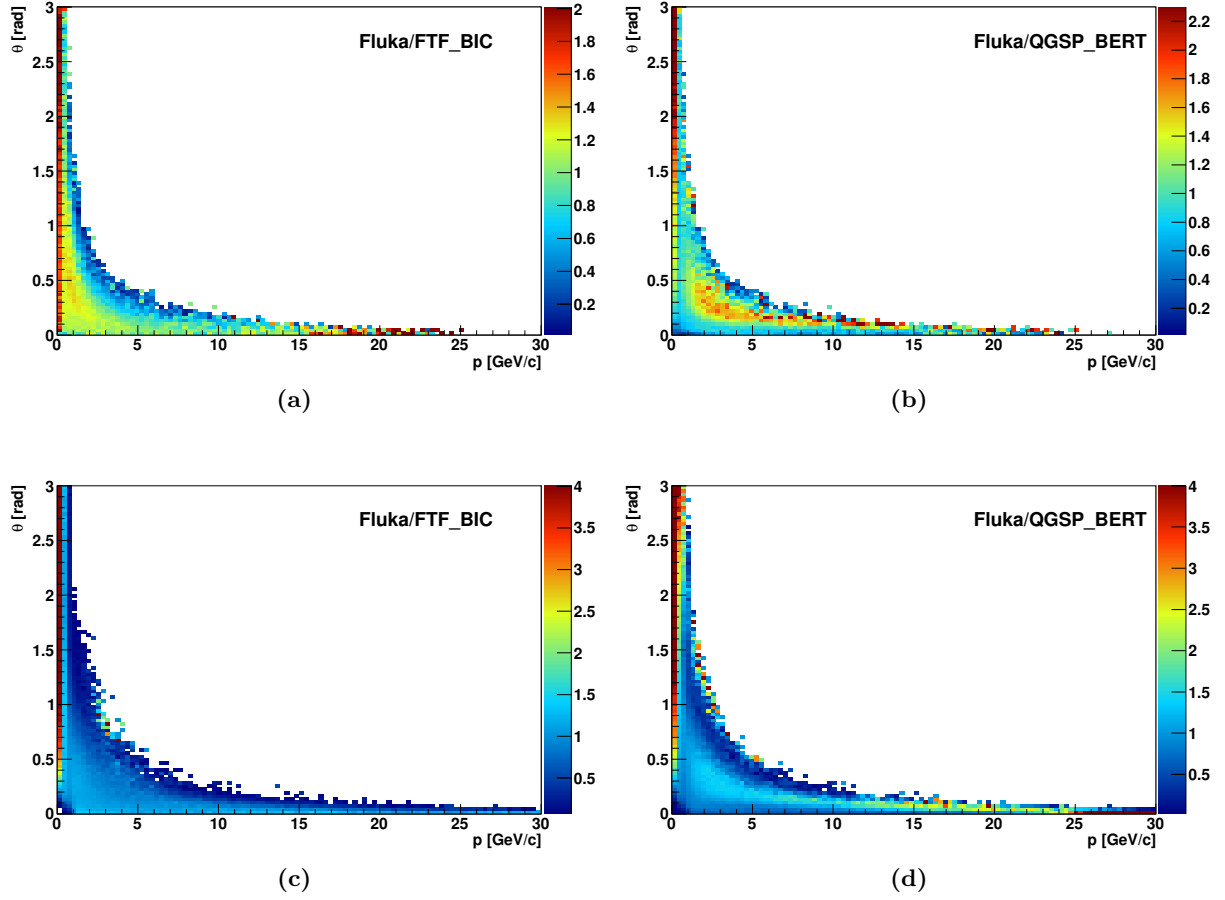


Figure 7.6: Rapport des espaces de phases $p-\theta$ entre FLUKA et FTF_BIC (a), (c) et QGSP_BERT (b), (d) pour des π^+ (a), (b) et toutes les particules (c), (d) s'échappant de la cible.

également normalisé au rapport d'embranchement du processus considéré. Pour les kaons, le rapport d'embranchement ne tient compte que des processus leptoniques ou semi-leptoniques. Les processus où le rapport d'embranchement est plus faible que 10^{-5} sont négligés. Un récapitulatif est fourni dans le tableau 7.2.

L'énergie du neutrino produit par les désintégrations en trois corps des kaons est tirée selon les diagrammes de Dalitz. Pour les neutrinos provenant de la désintégration du muon, leurs énergies et leurs angles de production sont calculés selon la théorie V-A, où la polarisation du muon est prise en compte.

Afin de présenter le calcul de la probabilité affectée à chaque neutrino, nous prendrons l'exemple de la désintégration du pion dans le canal muonique, pour un neutrino forcé d'aller vers Super-Kamiokande. Les quantités annotées d'une astérisque * font références aux variables mesurées dans le centre de masse du pion. Dans ce référentiel, l'énergie du neutrino E_ν^* vaut :

$$E_\nu^* = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi} = 0.03 \text{ GeV}/c \quad (7.11)$$

	Canal	Γ_i [%]	Remarques
$\pi^\pm$	$\rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$	99.9877	-
	$\rightarrow e^\pm \nu_e$	1.23×10^{-4}	-
$K^\pm$	$\rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$	63.55	Normalisé
	$\rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu_\mu$ [$K_{\mu 3}^\pm$]	3.35	à
	$\rightarrow \pi^0 e^\pm \nu_e$ [$K_{e 3}^\pm$]	5.07	71.97%
K_L^0	$\rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$ [$K_{\mu 3}^0$]	27.04	Normalisé à
	$\rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$ [$K_{e 3}^0$]	40.55	67.59%
$\mu^\pm$	$\rightarrow e^\mp \nu_\mu \nu_e$	100	-

Tableau 7.2: Récapitulatif des processus de désintégration donnant naissance à un neutrino pris en compte dans la chaîne de simulation de T2K. Les rapports d'embranchement sont extraits de [28]. La normalisation tient compte des processus leptoniques ou semi-leptoniques.

Nous faisons ici l'hypothèse que le neutrino n'est pas massif. Afin d'obtenir la cinématique du neutrino dans le référentiel du laboratoire, nous utilisons les transformations de Lorentz, où le référentiel du centre de masse du pion se meut à une vitesse $\vec{\beta}_\pi$ par rapport au laboratoire, et le facteur de Lorentz est défini comme $\gamma_\pi = 1/\sqrt{1-\beta_\pi^2}$.

Comme nous nous plaçons par rapport au pion, le *boost* que subit le neutrino n'est dirigé que dans une seule direction. L'impulsion transverse du neutrino $p_{\nu T}$ n'est pas modifiée. Seule l'impulsion longitudinale $p_{\nu L}$ est affectée :

$$E_\nu = \gamma_\pi (E_\nu^* + \beta_\pi p_{\nu L}^*) \quad (7.12)$$

$$p_{\nu L} = \gamma_\pi (\beta_\pi E_\nu^* + p_{\nu L}^*) \quad (7.13)$$

Soit θ l'angle entre l'impulsion du neutrino et celle du pion dans le référentiel du laboratoire. Alors les équations deviennent :

$$E_\nu = \gamma_\pi p^* (1 + \beta_\pi \cos \theta^*) \quad (7.14)$$

$$p_{\nu L} = p_\nu \cos \theta = \gamma_\pi p^* (\beta_\pi + \cos \theta^*) \quad (7.15)$$

On obtient alors la relation entre θ et θ^* :

$$\cos \theta = \frac{\beta_\pi + \cos \theta^*}{1 + \beta_\pi \cos \theta^*} \quad (7.16)$$

$$\cos \theta^* = \frac{\cos \theta - \beta_\pi}{1 - \beta_\pi \cos \theta} \quad (7.17)$$

Le pion étant scalaire, sa désintégration est isotrope dans son centre de masse. La probabilité P de produire un neutrino dans l'angle solide $d\Omega = d\cos\theta d\varphi$ dans le référentiel du laboratoire est alors :

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{dP}{d\Omega^*} \frac{d\Omega^*}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \times \mathbf{J}_{d\Omega^* \rightarrow d\Omega} \quad (7.18)$$

Le Jacobien $\mathbf{J}_{d\Omega^* \rightarrow d\Omega}$ s'écrit :

$$\frac{d\cos\theta^* d\varphi^*}{d\cos\theta d\varphi} = \left| \begin{array}{cc} \frac{\partial \cos\theta^*}{\partial \cos\theta} & \frac{\partial \varphi^*}{\partial \cos\theta} \\ \frac{\partial \cos\theta^*}{\partial \varphi} & \frac{\partial \varphi^*}{\partial \varphi} \end{array} \right| \quad (7.19)$$

Les termes hors diagonale sont nuls, et $\frac{\partial \varphi^*}{\partial \varphi} = 1$. Le Jacobien vaut :

$$\mathbf{J}_{d\Omega^* \rightarrow d\Omega} = \frac{\partial \cos\theta^*}{\partial \cos\theta} = \frac{1 - \beta_\pi^2}{(1 - \beta_\pi \cos\theta)^2} \quad (7.20)$$

La probabilité que le neutrino soit produit dans la direction de Super-Kamiokande s'exprime en unité de surface, selon $\frac{dP}{ds}$, où $ds = L^2 d\cos\theta d\varphi$; L étant la distance source-détecteur. Vu la distance production-détecteur, nous faisons l'approximation que l'angle d'émission du neutrino est le même que l'angle de production du pion. Alors :

$$\frac{dP}{ds}(\beta_\pi, \theta, L) = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{L^2} \frac{1 - \beta_\pi^2}{(1 - \beta_\pi \cos\theta)^2} \quad (7.21)$$

Pour Super-Kamiokande, l'angle solide est suffisamment petit pour que l'on considère la probabilité $\frac{dP}{ds}$ constante sur la section transverse du détecteur lointain, A . Le facteur de pondération géométrique vaut alors :

$$P(\beta_\pi, \theta, L) = \int ds \frac{dP}{ds} = \frac{A}{4\pi} \frac{1}{L^2} \frac{1 - \beta_\pi^2}{(1 - \beta_\pi \cos\theta)^2} \quad (7.22)$$

Le facteur de pondération géométrique est le même pour les désintégrations en trois corps. Le poids w affecté à chaque neutrino, dans une simulation de N_{pot} événements vaut :

$$w = \frac{10^{21}}{N_{pot}} \times B_r \times \frac{A}{4\pi L^2} \frac{1 - \beta^2}{(1 - \beta \cos\theta)^2} \quad (7.23)$$

où A est la section transverse du détecteur et B_r le rapport d'embranchement du processus présentés dans le tableau 7.2.

7.4 Comparaisons des spectres

7.4.1 Validation de l'interface VMC

La simulation des flux de neutrinos par VMC que nous avons développé nous permet également une seconde validation de cet outil. En profitant l'interface vers GEANT3, et en utilisant le modèle GCALOR, il est alors possible de simuler les spectres de neutrinos attendus dans les détecteurs de T2K en suivant la même stratégie que la procédure officielle de l'expérience :

1. Les interactions primaires dans la cible sont gérées par FLUKA
2. La propagation des particules s'échappant de la cible dans la ligne de faisceau secondaire, leurs ré-interactions et leurs désintégrations sont gérées par GEANT3+GCALOR
3. La même implémentation du calcul des facteurs de pondération géométrique décrite dans la section précédente

Sur les figures 7.7 et 7.8 sont présentées les prédictions des flux des quatre espèces de neutrinos à Super-Kamiokande selon les deux chaînes de simulation : par la procédure standard, et via l'outil VMC. Il n'y pas de décalage sur la position du pic du spectre de ν_μ , ceci indique que le champ magnétique et l'intégration des particules générées par FLUKA sont correctes dans VMC. Les différences à basse énergie (où VMC a tendance à prédire plus de neutrinos) peut s'expliquer par un traitement différent entre les deux chaînes de la désintégration des muons. Pour le spectre des ν_μ jusqu'à 800 MeV, la chaîne de simulation utilisant l'interface de VMC prédit près de 5% de neutrinos en plus. Ceci peut s'expliquer par un taux d'absorption différent des pions entre les deux chaînes. Finalement, les erreurs de géométrie détectées par VMC jouent sûrement un rôle dans les différences observées, mais celles-ci sont difficilement quantifiable. Ces comparaisons encourageante nous permettent de valider à nouveau l'outil VMC.

7.4.2 Simulations avec les modèles de Geant4

Afin de comparer les prédictions du flux de neutrinos entre l'approche utilisée par T2K et celle de VMC, et mesurer l'impact du choix du modèle de production hadronique, nous allons procéder en quatre étapes :

1. Les interactions primaires sont gérées par FLUKA, la propagation dans la ligne de faisceau secondaire est gérée par GCALOR/GEANT3, c'est la procédure standard à T2K.
2. Les interactions primaires sont gérées par un des modèles de GEANT4, la propagation dans la ligne de faisceau secondaire est gérée par GCALOR/GEANT3.
3. Les interactions primaires sont gérées par FLUKA, la propagation dans la ligne de faisceau secondaire est gérée par un des modèles de GEANT4/VMC.
4. Les interactions primaires et la propagation dans la ligne de faisceau secondaire sont gérées par un des modèles de GEANT4/VMC.

Ainsi, en comparant les quatre spectres obtenus, nous serons à même d'imputer les éventuelles différences observées soit au générateur - en comparant les spectres (1) à (2) et (3) à (4) - soit à la propagation - en comparant les spectres (1) à (3) et (2) à (4).

Sur les figures 7.9 et 7.11, sont comparées les prédictions du flux de neutrinos muoniques à Super-Kamiokande, pour les quatre configurations où FTF_BIC et QGSP_BERT sont utilisées comme modèles de GEANT4, respectivement. En regardant les rapports de flux entre la configuration standard -FLUKA et GCALOR - et les autres tests nous observons :

- Un clair déficit de ν_μ générés à une énergie de ~ 1.4 GeV apparaît pour la configuration standard comparée aux autres méthodes. Comme tous les spectres observent ce creux, nous ne pouvons imputer cette différence ni au générateur ni à la propagation.
- Les spectres engendrés avec le générateur FTF_BIC produisent moins de ν_μ dans la région du pic, à hauteur de 15%. En utilisant ce modèle de GEANT4, il apparaît que la propagation semble compatible avec celle de la simulation officielle. Cet écart est vraisemblablement dû à la sous-estimation de la production de π^+ par FTF_BIC dans la dernière version de GEANT4.
- En utilisant QGSP_BERT pour la génération et/ou la propagation des particules, on observe dans tous les cas un nombre de neutrinos prédit plus grand par rapport à la simulation officielle. Au vu des comparaisons faites dans le chapitre précédent, cela ne

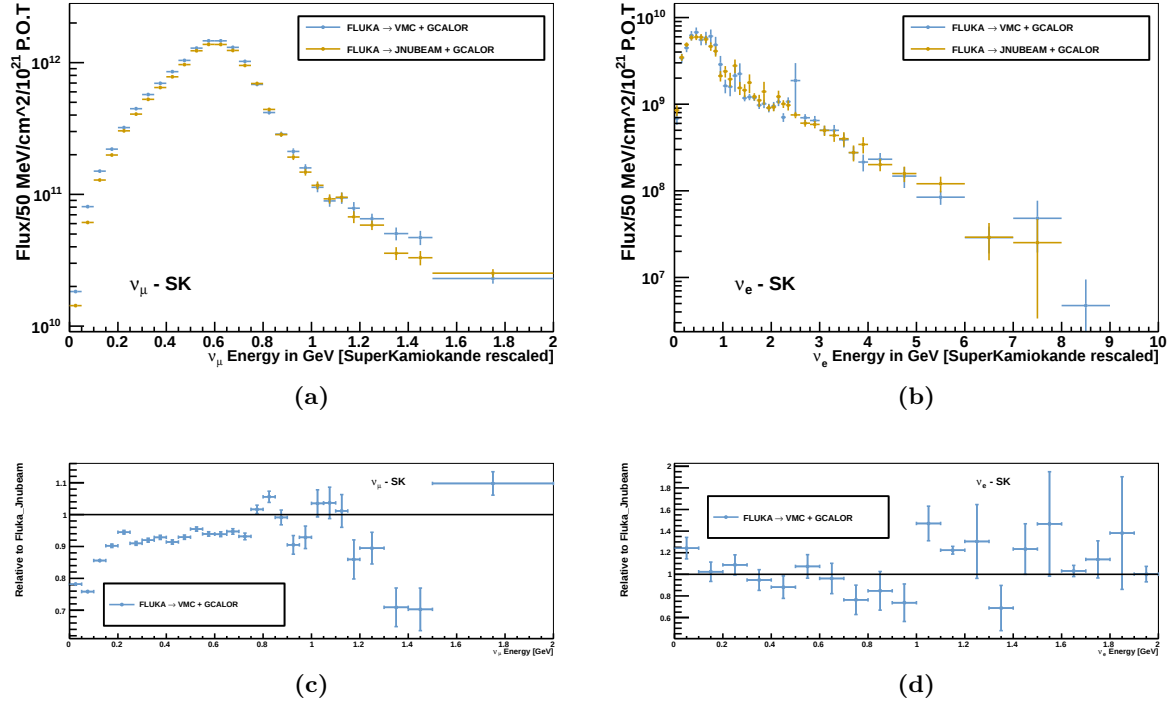


Figure 7.7: Prédications du flux de ν_μ (a) et ν_e (b) attendus à Super-Kamiokande selon la simulation officielle de T2K (jaune) et selon VMC avec la même configuration (bleu), le rapport entre les deux prédictions est présenté dans les figures du bas.

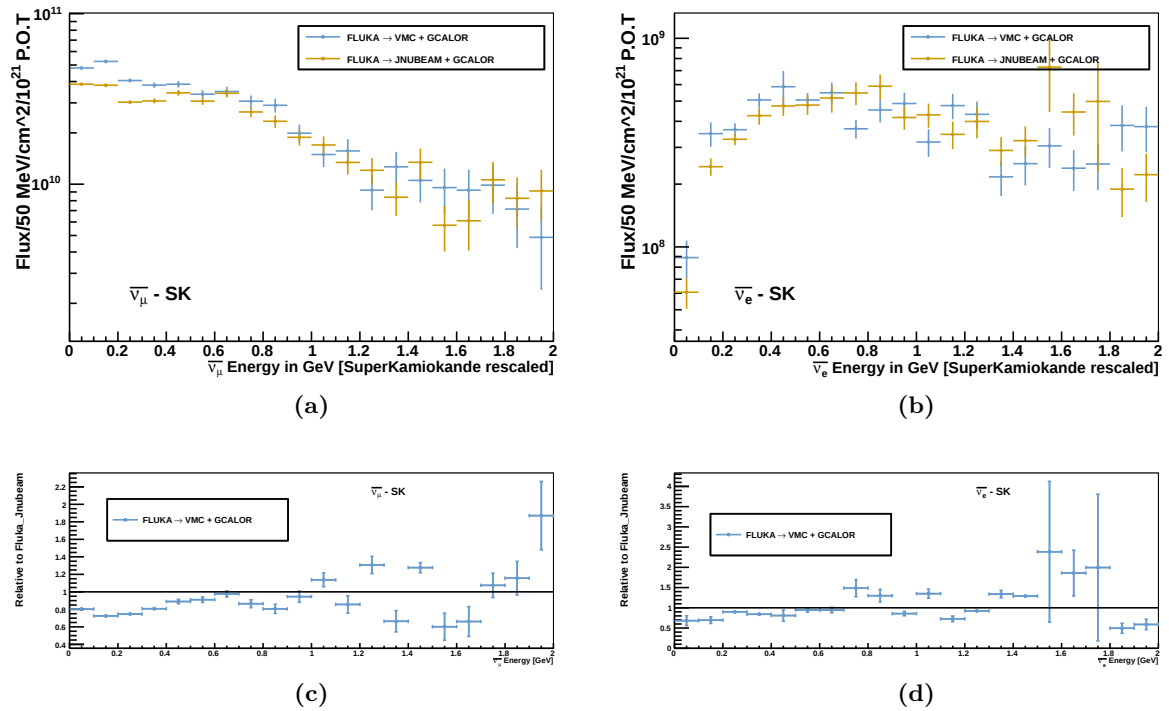


Figure 7.8: Prédications du flux de $\bar{\nu}_\mu$ (a) et $\bar{\nu}_e$ (b) attendus à Super-Kamiokande selon la simulation officielle de T2K (jaune) et selon VMC avec la même configuration (bleu), le rapport entre les deux prédictions est présenté dans les figures du bas.

semble pas surprenant car ce modèle a tendance à sur-estimer le taux de production de pions.

Les prédictions du flux de neutrinos électroniques dans le détecteur lointain sont présentées sur la figure 7.10, où la *physics list* FTF_BIC est utilisée, et sur la figure 7.12 où l'on a eu recours au modèle QGSP_BERT. Nous observons d'une part un manque de statistique, et d'autre part un relatif accord entre les quatre configurations dans la région du pic d'oscillation. Pour les deux modèles de GEANT4, nous observons également un creux dans la distribution aux alentours de ~ 1 GeV, que nous ne pouvons attribuer ni au générateur, ni à la propagation. L'estimation du rapport loin/proche pour les ν_μ est présentée dans la figure 7.13, pour les deux *physics lists* de GEANT4.

7.5 Re-pondération de la prédiction du flux de neutrinos

Comme discuté dans le chapitre 6, les prédictions des modèles de physique hadronique ne correspondent pas forcément à la réalité des mesures. La prédiction du flux de neutrinos est alors corrigée *a posteriori* à partir des mesures de production existantes, pour chaque interaction de la chaîne ayant donné naissance à un neutrino [151]. Ces re-pondérations sont de deux sortes :

1. Correction du taux production hadronique différentielle de $\pi^\pm$, $K^\pm$, K_L^0 et nucléons dans la chaîne d'interactions inélastiques donnant naissance à un neutrino.
2. Correction des sections efficaces d'absorption des hadrons dans la matière composant la ligne de faisceau secondaire : carbone (cible) et aluminium (cornes).

Nous appelons ici particule primaire, le proton incident. Les filles créées par l'interaction du proton dans la cible de carbone sont des particules secondaires, et ainsi de suite.

7.5.1 Re-pondération du taux de production hadronique

Les données utilisées afin de re-pondérer les prédictions de FLUKA2008 sont prioritairement celles de NA61/SHINE. Au moment de l'écriture de cette thèse, seules les données de la cible mince de 2007 sont utilisées : production de $\pi^\pm$ et K^+ . Plus de 90% de l'espace des phases de production de pions donnant naissance à un neutrino émis dans la direction de Super-Kamiokande est alors couvert, 60% dans le cas des kaons. Dans les distributions de la figure 7.14 sont présentées les distributions d'espace de phase $p-\theta$ de production des parents de neutrinos émis dans la direction du détecteur lointain. On peut y voir la zone couverte par les mesures de NA61/SHINE avec les données 2007 et 2009. Lorsque les nouvelles analyses, en particulier les K_S^0 , seront incluses dans le processus de re-pondération des flux de neutrinos, il apparaît clairement que la précision de la prédiction du flux de neutrinos sera grandement améliorée.

La production de kaons à l'avant et à haute énergie, qui n'est pas couverte par les mesures de NA61/SHINE, est alors re-pondérée grâce aux mesures de Eichten [152] et Allaby [153]. Les données de production de protons dans ces deux expériences et la production de pions par l'expérience BNL-E910 [154] servent également à estimer les incertitudes systématiques liées à la production de particules dans les interactions secondaires et tertiaires, décrit dans la section 7.5.3.

Les facteurs de re-pondérations du taux de production hadronique dans les interactions $p+A$ à une énergie de faisceau p_0 sont calculés à partir des mesures de multiplicité différentielle. Pour

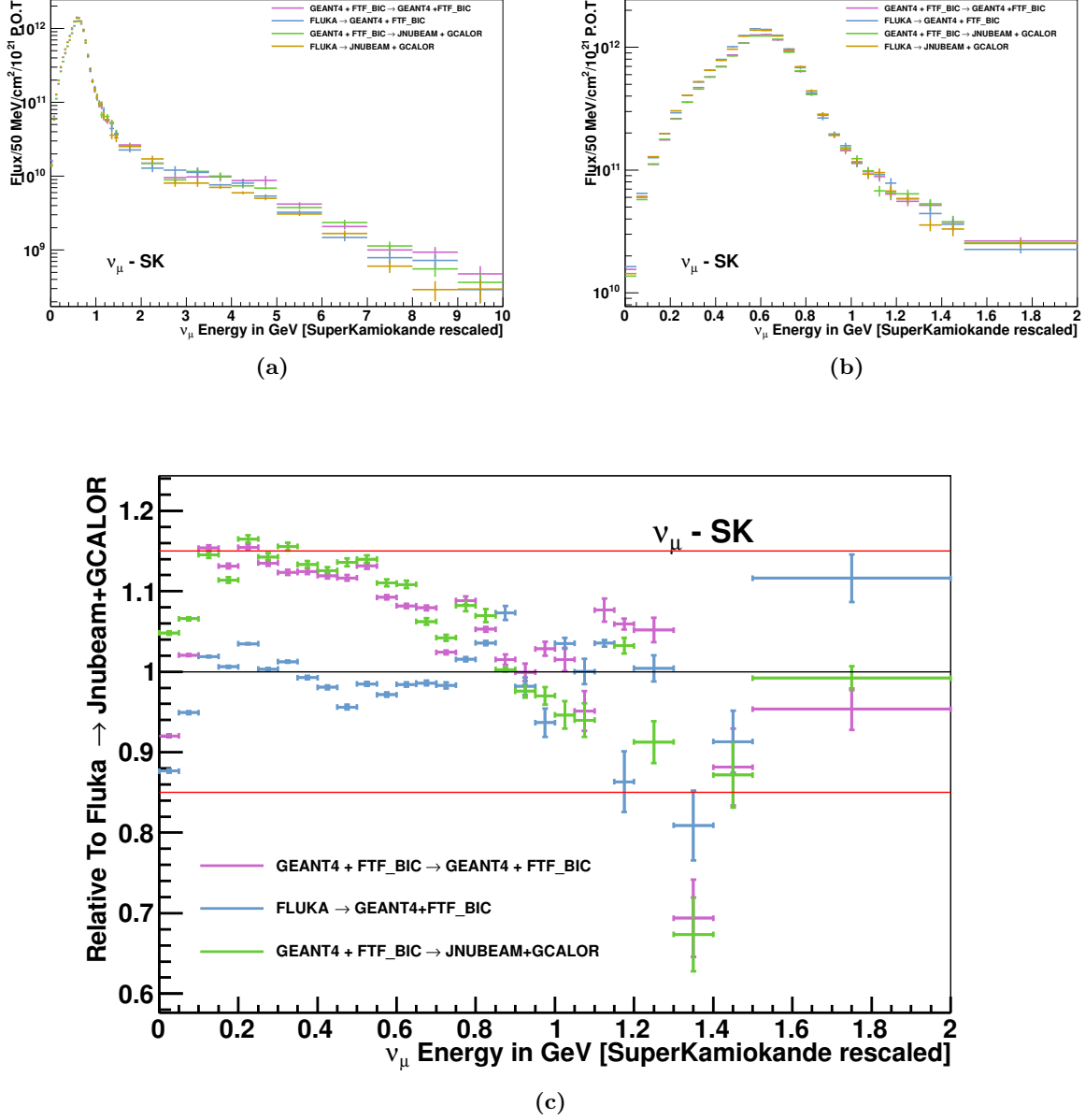


Figure 7.9: Prédiction du flux de ν_μ (a), centrée sur la région du pic en (b) à Super-Kamiokande. Les quatre configurations sont décrites dans la section 7.4. Les rapports des distributions relatives à l'approche standard de T2K (FLUKA+GICALOR) sont montrés en (c). La *physics list* utilisée par GEANT4 est FTF_BIC. Les lignes rouges à $\pm 15\%$ représentent l'incertitude actuelle sur le faisceau de neutrinos.

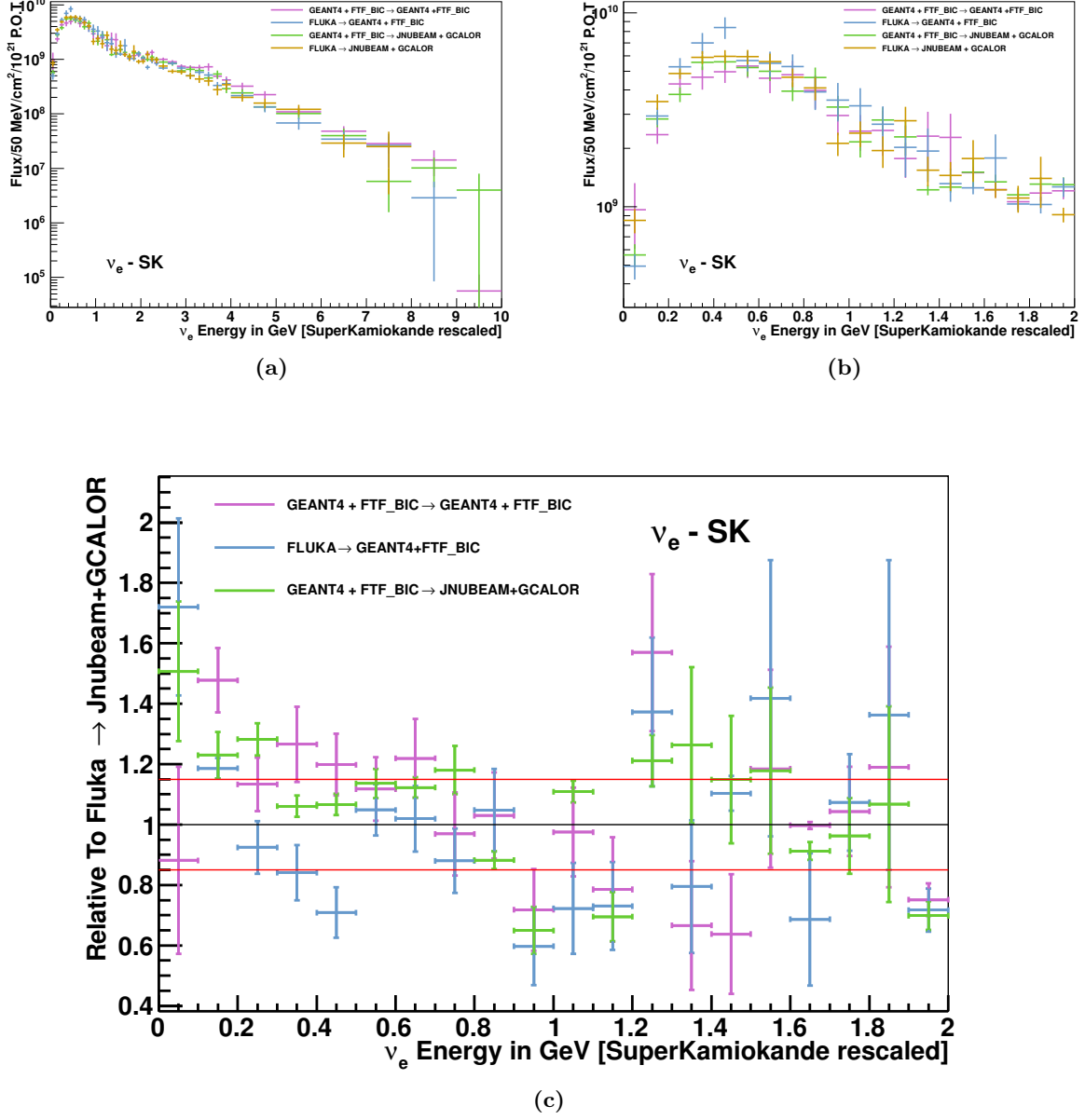


Figure 7.10: Prédiction du flux de ν_e (a), centrée sur la région du pic en (b) à Super-Kamiokande. Les quatre configurations sont décrites dans la section 7.4. Les rapports des distributions relatives à l’approche standard de T2K (FLUKA+GALOR) sont montrés en (c). La *physics list* utilisée par GEANT4 est FTF_BIC. Les lignes rouges à $\pm 15\%$ représentent l’incertitude actuelle sur le faisceau de neutrinos.

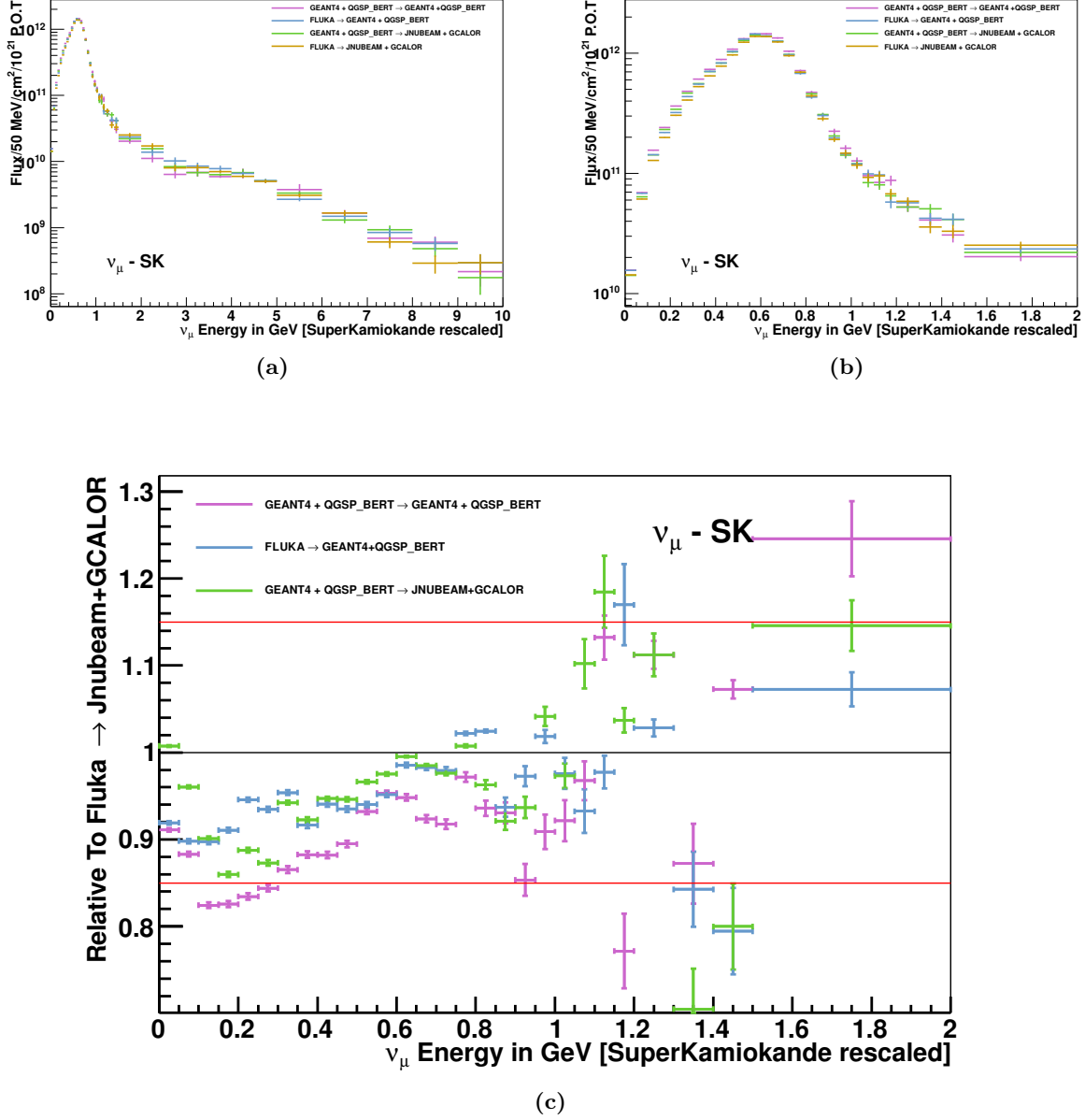


Figure 7.11: Prédiction du flux de ν_μ (a), centrée sur la région du pic en (b) à Super-Kamiokande. Les quatre configurations sont décrites dans la section 7.4. Les rapports des distributions relatives à l'approche standard de T2K (FLUKA+GICALOR) sont montrés en (c). La *physics list* utilisée par GEANT4 est QGSP_BERT. Les lignes rouges à $\pm 15\%$ représentent l'incertitude actuelle sur le faisceau de neutrinos.

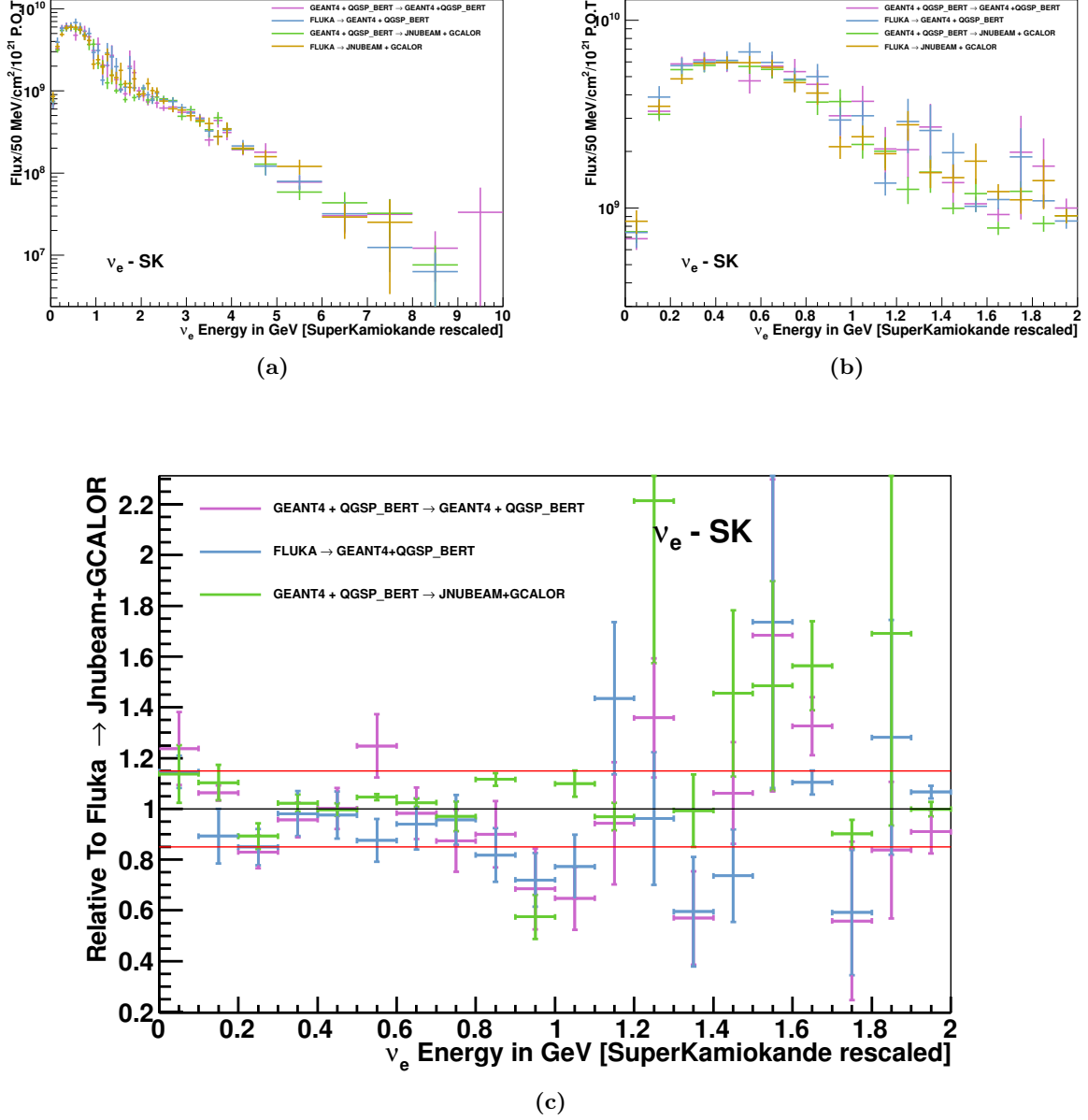
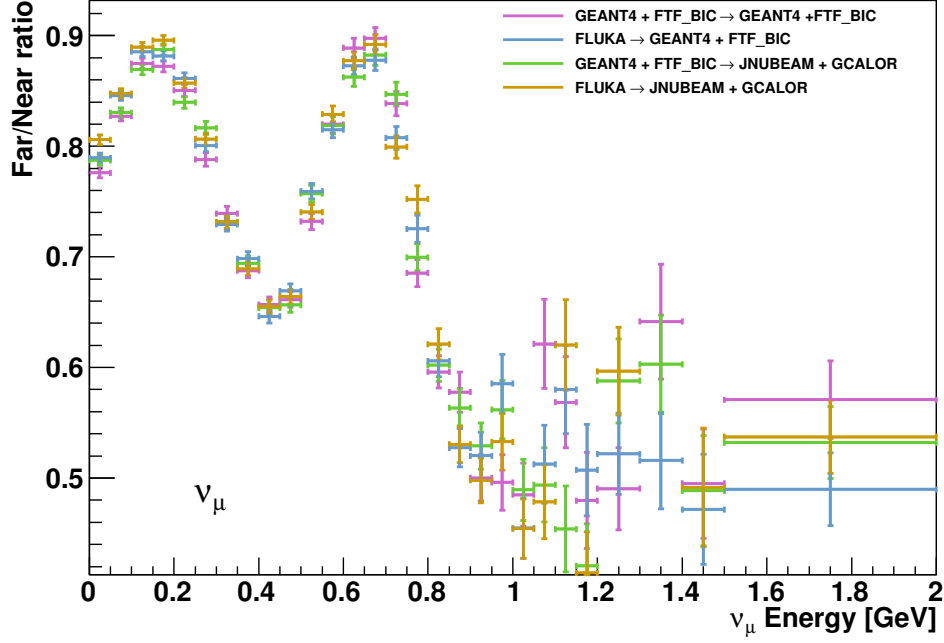
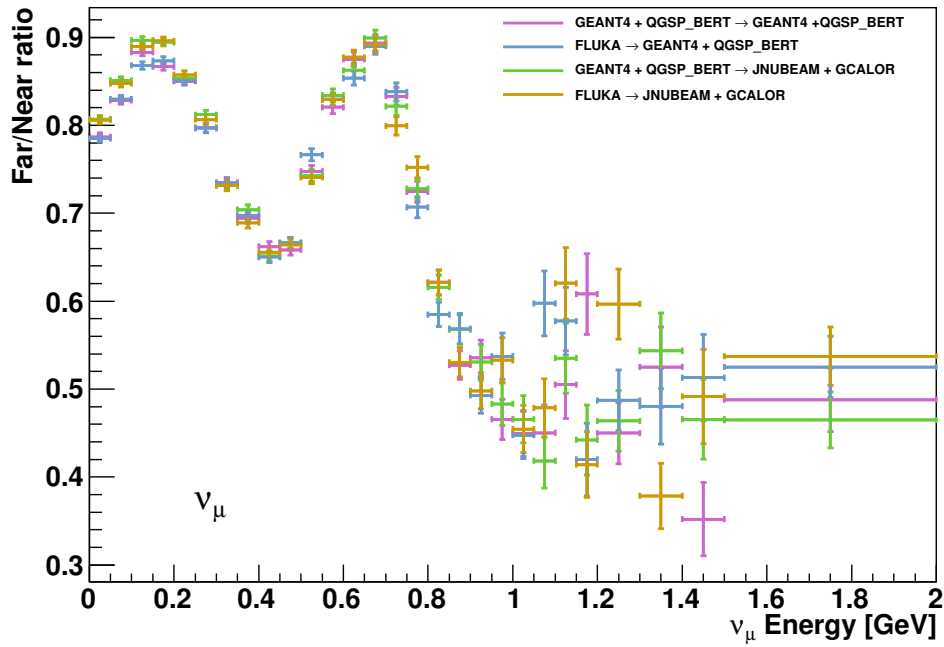


Figure 7.12: Prédiction du flux de ν_e (a), centrée sur la région du pic en (b) à Super-Kamiokande. Les quatre configurations sont décrites dans la section 7.4. Les rapports des distributions relatives à l'approche standard de T2K (FLUKA+GICALOR) sont montrés en (c). La *physics list* utilisée par GEANT4 est QGSP_BERT. Les lignes rouges à $\pm 15\%$ représentent l'incertitude actuelle sur le faisceau de neutrinos.



(a)



(b)

Figure 7.13: Spectre du rapport loin/proche pour les ν_μ , estimé dans le cas où le modèle de GEANT4 utilisé est FTF_BIC (a) et QGSP_BERT (b).

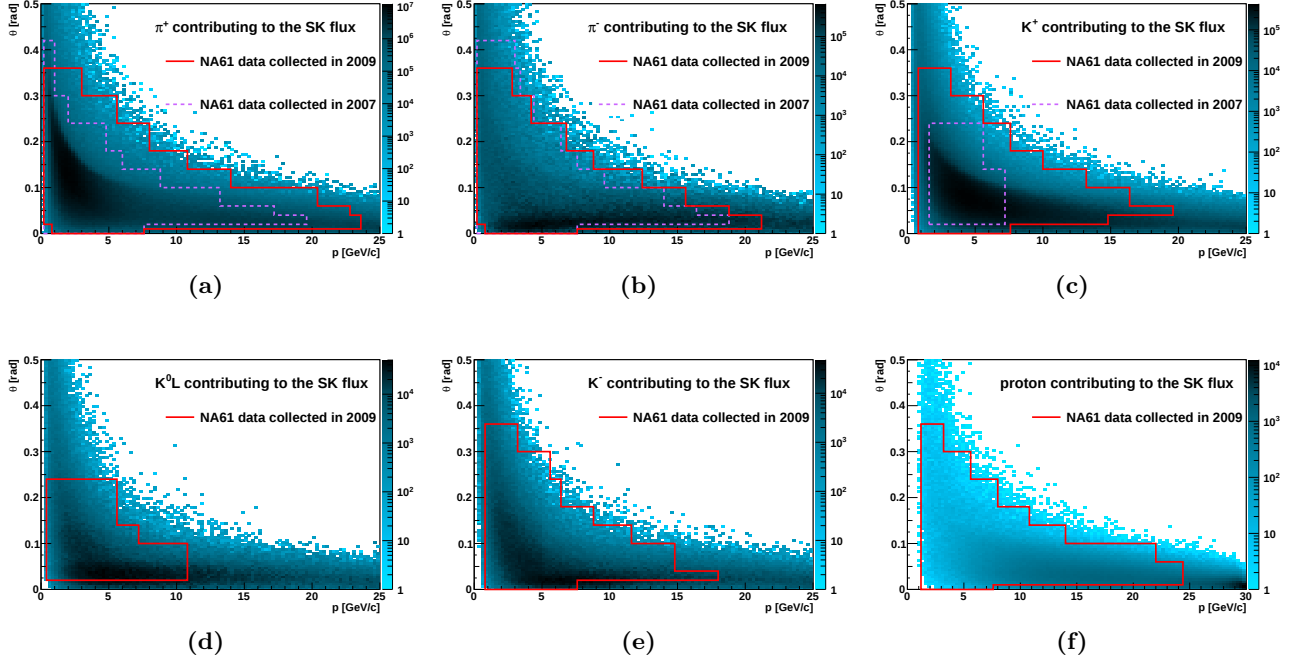


Figure 7.14: Distributions selon l'espace de phase $p - \theta$ de production de parents donnant naissance à un neutrino émit dans la direction de Super-Kamiokande. En rouge, la région couverte par les mesures faites avec les données 2009 : π^+ (a), π^- (b), K_L^0 (c), K^+ (d), K^- (e) et protons (f). En violet, la région mesurée dans les données 2007 et utilisée dans la prédiction du flux de neutrinos actuellement. Les distributions sont simulées par FLUKA08.

une particule i produite avec une impulsion p_i et un angle θ_i par rapport au faisceau incident :

$$\frac{dn_i}{dp_i}(p_i, \theta_i, p_0, A) = \frac{1}{\sigma_{prod}(p_0, A)} \frac{d\sigma_i}{dp_i}(p_i, \theta_i, p_0, A) \quad (7.24)$$

À chaque particule créée par la simulation, le poids W sera affecté :

$$W(p_i, \theta_i, p_0, A) = \frac{[\frac{dn_i}{dp_i}(p_i, \theta_i, p_0, A)]_{data}}{[\frac{dn_i}{dp_i}(p_i, \theta_i, p_0, A)]_{MC}} \quad (7.25)$$

Les données de NA61/SHINE servent donc à re-pondérer la plupart des interactions secondaires. Pour les interactions tertiaires, il est alors nécessaire d'extrapoler les mesures de NA61/SHINE à des impulsions incidentes plus basses et/ou à d'autres cibles que le carbone.

R.P. Feynman [155], postula que les sections efficaces de production inclusive possèdent un facteur d'échelle lorsqu'elles sont exprimées selon l'impulsion transverse, p_T , et la variable d'échelle x_F :

$$x_F = \frac{p_L^*}{p_{Lmax}^*} \quad (7.26)$$

où p_L^* est l'impulsion longitudinale de la particule produite dans le centre de masse de la collision, p_{Lmax}^* est l'impulsion longitudinale maximale autorisée qu'elle aurait pu emporter. En exprimant les spectres de production différentielle en termes de $x_F - p_T$, il est possible d'extra-

poler les données expérimentales à des énergies de faisceau plus basses.

Afin d'extrapoler les données collectées d'une cible de carbone au cas d'une cible d'aluminium, la dépendance de la masse atomique A de la cible sur le taux de production est traitée par une paramétrisation, décrite dans [96] :

$$E \frac{d^3\sigma(A_{Al})}{dp^3} = \left[\frac{A_{Al}}{A_C} \right]^{\alpha(x_F, p_T)} E \frac{d^3\sigma(A_C)}{dp^3} \quad (7.27)$$

où :

$$\alpha(x_F, p_T) = (a + bx_F + cx_F^2)(d + ep_T^2) \quad (7.28)$$

Les valeurs des paramètres a à e dépendent de la particule produite considérée, et sont estimées par un ajustement des données de Eichten et Allaby. Leurs valeurs sont récapitulées dans le tableau 7.3. L'utilisation de cette méthode d'extrapolation est illustrée dans la figure 7.15, où la

Données	a	b	c	d	e
pions	0.75	-0.52	0.23	1.0	0.21
kaons	0.77	-0.32	0.0	1.0	0.25

Tableau 7.3: Valeurs des paramètres nécessaires au calcul de $\alpha(x_F, p_T)$ pour l'extrapolation entre différentes cibles des données expérimentales de section efficace de production différentielle. La valeur du paramètre d est fixée. Les valeurs sont extraites de [151].

production de π^+ produits par des interactions $p + Al$ à 12 GeV/c est comparée à l'extrapolation de la même mesure à partir des interactions $p + C$ à la même énergie de faisceau incident. On remarque sur cette figure que l'extrapolation est relativement fiable pour des pions ayant une impulsion supérieure à ~ 2 GeV/c. Il apparaît évident que cette technique d'extrapolation est nécessaire lorsque les données sont inexistantes, mais pas suffisante. L'inclusion d'une large collection de données expérimentales dans le processus de re-pondération de T2K est impératif afin d'abaisser l'incertitude sur la prédiction du flux de neutrinos.

Les re-pondérations affectées à la production de kaons, sont extraites prioritairement des données de NA61/SHINE, puis de celles de Eichten et enfin Allaby. Si le kaon est produit dans une région cinématique qui n'est pas couverte par ces trois lots de données, aucun poids ne lui est attribué.

La production de K_L^0 est pondérée par le mélange des kaons chargés mesurés dans les expériences de Eichten et Allaby, comme décrit dans la section 5.9.2 :

$$N(K_L^0) = N(K_S^0) = \frac{N(K^+) + 3N(K^-)}{4} \quad (7.29)$$

où les interactions $p + n$ ne sont pas encore prises en compte dans cette approximation. Cela aurait affecté la prédiction du flux de moins d'1%.

7.5.2 Re-pondération des sections efficaces d'absorption

En plus du taux de production hadronique lors des interactions inélastiques qui doit être ajusté aux données, il est nécessaire de corriger également la probabilité qu'une interaction inélastique ait lieu. La quantité considérée est alors la section efficace de production σ_{prod} , décrite dans la section 4.2 :

$$\sigma_{prod} = \sigma_{inel} - \sigma_{QE} \quad (7.30)$$

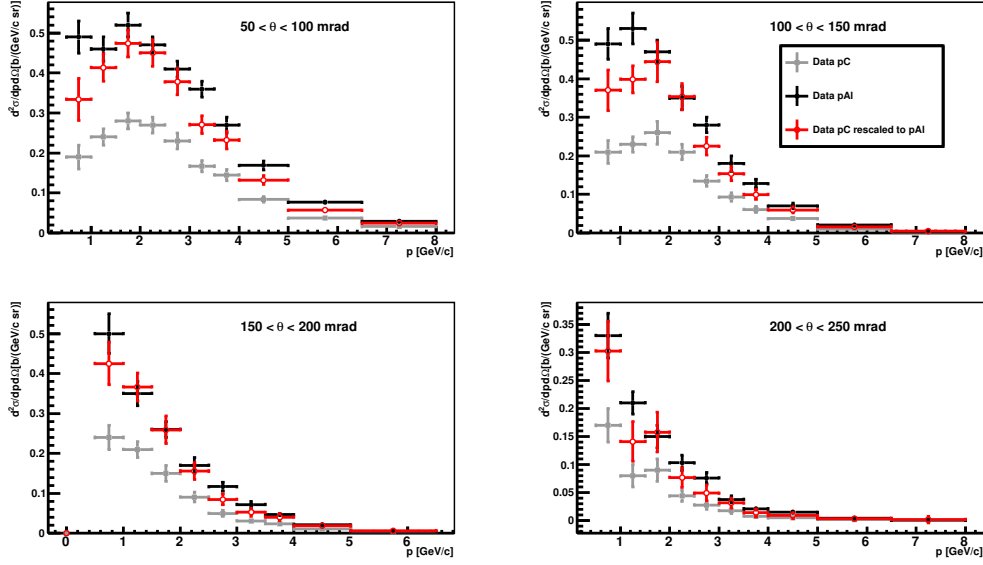


Figure 7.15: Section efficace doublement différentielle en intervalles de l'angle polaire de production de π^+ mesuré à HARP dans les interactions $p+C$ à 12 GeV/c en gris et $p+Al$ à 12 GeV/c en noir. Les points en rouge sont le résultat de l'extrapolation des mesures faites avec une cible de carbone à de l'aluminium en utilisant la formule 7.27.

La plupart des expériences de production hadronique ne mesurent que la section efficace d'interaction inélastique, σ_{inel} . Il faut alors, au moyen de l'approche phénoménologique développée par Bellettini *et al.* [83] et décrite dans la section 6.4.2, soustraire la contribution des interactions quasi-élastiques. La figure 7.16a présente l'estimation de σ_{QE} par cette approche pour les interactions $p+C$ en fonction de l'énergie du faisceau.

La probabilité qu'une particule possédant une section efficace de production hadronique σ_{prod} se propage à une distance x puis interagisse dans la quantité infinitésimale Δx est définie par :

$$P(x; \sigma_{prod}) = \int_x^{x+\Delta x} \sigma_{prod} \rho e^{-x' \sigma_{prod} \rho} dx' \quad (7.31)$$

$$= \Delta x \sigma_{prod} \rho e^{-x \sigma_{prod} \rho} \quad (7.32)$$

où ρ est la densité de cible nucléaire du matériel que la particule traverse. Le poids à appliquer à chaque interaction ayant lieu dans la simulation modélisant une section efficace σ'_{prod} est alors :

$$W = \frac{P(x; \sigma'_{prod})}{P(x; \sigma_{prod})} \quad (7.33)$$

$$= \frac{\sigma'_{prod}}{\sigma_{prod}} e^{-x(\sigma'_{prod} - \sigma_{prod})\rho} \quad (7.34)$$

La re-pondération appliquée tient donc compte du changement de la probabilité d'interaction - premier terme, ainsi que de l'atténuation du flux de particules après avoir traversé une quantité x de matière - second terme. L'accord entre les données expérimentales et les prédictions de FLUKA2008 étant raisonnable, aucun facteur de re-pondération n'est appliqué pour les interactions ayant lieu dans la cible. En revanche, comme illustré dans la figure 7.16b, le modèle

GALOR ne reproduit pas fidèlement les données expérimentales. Les interactions produites par ce modèle sont alors re-pondérées à la prédiction de FLUKA2008.

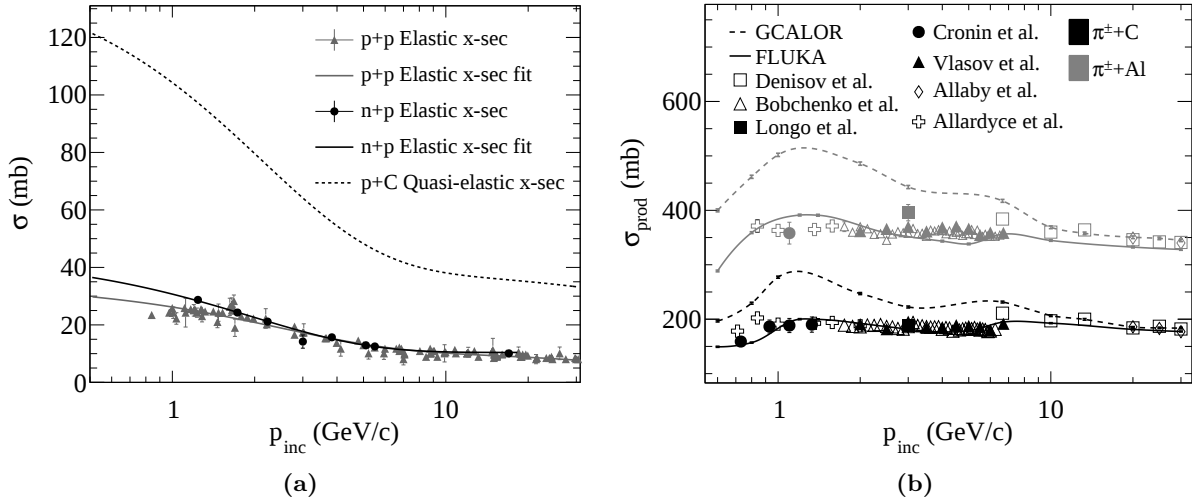


Figure 7.16: Estimation de la section efficace quasi-élastique dans les interactions $p + C$ en fonction de l'impulsion du proton incident (a) à partir de l'approche phénoménologique de Bellettini. (b) : Estimations des sections efficaces de production par le modèle FLUKA (traits pleins) et GALOR (pointillés) dans les interactions $\pi^{\pm} + C$ et $\pi^{\pm} + Al$ comparées aux données expérimentales. Figures extraites de [151].

Une description plus détaillée des étapes de la re-pondération est disponible dans [165]. Un récapitulatif des données utilisées lors du processus de re-pondération pour la prédiction du flux de neutrinos dans l'expérience T2K est présenté dans le tableau 7.4.

7.5.3 Incertitude de la prédiction du flux de neutrinos

Plusieurs sources d'incertitude sont prises en compte pour la prédiction du flux de neutrinos :

- Incertitudes des mesures de production hadronique
- Le profil de faisceau et l'angle hors-axe
- Alignement entre la cible et les cornes
- Courant dans les cornes et précision du champ magnétique

Les erreurs finales relatives au flux sont estimées en tenant compte des corrélations entre les différentes sources, différentes saveurs et différents détecteurs de l'expérience. La prédiction du flux de neutrinos est faite en variant individuellement chaque paramètre de ces sources d'incertitudes, afin de construire une matrice de covariance contenant l'énergie et la saveur des neutrinos pour les détecteurs proche et lointain.

La principale source, pour toutes les saveurs de neutrinos, provient des erreurs relatives aux interactions hadroniques. Cette source comporte les erreurs expérimentales ainsi que celles associées aux extrapolations à plus basse énergie de faisceau et/ou au changement de cible. Les sources d'erreurs expérimentales pour la mesure des $\pi^{\pm}$, principalement dues à la contamination

Données		Faisceau	Cible	Impulsion [GeV/c]	Mesure
Taux de production					
NA61/SHINE	[78, 79]	p	C	31	$\pi^\pm, K^+$
Eichten <i>et al.</i>	[152]	p	Be, Al, ...	24	$p, \pi^\pm, K^\pm$
Allaby <i>et al.</i>	[153]	p	C, Al, ...	19.2	$p, \pi^\pm, K^\pm$
BNL-E910	[154]	p	Be	6.4 - 17.5	$\pi^\pm$
Section efficace d'absorption					
Abrams <i>et al.</i>	[156]	$K^\pm$	C, Cu	1 - 3.3	σ_{inel}
Allaby <i>et al.</i>	[157, 158]	π^-, K^-	C, Al, ...	20 - 65	σ_{inel}
Allardyce <i>et al.</i>	[159]	$\pi^\pm$	C, Al, ...	0.71 - 2	σ_{inel}
Bellettini <i>et al.</i>	[83]	p	C, Al, ...	19.3, 21.5	σ_{inel}
Bobchenko <i>et al.</i>	[160]	π^-, p	C, Al, ...	1.75 - 9	σ_{inel}
Carroll <i>et al.</i>	[84]	$\pi^\pm, K^\pm, p$	C, Al, ...	60 - 280	σ_{prod}
Cronin <i>et al.</i>	[161]	π^-	C, Al, ...	0.73 - 1.33	σ_{inel}
Chen <i>et al.</i>	[162]	p	C, Al, ...	1.53	σ_{inel}
Denisov <i>et al.</i>	[85]	$\pi^\pm, K^\pm, p$	C, Al, ...	6 - 60	σ_{inel}
Longo <i>et al.</i>	[163]	π^+, p	C, Al	3	σ_{inel}
NA61/SHINE	[78]	p	C	31	σ_{prod}
Vlasov <i>et al.</i>	[164]	π^-	C, Al	2 - 6.7	σ_{inel}

Tableau 7.4: Compilation des données utilisées pour la re-pondération de la prédiction du faisceau de neutrinos à T2K. Partie haute : données utilisées pour re-pondérer le taux de production, la partie basse du tableau est utilisée pour les sections efficaces d'absorption.

des V^0 et à l'identification des particules, sont traitées comme complètement corrélées entre chaque intervalle $p - \theta$. Pour les kaons, principalement dominés par l'incertitude statistique, les erreurs sont traitées comme non-corrélées. Enfin, l'incertitude sur la normalisation, pour les pions et kaons, est considérée comme complètement corrélée.

L'incertitude associée aux facteurs de re-pondération où une extrapolation du matériel de la cible est nécessaire, est estimée à 5%.

Pour estimer les erreurs associées à l'extrapolation de l'impulsion de la particule incidente, les données de l'expérience BNL-E910 sont utilisées. La mesure des $\pi^\pm$ produits dans les interactions $p + Be$ à 12.3 et 17.5 GeV/c est d'abord extrapolée à une cible de carbone avant d'être ajustée par la paramétrisation "BMPT" développée dans le papier de Bonesini *et al.* [96] :

$$E \frac{d^2\sigma}{dp^3} = A(1 - x_R)^\alpha \times (1 + Bx_R)x_R^{-\beta} \times [1 + \frac{a}{x_R^\gamma} p_T + \frac{a^2}{2x_R^\delta} p_T^2] \times e^{-a/x_R^\gamma p_T} \quad (7.35)$$

où x_R est défini comme :

$$x_r = \frac{E^*}{E_{max}^*} \quad (7.36)$$

E^* étant l'énergie dans le centre de masse de la particule produite, E_{max}^* l'énergie maximale qu'elle aurait pu emporter. Cette paramétrisation permet une description correcte des données de BNL-E910 et permet une interpolation entre les points de mesure et les deux lots de données. L'erreur associée à la re-pondération des interactions tertiaires est estimée en prenant la différence entre la méthode classique - le facteur de poids est calculé à partir des points de mesure

projetés dans le plan $x_F - p_T$ - et la méthode utilisant la paramétrisation BMPT pour le calcul du facteur de re-pondération.

Dans le cas où un parent de neutrino est émis dans une zone cinématique non couverte par les mesures expérimentales de NA61/SHINE, Eichten ou Allaby, l'erreur est estimée en prenant la variation de la prédiction du flux de neutrinos entre le cas où aucun poids n'est attribué, et lorsque les événements sont re-pondérés par rapport à la paramétrisation BMPT. En plus, l'incertitude sur les paramètres nécessaires à la paramétrisation BMPT sont pris en compte.

Les nucléons secondaires, pouvant ré-interagir dans la cible, contribuent également au flux de neutrinos. Afin de re-pondérer ces événements, deux zones cinématiques sont définies : $x_F < 0.9$ et $x_F > 0.9$. Cette distinction permet de tenir compte des protons issus d'une interaction quasi-élastique. Pour les interactions ayant lieu à bas x_F , l'incertitude associée au poids est estimée en prenant la différence entre les prédictions de FLUKA et les mesures de Eichten et Allaby dans le plan $x_F - p_T$. L'erreur sur le flux est alors inférieure à 10%. Pour les protons issus des interactions quasi-élastiques, $x_F > 0.9$, l'erreur sur le poids affecté est fixée à 100%. Ceci est dû au manque de données expérimentales, mais l'effet sur le flux de neutrinos est faible.

La plupart des données utilisées pour re-pondérer les sections efficaces de production doivent être corrigées par la contribution des interactions quasi-élastiques, que nous devons estimer à partir de considérations phénoménologiques. L'erreur, très conservative, qui est associée aux sections efficaces d'absorption est alors σ_{QE} .

Sur la figure 7.19 sont résumées les différentes sources d'incertitude liées à la procédure de re-pondération pour le flux de ν_μ et ν_e en fonction de l'énergie du neutrino à Super-Kamiokande.

Les incertitudes associées au profil du faisceau de protons sont mesurées par le détecteur OTR. Seules les incertitudes sur la position et la divergence du faisceau selon l'axe y ont un effet notable sur la prédiction du flux de neutrinos, car cela modifie l'angle hors-axe de l'expérience. L'erreur finale sur les prédictions de neutrinos est estimée à 2%.

La direction du faisceau de neutrinos est mesurée à l'aide du détecteur INGRID. L'incertitude sur l'angle hors-axe induit une incertitude sur les prédictions de neutrinos qui est estimée en réalisant des simulations où les détecteurs proche et lointain sont déplacés de 0.44 mrad, précision des mesures d'INGRID. L'erreur est alors de moins de 10% dans la région du pic d'oscillation. Afin d'estimer l'erreur sur le flux de neutrinos associée à l'alignement de la cible et des cornes, plusieurs simulations sont effectuées en changeant successivement l'angle de la cible de 1.3 (0.1) mrad dans le plan horizontal (vertical). L'effet sur le flux de neutrinos est de quelques pourcents. Le déplacement des cornes dans chaque axe n'a d'effet que dans le plan y , de quelques pourcents également. Enfin l'alignement des cornes est étudié en changeant l'angle de chacune des cornes de 0.2 mrad dans les plans x et y . Seul le mouvement de la première corne a un effet notable sur le flux de neutrino. La contribution des incertitudes liées à l'alignement de la cible et des cornes est de moins de 3% pour des neutrinos avec une énergie inférieure à 7 GeV.

Le courant dans les cornes est connu avec une précision de 1.3%, et le champ magnétique à 2% près. Ces erreurs ont un effet de moins de 2% sur la prédiction du flux de neutrinos.

Sur la figure 7.17 sont présentées les contributions de chacune de ces sources sur la prédiction du flux des quatre espèces de neutrinos au détecteur proche.

Il est regrettable de noter que les données de HARP ne sont pas encore utilisées par la collaboration. La procédure de re-pondération se basant sur FLUKA2008, il est interdit d'effectuer de nouvelles simulations avec cette version du code. La prochaine estimation du flux, incluant les données provenant des mesures de NA61/SHINE sur cible mince, utilisera FLUKA2011. Les erreurs associées au taux de production hadronique seront réduites par une mesure plus précise

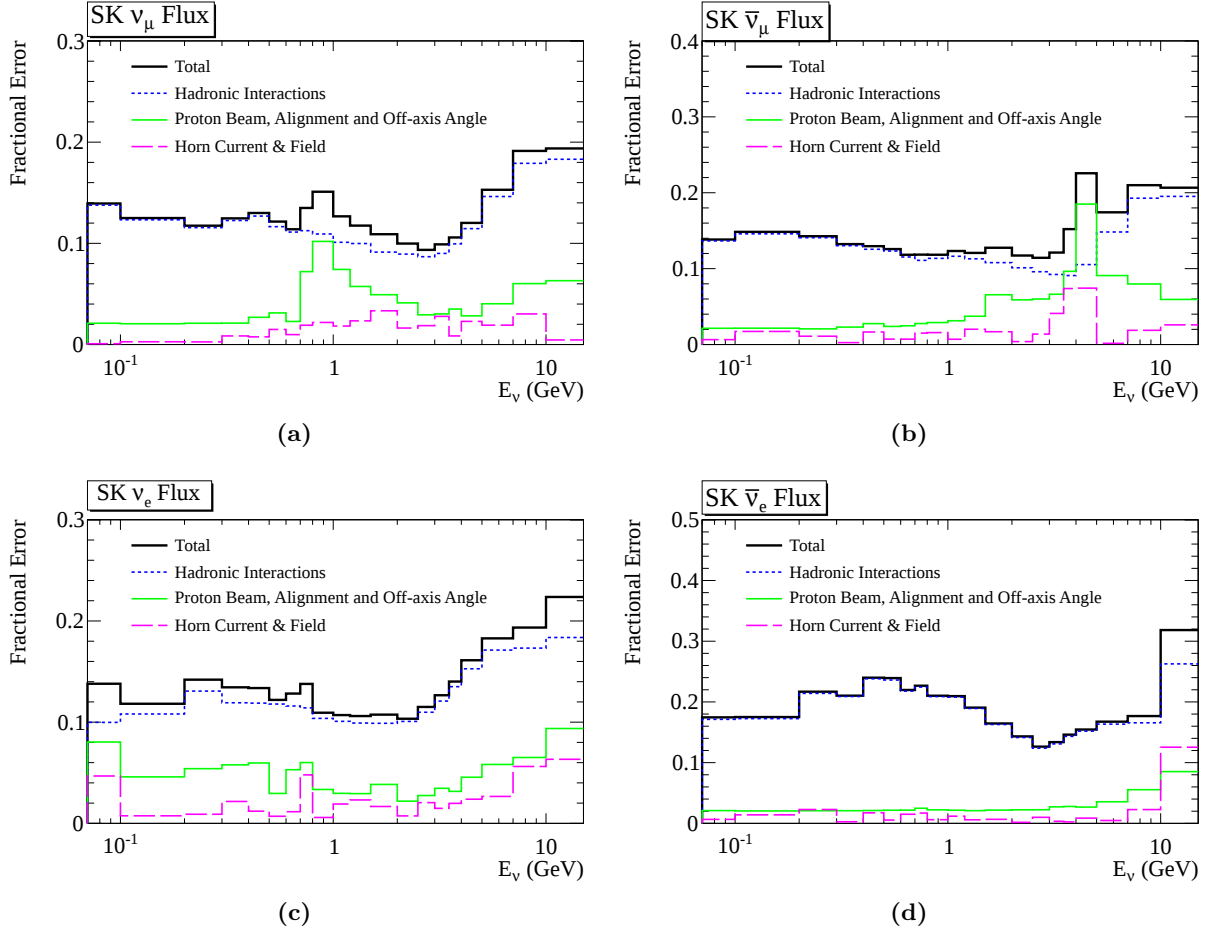


Figure 7.17: Erreur fractionnaire pour toutes les sources d'incertitude pour les ν_μ (a), $\bar{\nu}_\mu$ (b), ν_e (c) et $\bar{\nu}_e$ (d) prédits à Super-Kamiokande. Figure extraite de [151].

de la production de $\pi^\pm$ et K^+ ainsi que la mesure inédite du taux de production de K^- , K_S^0 et protons. La précision sur notre connaissance du flux de neutrinos sera accrue lorsque les données de production hadronique mesurées avec la cible réplique de T2K seront finalisées et incluses dans la chaîne de re-pondération.

7.6 Implications pour les résultats de T2K

7.6.1 Jusqu'à l'été 2013

L'importance des mesures de NA61/SHINE pour la prédiction du flux de neutrinos à T2K est illustrée dans les figures 7.18 et 7.19, où sont présentées les différentes sources d'incertitudes pour le flux de neutrinos électroniques et muoniques prédit à Super-Kamiokande. La figure 7.18 est extraite de la première publication de T2K quant à la mesure de θ_{13} , en juin 2011. À cette époque, parmi les mesures de production hadronique de NA61/SHINE, seule celles concernant les pions chargés, obtenus à partir de la prise de données de 2007, étaient utilisées directement dans le processus de re-pondération. Pour les autres espèces, et dans les zones cinématiques non couvertes par NA61/SHINE, la re-pondération était alors basée sur les extrapolations des

mesures de Eichten et Allaby. On remarque qu'au delà de ~ 2 GeV, les incertitudes, de l'ordre de 30%, sont principalement imputées à la production de kaons par l'interaction du proton dans la cible. Dans la région du pic d'oscillation, l'incertitude du flux de ν_μ est de l'ordre de 18%, et de l'ordre de 15% pour les ν_e .

La figure 7.19 est extraite de la seconde publication de T2K, à l'été 2013. Les incertitudes sur la prédiction du flux de neutrinos électroniques et muoniques sont réduites grâce à plusieurs facteurs :

- La mesure de production de K^+ dans les interactions $p+C$ à 31 GeV/c, d'après l'expérience NA61/SHINE, est incluse dans le processus de re-pondération, et utilisée en priorité.
- La re-pondération des interactions tertiaires dans le carbone et l'aluminium est améliorée. Les mesures $p+C(Al) \rightarrow \pi^\pm + X$, utilisées dans le premier papier de T2K en 2011, sont utilisées pour les interactions de neutrons, en utilisant l'argument d'invariance d'Isospin : $n+C(Al) \rightarrow \pi^\mp + X$.
- Pour les interactions dans les cornes, les poids sont calculés à partir du modèle GCALOR.

L'utilisation de la mesure des kaons a un effet direct pour la partie à haute énergie des flux de ν_μ et ν_e : l'erreur est réduite de moitié, mais reste néanmoins dominante à haute énergie car la zone couverte par la mesure de NA61/SHINE est réduite dans le plan $p-\theta$, et certains canaux de désintégrations des kaons donnant naissance à un neutrino sont en trois corps (K_{e3}^+ et $K_{\mu3}^+$). À l'énergie autour du pic d'oscillation, l'incertitude du flux de ν_μ et de ν_e est de l'ordre de 12%.

7.6.2 Améliorations à venir à court terme

Dans le tableau 7.5 est présentée la zone cinématique couverte par les données utilisées lors de la re-pondération, pour les kaons parents de neutrinos émis dans la direction de Super-Kamiokande. Également, est présentée la région $p-\theta$ qui sera couverte par les analyses des données de 2009. La production de kaons chargés sera en grande partie couverte par les données de NA61/SHINE. Jusqu'à présent, seulement 36% de l'espace de phase de K_L^0 est couvert par les données de Eichten et Allaby, dans la zone à bas angle et grande impulsion. L'inclusion de la mesure des K_S^0 , décrite dans le chapitre 5, permettra une re-pondération de près de 80% des kaons neutres et couvrira la zone cinématique d'intérêt. Afin de mesurer l'impact de la mesure

	NA61-2007	Été 2013			Futur
		Eichten	Allaby	Total	NA61-2009
K^+	59%	30.8%	1.0%	90.8%	97.4%
K^-	0.0%	39.9%	1.2%	41.1%	93.3%
K_L^0	0.0%	35.5%	0.7%	36.2%	80.5%

Tableau 7.5: Couverture, en pourcentage, de la région d'espace des phases $p-\theta$ des $K^\pm$ et K_L^0 donnant naissance à un neutrino dans la direction de Super-Kamiokande. L'analyse d'oscillation de 2013 [67] utilise les données présentées dans la partie gauche du tableau. Une représentation visuelle est présentée dans la figure 7.14.

des K_S^0 dans le processus de re-pondération de T2K, nous avons inclus ces données dans la méthode actuelle. La première étape consiste à calculer la valeur des poids $W(p,\theta)$ à appliquer à la simulation. Pour des raisons pratiques, ces poids ne seront affectés qu'aux kaons neutres produits

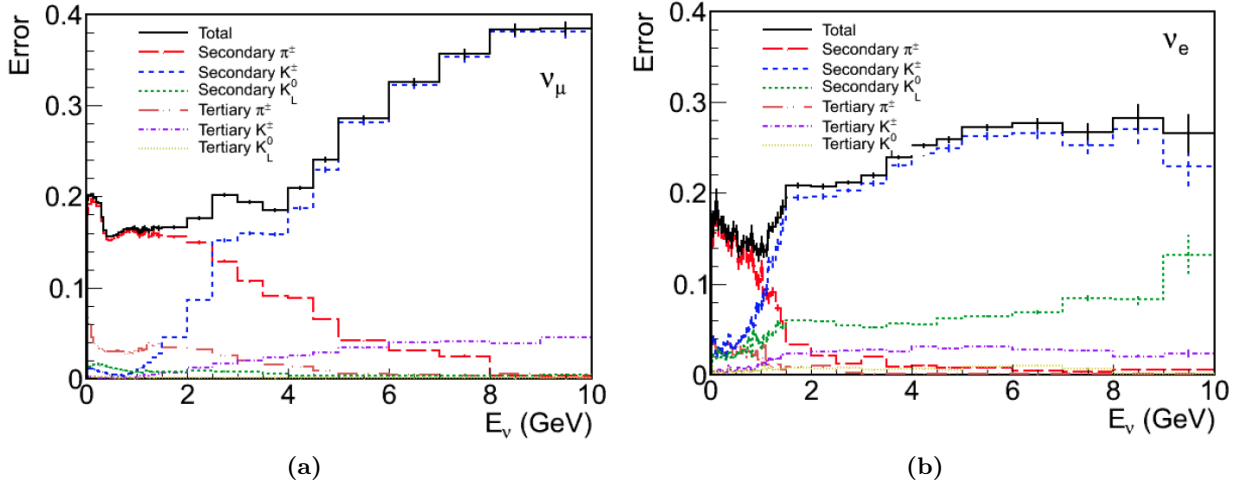


Figure 7.18: Décomposition des erreurs systématiques associées à la prédiction du flux de ν_μ (a) et ν_e (b) attendus à Super-Kamiokande pour l'analyse d'oscillation publiée en 2011 [58]. Les figures sont extraites de [166].

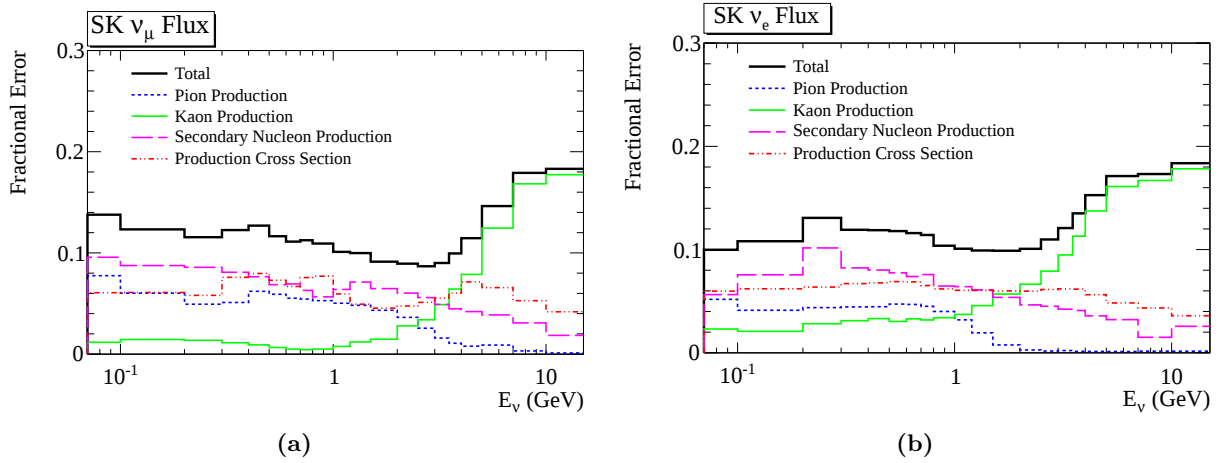


Figure 7.19: Décomposition des erreurs systématiques associées à la prédiction du flux de ν_μ (a) et ν_e (b) attendus à Super-Kamiokande pour l'analyse d'oscillation publiée en 2013 [67], d'où les figures sont extraites.

dans la cible - les K_L^0 produits par une interaction dans les cornes ne seront pas re-pondérés. Comme la chaîne de simulation de T2K utilise FLUKA2008 pour générer les interactions dans la cible, la valeur des poids doit être calculée à partir de ce générateur. Une comparaison entre les prédictions de FLUKA2008 et notre mesure de K_S^0 est présentée dans la figure 7.20. La valeur des facteurs de re-pondération appliqués à la production de K_L^0 est présentée dans la figure 7.21. Lorsqu'un kaon neutre est produit, le poids à appliquer à la simulation est prioritairement issu des mesures de NA61/SHINE, figure 7.21b. Si sa cinématique n'est pas couverte par ces données, le poids est alors extrait des extrapolations des mesures de Eichten et Allaby, figure 7.21a.

La prédiction des flux de neutrinos aux détecteurs proche ND280 et lointain avant re-pondération, sont présentés dans les figures 2.12 et 2.13. Le générateur utilisé pour les interactions dans la cible est FLUKA2008. La contribution de chaque parent de neutrino y est représentée. On constate

que l'intégration de la mesure relative aux K_L^0 dans le processus de re-pondération affectera principalement la partie à haute énergie des flux. Le flux de (anti-)neutrinos électroniques est plus sensible à la connaissance du taux de production de K_L^0 que les (anti-)neutrinos muoniques. L'impact de la mesure des K_S^0 sur la prédiction du flux de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ est présenté dans la figure 7.22. L'effet est négligeable pour les ν_μ et très faible pour les $\bar{\nu}_\mu$. En revanche, comme attendu, cette mesure affecte principalement la prédiction à haute énergie du flux de (anti-)neutrinos électroniques. L'effet est modeste, car les prédictions de FLUKA2008 sont en accord avec la mesure des K_S^0 . Le flux de ces deux espèces de neutrinos varie de moins de 5%. L'impact principal de la mesure de K_S^0 dans NA61/SHINE portera sur les erreurs concernant l'estimation du flux, qui en sera forcément réduite.

7.6.3 Améliorations à venir à moyen terme

La précision ultime pour la prédiction du flux de neutrinos sera atteinte par l'inclusion des données provenant de la cible réplique de NA61/SHINE dans la chaîne de re-pondération de T2K. La procédure a déjà été testée dans [68, 167], avec le lot de données de NA61/SHINE de 2007, donc avec une faible statistique. Avec la cible longue, sont mesurés les hadrons chargés s'échappant de la cible, dans l'espace de phases $p - \theta$ selon 6 intervalles le long de la cible : 5 de largeur de 18 cm, le dernier étant consacré aux traces sortant par la face arrière de la cible. Deux méthodes sont alors possibles pour le calcul des facteurs de re-pondération :

1. Les spectres de hadrons mesurés à NA61/SHINE sont corrigés pour les efficacités de détection et reconstruction, l'acceptance et les désintégrations en vol. Le calcul des poids de re-pondération suit alors le même raisonnement que décrit dans la section 7.5.1 :

$$W(p, \theta, z) = \frac{N_{NA61}^{corr}(p, \theta, z)}{N_{T2K}^{sim}(p, \theta, z)} \quad (7.37)$$

L'avantage de cette méthode est que les facteurs de corrections deviennent quasiment indépendant du générateur utilisé - à la correction dues aux contaminations des V^0 près. Le générateur n'a pas besoin d'être le même dans la simulation des deux expériences. Cependant, les systématiques liées à la correction des spectres sont propagées dans le calcul du facteur W .

2. Les spectres de hadrons mesurés à NA61/SHINE ne sont pas corrigés. Les facteurs de re-pondération sont alors calculés à partir de la simulation de NA61/SHINE où les traces doivent être analysées de la même manière que les données :

$$W(p, \theta, z) = \frac{N_{NA61}^{brut}(p, \theta, z)}{N_{NA61}^{sim}(p, \theta, z)} \quad (7.38)$$

L'avantage de cette méthode est que les erreurs systématiques des facteurs de re-pondération sont faibles, puisque celles liées au détecteur NA61/SHINE s'annulent. Les désavantages sont plus nombreux : le même générateur doit être utilisé dans la simulation des deux expériences, et si le générateur de T2K est changé, les facteurs doivent être re-calculés. Enfin, cette approche ne permet aucune vérification de notre mesure par d'autres expériences, ni d'être utilisé par une autre collaboration.

En raison du manque de statistique dans la prise de données de 2007, la seconde méthode a été utilisée dans [68] pour illustrer l'impact sur la prédiction du flux de neutrinos. Une fois les données prises en 2009 (avec 10 fois plus de statistique) et 2010 (avec 40 fois plus de statistique)

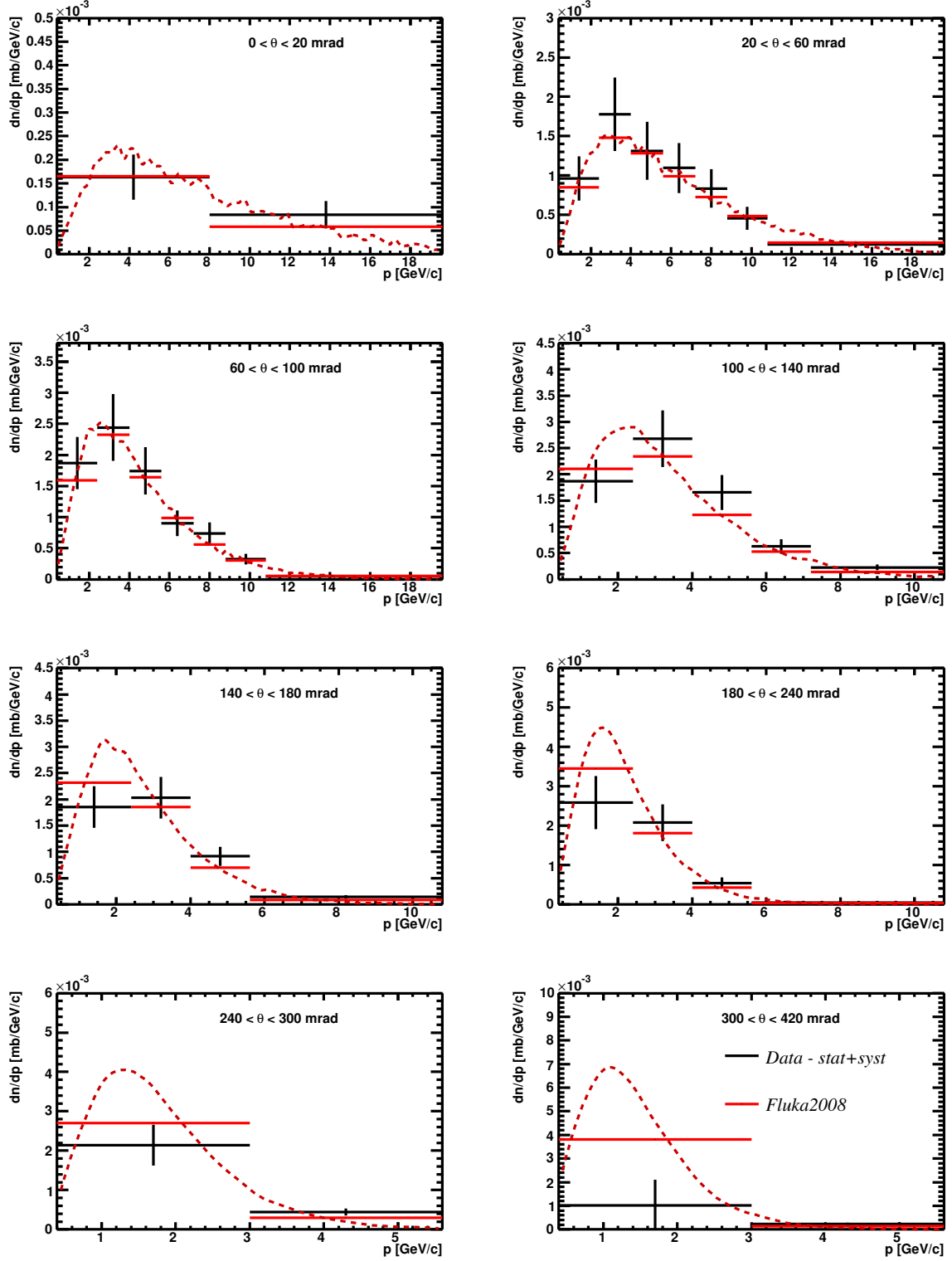


Figure 7.20: Comparaisons entre la multiplicité différentielle de production de K_S^0 mesurée à NA61/SHINE en noir, décrite dans le chapitre 5, et les prédictions de FLUKA2008 en rouge, en intervalles de l'angle polaire.

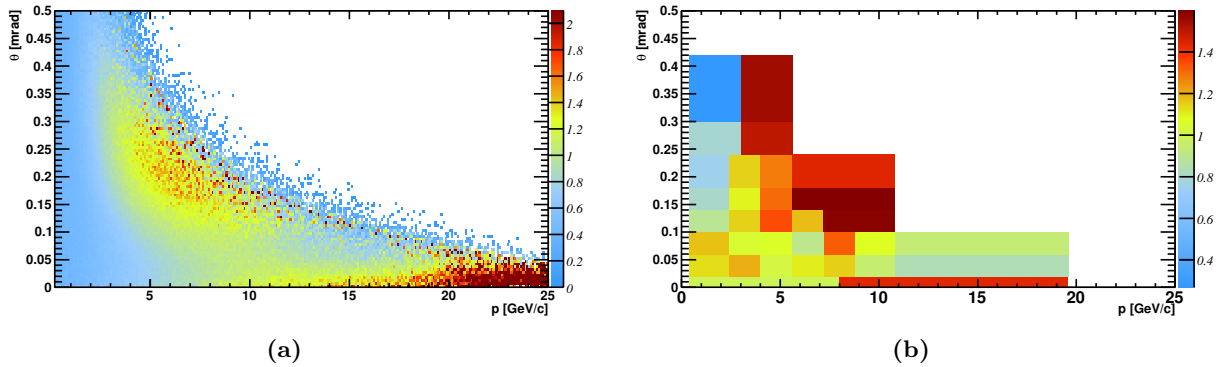


Figure 7.21: Valeur des facteurs de re-pondération appliqués à la production de K_L^0 d'après les mesures de kaons chargés de Eichten et Allaby (a) et d'après la mesure de NA61/SHINE (b), présentées dans le plan d'espace de phases $p - \theta$.

analysées, la première méthode, suivant l'approche de re-pondération actuelle, sera utilisée.

Dans la figure 7.24a est présentée la prédiction du flux de ν_μ à Super-Kamiokande en utilisant deux méthodes pour la procédure de re-pondérations : l'approche classique, basée principalement sur les données de la cible mince de NA61/SHINE, et l'approche novatrice, où la production de π^+ est re-pondérée à partir des données de la cible réplique de NA61/SHINE. Pour cette dernière méthode, les erreurs sur le flux de ν_μ sont estimées en considérant la variation complètement corrélée de 1σ des facteurs de re-pondération. Cette erreur reste grande, car la statistique utilisée est faible. Pour l'approche classique, l'erreur totale et celle liée aux taux de production de pions sont montrées, celle-ci jouant un rôle prédominant jusqu'au GeV. Sur la figure 7.24b, le rapport de la prédiction du flux de neutrinos muoniques re-pondérés selon les deux méthodes est présenté. Nous observons alors un bon accord entre les deux méthodes de re-pondération. Les erreurs présentées sur ce graphique ne tiennent compte que de la re-pondération des pions, pour les deux méthodes.

7.7 Conclusions

La chaîne de simulation de l'expérience T2K a été présentée : les interactions primaires dans la cible, la propagation et la désintégration des particules dans la ligne de faisceau secondaire, les techniques d'optimisation du temps de calcul, et enfin la re-pondération des interactions par les données de mesure de production hadronique, principalement celles de NA61/SHINE.

Des éléments d'amélioration sont également présentés : la chaîne de simulation actuelle utilise deux interfaces ainsi que deux modèles d'interactions différents, selon que l'interaction ait lieu dans la cible ou dans les cornes. Via l'interface VMC, il est désormais possible de prédire les flux de neutrinos dans chacun des détecteurs de l'expérience T2K, de manière unique et cohérente avec l'expérience NA61/SHINE.

La méthode de re-pondération des interactions inélastiques, tant des sections efficaces que du taux de production, a été présentée. La mesure du taux de production des kaons neutres a été incluse, et l'impact sur les flux de neutrinos a été présenté.

La prédiction du flux de neutrinos, actuellement estimée avec $\sim 14\%$ d'erreurs pour les ν_μ et

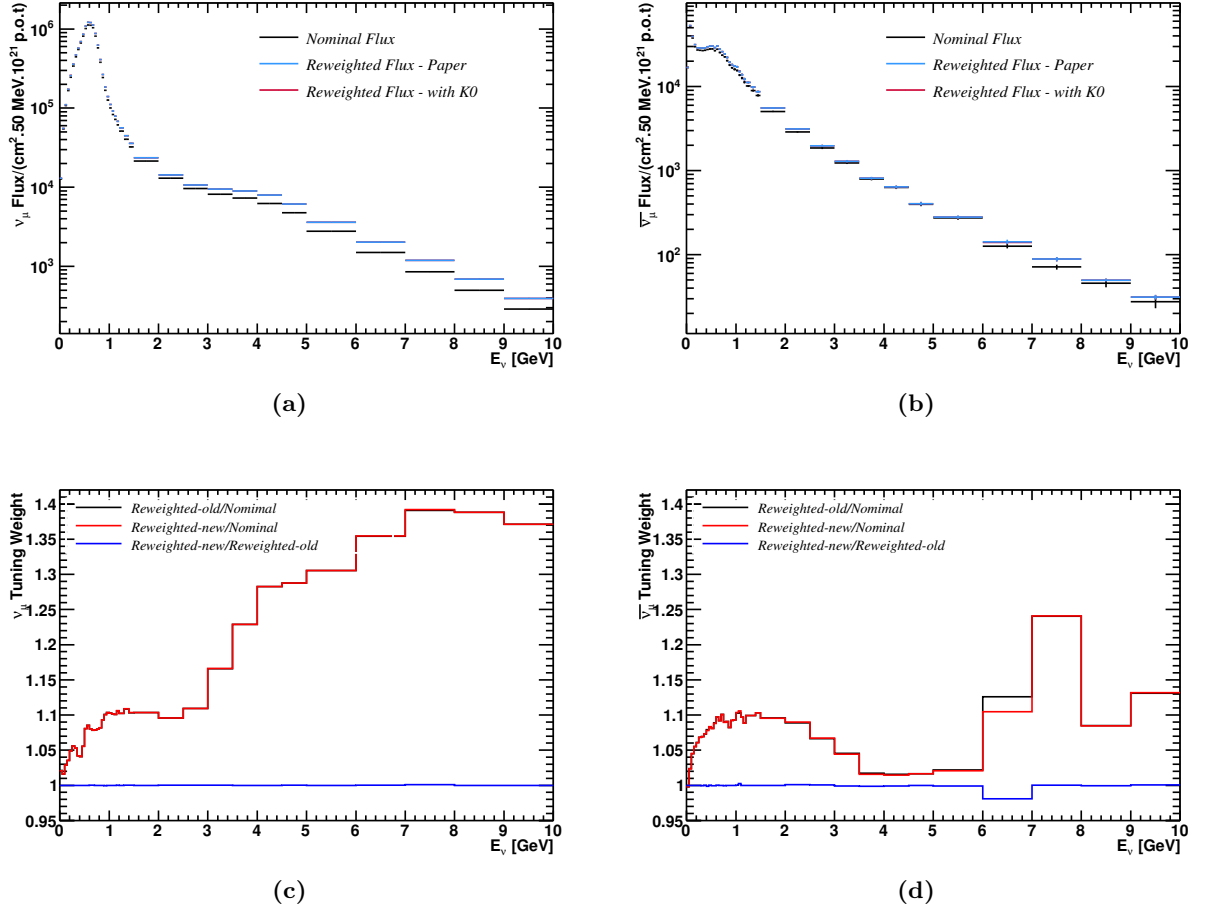


Figure 7.22: Flux nominal en noir, re-pondéré par les données de Eichten et Allaby pour les K_L^0 en bleu, et lorsque les données de NA61/SHINE sont utilisées en priorité en rouge, pour les ν_μ (a) et les $\bar{\nu}_\mu$ (b).

La valeur des facteurs de re-pondération est présentée en fonction de l'énergie des ν_μ (c) et $\bar{\nu}_\mu$ (d). En noir, les facteurs de la méthode officielle de T2K, en rouge lorsque la mesure des K_S^0 est incluse dans la procédure. En bleu, le rapport entre la nouvelle et l'ancienne méthode de re-pondération.

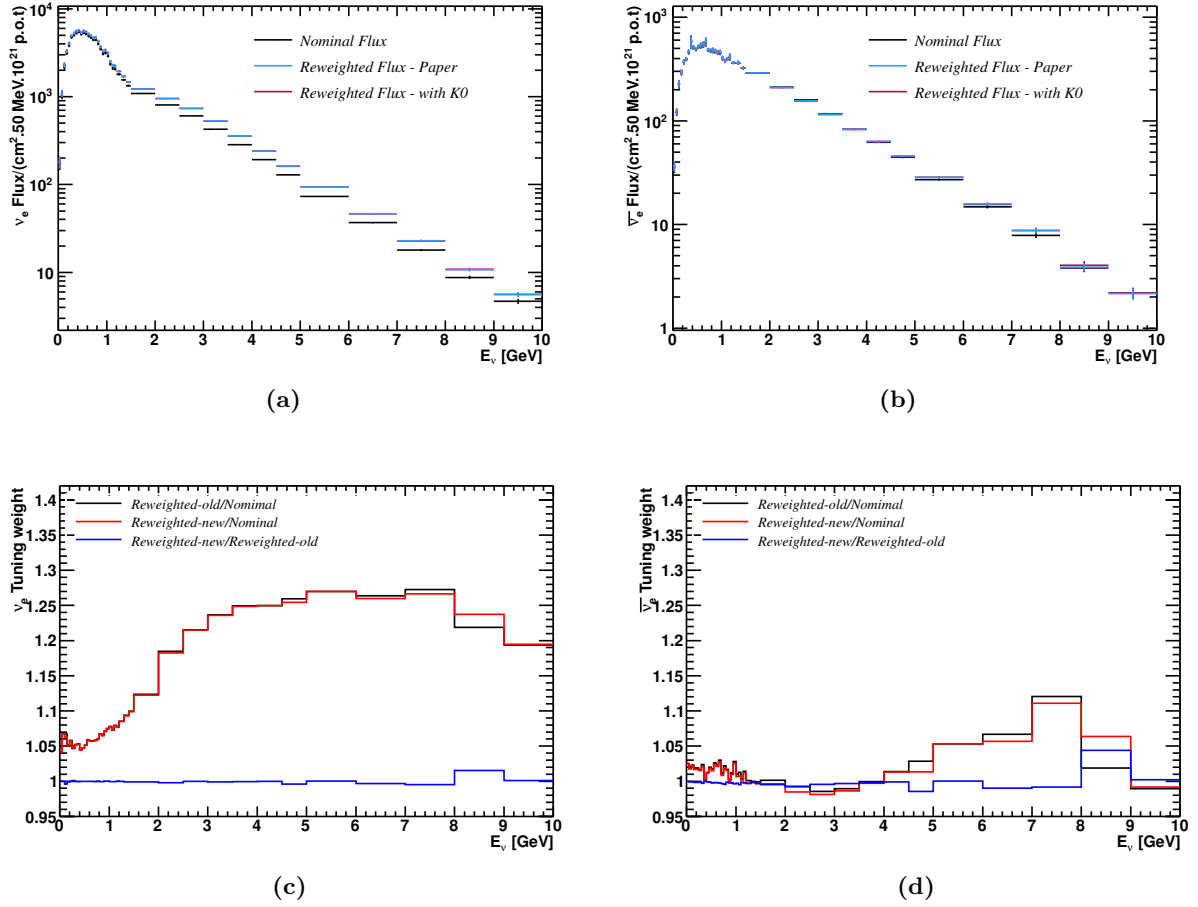


Figure 7.23: Flux nominal en noir, re-pondéré par les données de Eichten et Allaby pour les K_L^0 en bleu, et lorsque les données de NA61/SHINE sont utilisées en priorité en rouge, pour les ν_e (b) et les $\bar{\nu}_e$ (b).

La valeur des facteurs de re-pondération est présentée en fonction de l'énergie des ν_e (c) et $\bar{\nu}_e$ (d). En noir, les facteurs de la méthode officielle de T2K, en rouge lorsque la mesure des K_S^0 est incluse dans la procédure. En bleu, le rapport entre la nouvelle et l'ancienne méthode de re-pondération.

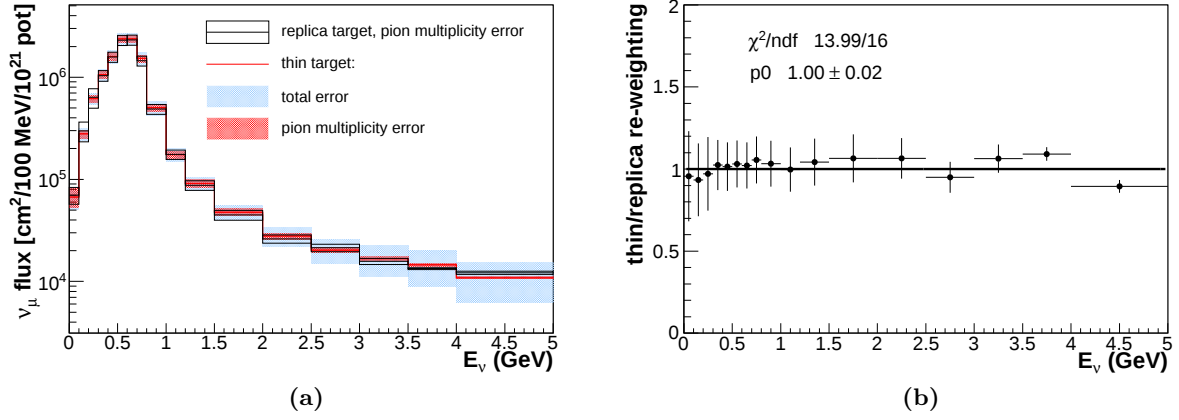


Figure 7.24: (a) : Prédictions du flux de ν_μ à Super-Kamiokande avec les re-pondérations calculées à partir des données de la cible longue de NA61/SHINE (boite) et de la cible mince (ligne rouge). (b) : Rapport entre les deux prédictions re-pondérées du flux de ν_μ . Extraits de [68].

ν_e à Super-Kamiokande à l'énergie du pic d'oscillation [67], ne pourra qu'être améliorée avec l'incorporation des mesures précises de la cible mince de NA61/SHINE sur le lot de données de 2009. Afin d'atteindre une précision de 5% sur la prédiction du flux de neutrinos, but fixé par la collaboration T2K, l'utilisation des mesures du taux de production de $\pi^\pm$, $K^\pm$, K_S^0 , Λ , p , et $\bar{p}$ le long de la cible réplique à NA61/SHINE sera incontournable. C'est la première fois qu'une expérience d'oscillation de neutrinos utilisera cette approche, qui est appelée à devenir une procédure de référence pour le futur de la physique des neutrinos.

Conclusions et Perspectives

La mesure de l'angle de mélange θ_{13} du secteur leptonique, encore inconnu il y a peu, est un des défis de la physique des neutrinos moderne. T2K est la première expérience sur accélérateur conçue dans cet objectif principal. À partir d'un faisceau quasi-pur de ν_μ , créé par les désintégrations des pions produits par les collisions inélastiques de protons de 31 GeV/c dans une cible de carbone, l'apparition de neutrinos électronique issus de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ dans le détecteur lointain Super-Kamiokande, à 300 km de la cible, permet de mesurer cet angle de mélange. La mesure est complexe car cette oscillation est sous-dominante, comparée à la disparition du faisceau par l'oscillation bien mieux connue $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, régie par l'angle de mélange θ_{23} . De plus, les interactions inélastiques qui ont lieu dans la cible vont également produire des kaons, qui lors de leurs désintégrations vont contaminer notre faisceau de neutrinos électroniques à sa source. Il en va de même pour la désintégration des muons produits avec les ν_μ : ils vont également contribuer au bruit de fond irréductible des ν_e . Une mesure précise de θ_{13} requiert une connaissance absolue de cette contamination. Cette dernière ne peut être estimée correctement que par la mesure de la production de hadrons dans les interactions ayant lieu dans la cible. Ainsi, l'expérience de hadroproduction NA61/SHINE au CERN, reproduit les conditions de création du faisceau de T2K et mesure la production hadronique dans les interactions $p+C$ avec une cible mince et une cible réplique de celle de T2K.

Les différents ingrédients nécessaires à la prédiction du flux de neutrinos ont été présentés dans cette thèse sur l'exemple de l'expérience T2K. Le futur de la physique des neutrinos se conçoit aujourd'hui avec les propositions d'expériences à très grandes distances : LAGUNA-LBNO [168] du CERN à Pyhäsalmi en Finlande, et LBNE [169] aux États-Unis (du FERMILAB à Homestake, Dakota du sud) et Hyper-Kamiokande [170], au Japon. Cette dernière expérience peut être considérée comme le futur de T2K, utilisant le même accélérateur et la même ligne de faisceau secondaire.

Paramètre	LBNE	LAGUNA LBNO	Hyper Kamiokande
Distance cible-détecteur lointain	1 300 km	2 300 km	295 km
Puissance du faisceau de protons	708 kW $\rightarrow$ 2.3 MW	700 kW $\rightarrow$ 2 MW	750 kW $\rightarrow$ 1.6 MW
Protons sur cible accumulé	$6.5 \cdot 10^{20}$ /ans	$1.5 \cdot 10^{21}$ en 10/12 ans	5 ans (1 an = 10^7 s)
Énergie du faisceau	60 - 120 GeV	400 GeV	30 GeV

Tableau 7.6: Récapitulatif de quelques éléments des futures expériences d'oscillations de neutrinos.

Les enjeux de ces futures expériences sont capitaux pour la compréhension complète de la physique des neutrinos :

- Mesure de précision ultime des paramètres de la matrice PMNS.
- Détermination de la hiérarchie de masse des neutrinos.
- Mesure de la phase de violation δ_{CP} du secteur leptonique.

Afin d'atteindre ces buts, une connaissance d'une extrême précision du flux de neutrinos est obligatoire. Cela présuppose de pouvoir optimiser la ligne de faisceau secondaire, ce qui nécessite :

1. Une simulation où les éléments de la géométrie sont aisément modulables. L'outil basé sur VMC que nous avons développé est un candidat adapté pour ce travail, car comme nous l'avons démontré dans le chapitre 6, la description géométrique d'une expérience est relativement souple dans ce programme. Il est ainsi possible de tester différentes positions, longueurs et compositions de la cible. Étudier l'influence de la position, la forme et le courant dans les cornes. Mesurer l'impact de la longueur et de la largeur du tunnel de désintégration.
2. La mesure de production hadronique dans des expériences reproduisant les conditions de création du faisceau et de la cible est primordiale pour pouvoir re-pondérer les prédictions de la simulation. L'approche de T2K, où les mesures ont été effectuées avec une cible mince pour contraindre les générateurs, et avec une cible réplique pour une mesure unique du flux de particules sources de neutrinos, est à reproduire dans le futur avec encore plus de précision. Les faisceaux de protons seront à plus haute énergie, les mesures dorées et déjà effectuée à NA61/SHINE pourront être re-utilisées pour re-pondérer les interactions secondaires et tertiaires. Afin d'avoir une connaissance ultime du flux de neutrinos, et pour tester les hypothèses d'extrapolation nécessaires au processus de re-pondération, il sera important de prendre également, dans un second temps, des mesures où la cible mince serait de la même composition que celles des cornes. Il est dès à présent envisagé de tester les paramètres des expériences LBNE et LAGUNA-LBNO dans l'expérience NA61/SHINE [72].
3. L'étude des différents modèles de physique hadronique détaillée dans le chapitre 6, et utilisée pour la prédiction du flux de neutrinos dans la section 7.4, est un élément crucial. En effet, toutes les interactions pouvant avoir lieu dans la chaîne de production d'un neutrino ne peuvent être re-pondérées. Il faut alors s'en remettre à la prédiction du Monte-Carlo. De plus, les techniques de re-pondération sont certes efficaces, mais critiquables. En effet, si un générateur a tendance à sous-estimer le taux de production hadronique ou les sections efficaces d'interaction, la cinématique finale des neutrinos sera nécessairement faussée. L'effet est minimisé par les poids affectés à chaque événement, mais il apparaît évident qu'avoir un générateur de physique hadronique fiable est nécessaire. Le modèle de GEANT4 que nous avons mis en évidence, FTF_BIC n'est pas idéal à l'heure actuelle, surtout lorsqu'il est mis en parallèle avec les prédictions plus réalistes de FLUKA. Cependant, l'évolution de cette *physics list* au fur et à mesure de nos interactions avec le groupe de physique hadronique de GEANT4 va dans le bon sens. L'amélioration de ces modèles est d'un intérêt commun, pour l'utilisateur, le développeur et le phénoménologiste.

Ces ingrédients sont dès à présent utilisés dans l'expérience T2K, et ont permis l'observation, en Juillet 2013, avec une précision sans précédent de l'apparition de neutrinos électroniques dans un faisceau de neutrinos muoniques [171]. En observant 28 candidats ν_e à Super-Kamiokande,

alors que nous n'en attendions que $4.64 \pm 0.53(syst.)$ sans le phénomène d'oscillations, pour une statistique de 6.39×10^{20} p.o.t., la mesure de θ_{13} est :

$$\begin{aligned} 0.097 < \sin^2 2\theta_{13} < 0.218 \text{ à } 90\% \text{ de C.L} \\ \sin^2 2\theta_{13} = 0.150^{+0.039}_{-0.034} \text{ à } 68\% \text{ de C.L} \end{aligned}$$

avec les hypothèses suivantes : hiérarchie de masse normale, $|\Delta m_{32}^2| = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ et $\delta_{CP} = 0$. L'hypothèse $\theta_{13} = 0$ est à présent rejetée à 7.5σ . Sur la figure 7.25 est présentée la valeur de $\sin^2 2\theta_{13}$ en fonction de δ_{CP} pour une hiérarchie de masse normale et inversée.

Avec un lot d'événements plus restreint, 3.01×10^{20} p.o.t, les paramètres atmosphériques de la matrice de mélange ont également été mesurés [172]. Sans le phénomène d'oscillations, $205 \pm 17(syst.)$ candidats ν_μ sont attendus à Super-Kamiokande. En n'en observant que 58, T2K a pu mesurer l'angle de mélange atmosphérique θ_{23} et la différence de masse carrée $|\Delta m_{32}^2|$, dont les valeurs centrales sont :

$$\begin{aligned} \sin^2 2\theta_{23} &= 1.000(0.999) \\ |\Delta m_{32}^2| &= 2.44(2.44) \times 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4 \end{aligned}$$

θ_{23} étant supposé se trouver dans le premier (second) octant. Sur la figure 7.26a est présenté l'ajustement du spectre reconstruit des candidats ν_μ observés à Super-Kamiokande, montrant clairement le phénomène de disparition. Sur la figure 7.26b sont présentés les contours à 90% d'intervalle de confiance pour $\sin^2 2\theta_{23}$ et $|\Delta m_{32}^2|$ dans cette analyse, comparés aux résultats précédents.

La mesure de θ_{13} est effectuée avec seulement 8% de la statistique totale prévue par l'expérience, ce qui laisse la porte ouverte à des mesures encore plus précises des paramètres de la matrice PMNS, et des sections efficaces d'interactions de neutrinos. La prochaine étape cruciale pour l'expérience est une analyse combinée des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$. Ces mesures constituent les premiers jalons du passage à la physique de précision dans le domaine des neutrinos qui devrait avoir lieu dans les vingt années à venir. Les paramètres ainsi mesurés permettront de contraindre les théories tentant d'expliquer l'asymétrie matière/antimatière dans l'Univers.

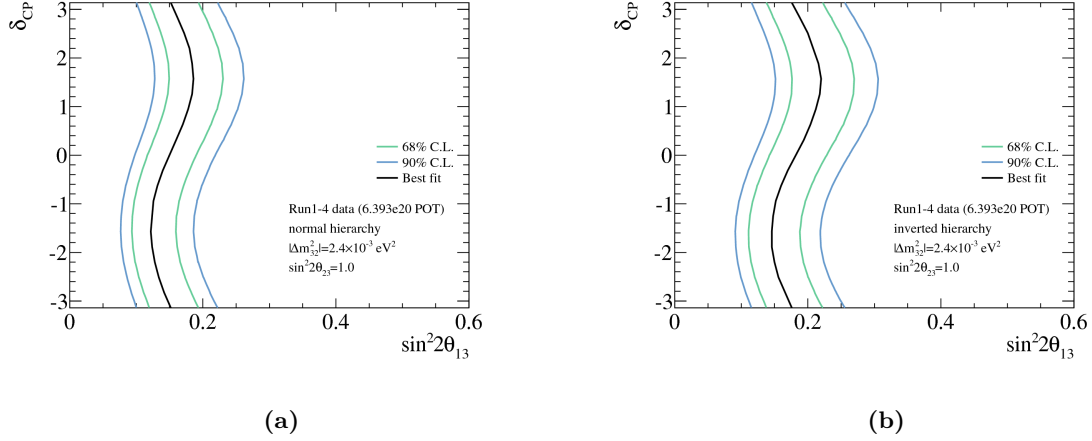


Figure 7.25: Valeur de $\sin^2 2\theta_{13}$ en fonction de δ_{CP} pour une hiérarchie de masse normale (a) et inversée (b) à 68% et 90% d'intervalle de confiance.

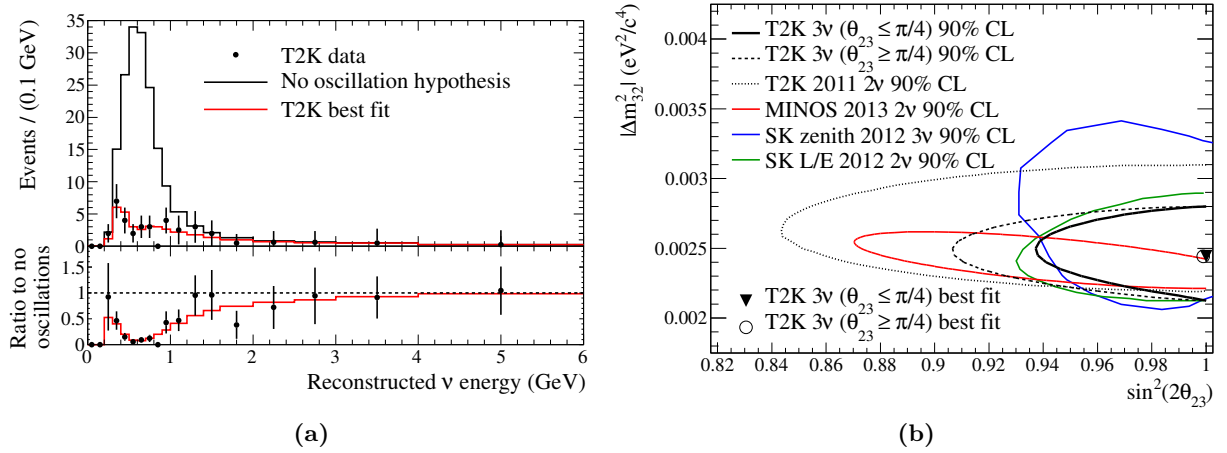


Figure 7.26: (a) : Énergie reconstruite des 58 candidats ν_μ observés à Super-Kamiokande et ajustement du spectre (en rouge) avec l'hypothèse $\theta_{23} \leq \pi/4$. En noir, le spectre des ν_μ attendu sans oscillations. Le rapport entre l'ajustement et la prédiction montre un clair déficit pour des énergies proches de 0.6 GeV/c. (b) : Contours à 90% de degré de confiance pour $\sin^2 2\theta_{23}$ et $|\Delta m_{32}^2|$.

Liste des figures

1.1	Résonance de production du boson Z .	5
1.2	Diagramme du processus $\beta\beta_{0\nu}$.	6
1.3	Flux des neutrinos issus du 8B déduit des mesures de SNO.	8
1.4	Spectre des neutrinos solaires	9
1.5	Prédictions du MMS comparées aux mesures	9
1.6	Angles au zénith	11
1.7	Distribution selon l'angle au zénith θ des événements électroniques et muoniques à Super-Kamiokande	11
1.8	Probabilité de survie du ν_μ en fonction de L/E	15
1.9	Dépendance en L/E des ν_μ observés à Super-Kamiokande	17
1.10	Dépendance en L/E des $\bar{\nu}_e$ observés à KamLAND	17
1.11	Hierarchie de masse des neutrinos	19
1.12	$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ dans le vide et dans la matière, avec les hypothèses $\text{sign}(A) = \pm \text{sign}(\cos 2\theta)$	20
1.13	Distribution spectrale des e^- issus d'une désintégration β selon que les neutrinos aient une masse ou non.	23
1.14	Probabilité de survie du ν_e en fonction de L/E	24
1.15	Régions autorisées pour les paramètres atmosphériques.	26
1.16	Domaines autorisés sur les paramètres de mélange par plusieurs expériences	27
1.17	Valeur de $\sin^2 2\theta_{13}$ en fonction de δ_{CP}	29
2.1	L'expérience T2K	32
2.2	La cible de T2K.	33
2.3	Le détecteur INGRID.	34
2.4	Le détecteur ND280.	36
2.5	Événement reconstruit dans ND280.	36
2.6	Effet de l'angle hors-axe sur l'énergie des neutrinos.	38
2.7	Énergie des ν_μ attendus à ND280 en fonction de l'angle hors-axe.	38
2.8	Pouvoir de séparation entre les anneaux de type électrons et muons à Super-Kamiokande	39
2.9	Le détecteur Super-Kamiokande.	40
2.10	Événements reconstruits à Super-Kamiokande.	40
2.11	Le rapport loin/proche.	41
2.12	Prédiction des flux des neutrinos à ND280 et contributions de chaque parent.	43
2.13	Prédiction des flux des neutrinos au détecteur lointain et contributions de chaque parent.	44
2.14	Données collectées dans T2K.	45
2.15	Stabilité de la prise de données.	45

2.16	Valeur de $\sin^2 2\theta_{13}$ en fonction de δ_{CP}	46
3.1	Le détecteur NA61/SHINE.	50
3.2	Le complexe des accélérateurs du CERN.	51
3.3	Le système de déclenchement de NA61/SHINE.	52
3.4	Prédictions du flux de neutrinos à Super-Kamiokande en fonction de la génération de leurs parents.	54
3.5	Électronique de lecture des TPCs.	55
3.6	Événement reconstruit à NA61/SHINE.	57
3.7	Amélioration de la couverture en espace de phase $p-\theta$ des données de NA61/SHINE pour les données de 2009.	57
3.8	Qualité de la reconstruction et de la prise de données à NA61/SHINE.	60
4.1	Distribution temporelle du WFA et intensité du faisceau.	64
4.2	Mesures dans le BPD3 en fonction des sélections.	64
4.3	Probabilité d'interaction dans et en dehors de la cible.	65
4.4	Distorsions de l'information des BPDs par les protons hors-temps.	65
4.5	Estimation des erreurs systématiques du aux protons hors-temps et à la contamination du faisceau.	66
4.6	Comparaison de la mesure de σ_{inel} et σ_{prod} avec la littérature.	68
4.7	Distributions du dE/dx et du m^2 des traces chargées en fonctions de leur impulsion.	69
4.8	dE/dx en fonction du m^2 dans différents intervalles d'impulsion.	70
4.9	Multiplicité différentielle des π^+ produits dans les interactions $p+C$ à 31 GeV/c.	73
4.10	Multiplicité différentielle des π^- produits dans les interactions $p+C$ à 31 GeV/c.	74
4.11	Dépendance en impulsion des erreurs systématiques	75
5.1	Distribution des variables L_Z et $\cos\theta^*$	84
5.2	Distribution de la masse invariante dans les hypothèses kaons et lambda.	84
5.3	Perte d'énergie par ionisation des traces filles.	85
5.4	Évolution de la masse invariante en fonction des coupures.	85
5.5	La représentation des V^0 dans le plan Podolanski-Armenteros	87
5.6	Évolution de la distribution dans le plan Podolanski-Armenteros en fonction des coupures.	88
5.7	Distribution dans le plan Podolanski-Armenteros pour les simulations	89
5.8	V^0 reconstruit à partir des clusters du bruit électronique	90
5.9	Comparaisons données/simulation avec les coupures d'événements, topologiques et celles réduisant la contamination du bruit électronique.	91
5.10	Comparaisons données/simulation après toutes les sélections	92
5.11	Échantillonnage des candidats K_S^0 dans l'espace de phases $p-\theta$	94
5.12	Nombre de K_S^0 extraits des données.	95
5.13	Migration des K_S^0	96
5.14	Nombre de K_S^0 dans le lot sans cible par la méthode des bandes.	98
5.15	Section efficace différentielle de production de K_S^0 dans les interactions $p+C$ à 31 GeV/c.	100
5.16	Valeur des facteurs de correction estimée par FLUKA, VENUS et EPOS par la méthode d'ajustement.	102
5.17	Valeur des facteurs de correction estimée par FLUKA, VENUS et EPOS par la vérité Monte Carlo.	103
5.18	Estimation de l'erreur systématique due aux facteurs de correction.	104

5.19	Différents fonctions d'ajustement	105
5.20	Estimation de l'erreur systématique due aux fonctions d'ajustement	106
5.21	Position des vertex primaires.	107
5.22	Estimation de l'erreur systématique due à la normalisation	108
5.23	Estimation de l'erreur systématique due aux algorithmes de reconstruction	109
5.24	Estimation de l'erreur systématique due aux coupures de qualité	111
5.25	Estimation de l'erreur systématique due aux coupures cinématiques	112
5.26	Section efficace différentielle de production de K_S^0 dans les interactions $p+C$ à 31 GeV/c	115
5.27	Multiplicité différentielle de production des K_S^0 comparée au mélange des kaons chargés.	116
5.28	Multiplicité différentielle de production de K_S^0 dans les données de 2007.	118
5.29	Multiplicité différentielle de production de K_S^0 comparée avec les résultats de 2007.	118
5.30	Multiplicité différentielle de production de K_S^0 comparée aux prédictions de FLUKA, VENUS et EPOS.	119
6.1	Concept et design de VMC.	123
6.2	Les interactions en cascade au sein du noyau.	125
6.3	Dissociations considérées dans le modèle de Fritiof	126
6.4	Les <i>physics lists</i> de GEANT4	128
6.5	Section efficace différentielle dans les interactions $p+C$ à 21.5 GeV/c	131
6.6	Section efficace élastique et totale pour des interactions $p+p$	131
6.7	Distribution des variables $ t $ et θ pour les interactions élastiques et quasi-élastiques simulées par QGSP_BERT.	132
6.8	Section efficace élastique et totale pour les interactions $p+p$ par GEANT4.9.4.P01.	134
6.9	Multiplicité différentielle de production de π^+ comparée aux prédictions de QGSP_BERT pour deux versions de GEANT4	137
6.10	Multiplicité différentielle de production de K^+ comparée aux prédictions de QGSP_BERT pour deux versions de GEANT4	138
6.11	Distribution des variables $ t $ et θ pour les interactions élastiques et quasi-élastiques simulées par FTF_BIC.	139
6.12	Multiplicité différentielle de production de π^+ comparée aux prédictions de FTF_BIC pour deux versions de GEANT4	141
6.13	Multiplicité différentielle de production de K^+ comparée aux prédictions de FTF_BIC pour deux versions de GEANT4	142
6.14	Réponse simulée d'un scintillateur et largeur des gerbes hadroniques.	144
6.15	Section efficace inclusive de production de π^+ et comparaison au modèle FTF.	145
6.16	Multiplicité différentielle de production de π^+ dans les interactions $p+C$ à 31 GeV/c comparée aux prédictions de QGSP_BERT et FTF_BIC	147
6.17	Multiplicité différentielle de production de π^- dans les interactions $p+C$ à 31 GeV/c comparée aux prédictions de QGSP_BERT et FTF_BIC	148
6.18	Multiplicité différentielle de production de K^+ dans les interactions $p+C$ à 31 GeV/c comparée aux prédictions de QGSP_BERT et FTF_BIC	149
6.19	Multiplicité différentielle de production de K^- dans les interactions $p+C$ à 31 GeV/c comparée aux prédictions de QGSP_BERT et FTF_BIC	150
6.20	Multiplicité différentielle de production de K_S^0 dans les interactions $p+C$ à 31 GeV/c comparée aux prédictions de QGSP_BERT et FTF_BIC	151

6.21	Multiplicité différentielle de production de p dans les interactions $p+C$ à 31 GeV/ c comparée aux prédictions de QGSP_BERT et FTF_BIC	152
6.22	Multiplicité différentielle de production de $\bar{p}$ dans les interactions $p+C$ à 31 GeV/ c comparée aux prédictions de QGSP_BERT et FTF_BIC	153
6.23	Section efficace différentielle de production de π^+ dans les interactions $p+C$ à 3 GeV/ c comparée aux prédictions de QGSP_BERT et FTF_BIC	155
6.24	Section efficace différentielle de production de π^+ dans les interactions $p+C$ à 12 GeV/ c comparée aux prédictions de QGSP_BERT et FTF_BIC	156
6.25	Section efficace différentielle de production de p dans les interactions π^-+C à 3 GeV/ c comparée aux prédictions de QGSP_BERT et FTF_BIC	157
6.26	Section efficace différentielle de production de p dans les interactions π^-+C à 12 GeV/ c comparée aux prédictions de QGSP_BERT et FTF_BIC	158
6.27	Multiplicité différentielle de production de π^+ dans les interactions $p+p$ à 20 GeV/ c comparée aux prédictions de QGSP_BERT et FTF_BIC	159
6.28	Multiplicité différentielle de production de π^- dans les interactions $p+p$ à 31 GeV/ c comparée aux prédictions de QGSP_BERT et FTF_BIC	160
6.29	Multiplicité différentielle de production de π^+ dans les interactions $p+p$ à 80 GeV/ c comparée aux prédictions de QGSP_BERT et FTF_BIC	161
6.30	Rapport de production de π^- dans les interactions π^-+C à 158 GeV/ c comparée aux prédictions de QGSP_BERT et FTF_BIC	163
6.31	Rapport de production de π^+ dans les interactions π^-+C à 350 GeV/ c comparée aux prédictions de QGSP_BERT et FTF_BIC	164
7.1	Géométrie de la ligne de faisceau de T2K.	168
7.2	Géométrie de la cible de T2K	170
7.3	Les paramètres de <i>Twiss</i>	171
7.4	Profil de faisceau simulé	172
7.5	Impulsion et position de sortie des particules s'échappant de la cible	173
7.6	Rapport des espaces de phases des particules s'échappant de la cible	174
7.7	Prédictions des flux de ν_μ et ν_e à Super-Kamiokande par Jnubeam et VMC, utilisant GEANT3+GCALOR	178
7.8	Prédictions des flux de $\bar{\nu}_\mu$ et $\bar{\nu}_e$ à Super-Kamiokande par Jnubeam et VMC, utilisant GEANT3+GCALOR	178
7.9	Prédiction du flux de ν_μ à Super-Kamiokande par Jnubeam et VMC, utilisant le modèle FTF_BIC	180
7.10	Prédiction du flux de ν_e à Super-Kamiokande par Jnubeam et VMC, utilisant le modèle FTF_BIC	181
7.11	Prédiction du flux de ν_μ à Super-Kamiokande par Jnubeam et VMC, utilisant le modèle QGSP_BERT	182
7.12	Prédiction du flux de ν_e à Super-Kamiokande par Jnubeam et VMC, utilisant le modèle QGSP_BERT	183
7.13	Prédiction du rapport loin/proche des ν_μ par Jnubeam et VMC, utilisant les modèles QGSP_BERT et FTF_BIC	184
7.14	Espace de phase des parents de neutrinos allant vers Super-Kamiokande	185
7.15	Production de π^+ dans les interactions $p+C$ à 12 GeV/ c	187
7.16	Section efficace quasi-élastique dans les interactions $p+C$	188
7.17	Sources d'incertitudes sur la prédiction du flux de neutrinos à T2K	191
7.18	Erreurs systématique du flux de ν_μ et ν_e à Super-Kamiokande en 2011	193

7.19	Erreurs systématique du flux de ν_μ et ν_e à Super-Kamiokande en 2013	193
7.20	Multiplicité différentielle de production de K_S^0 comparée à la prédiction de FLUKA2008	195
7.21	Valeur des facteurs de re-pondération pour la production de K_L^0	196
7.22	Flux re-pondéré des ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$	197
7.23	Flux re-pondéré des ν_e et $\bar{\nu}_e$	198
7.24	Flux de ν_μ à Super-Kamiokande re-pondéré par les données de la cible longue de NA61/SHINE	199
7.25	Valeur de $\sin^2 2\theta_{13}$ en fonction de δ_{CP}	204
7.26	Spectre ajusté des ν_μ observés à Super-Kamiokande et contours à 90% de C.L. de $\sin^2 2\theta_{23}$ et $ \Delta m_{32}^2 $	204

Liste des tables

1.1	Réactions thermonucléaires ayant lieu dans le soleil.	7
1.2	Domaines Δm^2 accessibles selon les différents types d'expériences d'oscillations	15
1.3	Distance source-détecteur et énergie des expériences de neutrinos sur accélérateurs	25
2.1	Canaux d'interaction des neutrinos.	34
2.2	Sources de neutrinos au détecteur proche.	43
2.3	Sources de neutrinos au détecteur lointain.	44
3.1	Propriétés des éléments du système de déclenchement de NA61/SHINE.	52
3.2	Propriétés des cibles pour T2K à NA61/SHINE.	53
3.3	Données accumulées pour T2K à NA61/SHINE.	53
3.4	Caractéristiques des TPCs de NA61/SHINE.	55
5.1	Réduction du nombre d'événements	80
5.2	Effet de la sélection de traces sur le lot de données	81
5.3	Effet des sélections d'événements et de traces sur la simulation	82
5.4	Efficacités des sélections	86
5.5	Réduction du bruit de fond.	86
5.6	Nombre de K_S^0 extrait et corrigé dans chacun des intervalles de l'analyse.	97
5.7	Récapitulatif des erreurs systématiques	110
5.8	Section efficace différentielle, et les erreurs associées, pour chaque intervalles de l'analyse	114
6.1	Section efficace des interactions élastiques et quasi-élastiques prédites par QGSP_BERT et comparaison avec l'analyse de 2007	133
6.2	Corrections nécessaires au calcul de σ_{prod} prédites par QGSP_BERT et comparaison avec l'analyse de 2007	135
6.3	Valeurs des χ^2 réduits pour la production de pions	137
6.4	Valeurs des χ^2 réduits pour la production de kaons	138
6.5	Section efficace des interactions élastiques et quasi-élastiques prédites par QGSP_BERT et FTF_BIC	140
6.7	Valeurs des χ^2 réduits pour la production de pions	141
6.8	Valeurs des χ^2 réduits pour la production de kaons	142
6.6	Corrections nécessaires au calcul de σ_{prod} prédites par QGSP_BERT et FTF_BIC	143
6.9	Les cibles de HARP	154
7.1	Paramètres nécessaires à la simulation des flux de neutrinos à T2K	169
7.2	Processus de désintégration donnant naissance à un neutrino	175
7.3	Paramètres nécessaires au calcul de $\alpha(x_F, p_T)$	186

7.4	Données utilisées pour la re-pondération de la prédiction du faisceau de neutrinos à T2K	189
7.5	Couverture de l'espace de phase des kaons donnant naissance à un neutrino vers Super-Kamiokande par les données de Eichten, Allaby et NA61/SHINE	192
7.6	Récapitulatif de quelques éléments des futures expériences d'oscillations de neutrinos.	201

Bibliographie

- [1] **IceCube** Collaboration, M. Aartsen et al., *First observation of PeV-energy neutrinos with IceCube*, [Phys.Rev.Lett. **111** \(2013\) 021103](#), [arXiv:1304.5356 \[astro-ph.HE\]](#).
- [2] E. Fermi, *An attempt of a theory of beta radiation. 1.*, [Z.Phys. **88** \(1934\) 161–177](#).
- [3] C. Cowan, F. Reines, F. Harrison, H. Kruse, and A. McGuire, *Detection of the free neutrino : A Confirmation*, [Science **124** \(1956\) 103–104](#).
- [4] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. Sunyar, *Helicity of Neutrinos*, [Phys.Rev. **109** \(1958\) 1015–1017](#).
- [5] G. Danby, J. Gaillard, K. A. Goulios, L. Lederman, N. B. Mistry, et al., *Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos*, [Phys.Rev.Lett. **9** \(1962\) 36–44](#).
- [6] **ALEPH, DELPHI, L3 , OPAL, SLD, LEP Electroweak Working Group, SLD Electroweak Group, SLD Heavy Flavour Group** Collaboration, S. Schael et al., *Precision electroweak measurements on the Z resonance*, [Phys.Rept. **427** \(2006\) 257–454](#), [arXiv:hep-ex/0509008 \[hep-ex\]](#).
- [7] **DONUT** Collaboration, K. Kodama et al., *Observation of tau neutrino interactions*, [Phys.Lett. **B504** \(2001\) 218–224](#), [arXiv:hep-ex/0012035 \[hep-ex\]](#).
- [8] E. Majorana, *Theory of the Symmetry of Electrons and Positrons*, [Nuovo Cim. **14** \(1937\) 171–184](#).
- [9] **SNO+** Collaboration, J. Maneira and t. S. Collaboration, *The SNO+ experiment : status and overview*, [J.Phys.Conf.Ser. **447** \(2013\) 012065](#).
- [10] **SuperNEMO** Collaboration, F. Nova, *SuperNEMO - the next generation double beta decay experiment*, [Nucl.Phys.Proc.Suppl. **229-232** \(2012\) 490](#).
- [11] **NEXT** Collaboration, *Present status and future perspectives of the NEXT experiment*, [arXiv:1307.3914 \[physics.ins-det\]](#).
- [12] J. Davis, Raymond, D. S. Harmer, and K. C. Hoffman, *Search for neutrinos from the sun*, [Phys.Rev.Lett. **20** \(1968\) 1205–1209](#).
- [13] **GALLEX** Collaboration, W. Hampel et al., *GALLEX solar neutrino observations : Results for GALLEX III.*, [Phys.Lett. **B388** \(1996\) 384–396](#).
- [14] D. Abdurashitov, V. Gavrin, S. Girin, V. Gorbachev, T. V. Ibragimova, et al., *The Russian-American gallium experiment (SAGE) Cr neutrino source measurement*, [Phys.Rev.Lett. **77** \(1996\) 4708–4711](#).

- [15] E. Bellotti, *First results from GNO*, [Nucl.Phys.Proc.Suppl. **91** \(2001\) 44–49](#).
- [16] **Kamiokande** Collaboration, Y. Fukuda et al., *Solar neutrino data covering solar cycle 22*, [Phys.Rev.Lett. **77** \(1996\) 1683–1686](#).
- [17] **Super-Kamiokande** Collaboration, Y. Fukuda et al., *Measurement of the solar neutrino energy spectrum using neutrino electron scattering*, [Phys.Rev.Lett. **82** \(1999\) 2430–2434](#), [arXiv:hep-ex/9812011 \[hep-ex\]](#).
- [18] B. Pontecorvo, *Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge*, [Sov.Phys.JETP **7** \(1958\) 172–173](#).
- [19] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, *Remarks on the unified model of elementary particles*, [Prog.Theor.Phys. **28** \(1962\) 870–880](#).
- [20] **SNO** Collaboration, Q. Ahmad et al., *Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*, [Phys.Rev.Lett. **89** \(2002\) 011301](#), [arXiv:nucl-ex/0204008 \[nucl-ex\]](#).
- [21] A. de Gouvea, *TASI lectures on neutrino physics*, [arXiv:hep-ph/0411274 \[hep-ph\]](#).
- [22] R. Becker-Szendy, C. Bratton, D. Casper, S. Dye, W. Gajewski, et al., *Neutrino measurements with the IMB detector*, [Nucl.Phys.Proc.Suppl. **38** \(1995\) 331–336](#).
- [23] W. Allison, G. Alner, D. Ayres, W. Barrett, C. Bode, et al., *Measurement of the atmospheric neutrino flavor composition in Soudan-2*, [Phys.Lett. **B391** \(1997\) 491–500](#), [arXiv:hep-ex/9611007 \[hep-ex\]](#).
- [24] **MACRO** Collaboration, M. Ambrosio et al., *Measurement of the atmospheric neutrino induced upgoing muon flux using MACRO*, [Phys.Lett. **B434** \(1998\) 451–457](#), [arXiv:hep-ex/9807005 \[hep-ex\]](#).
- [25] **Kamiokande** Collaboration, Y. Fukuda et al., *Atmospheric muon-neutrino / electron-neutrino ratio in the multiGeV energy range*, [Phys.Lett. **B335** \(1994\) 237–245](#).
- [26] **Super-Kamiokande** Collaboration, Y. Fukuda et al., *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, [Phys.Rev.Lett. **81** \(1998\) 1562–1567](#), [arXiv:hep-ex/9807003 \[hep-ex\]](#).
- [27] V. Barger, D. Marfatia, and K. Whisnant, *Progress in the physics of massive neutrinos*, [Int.J.Mod.Phys. **E12** \(2003\) 569–647](#), [arXiv:hep-ph/0308123 \[hep-ph\]](#).
- [28] J. B. et al., *Review of Particle Physics*, [Physical Review D **86** \(2012\) 010001+](#), <http://pdg.lbl.gov>.
- [29] J.-M. Levy, *On ultra-relativistic approximations, unobservable phases and other hand-waving in the derivation of the neutrino oscillation length*, [arXiv:0901.0408 \[hep-ph\]](#).
- [30] H. J. Lipkin, *Quantum theory of neutrino oscillations for pedestrians : Simple answers to confusing questions*, [Phys.Lett. **B642** \(2006\) 366–371](#), [arXiv:hep-ph/0505141 \[hep-ph\]](#).

-
- [31] E. K. Akhmedov and J. Kopp, *Neutrino oscillations : Quantum mechanics vs. quantum field theory*, *JHEP* **1004** (2010) 008, [arXiv:1001.4815 \[hep-ph\]](#).
- [32] **KamLAND** Collaboration, T. Araki et al., *Measurement of neutrino oscillation with KamLAND : Evidence of spectral distortion*, *Phys.Rev.Lett.* **94** (2005) 081801, [arXiv:hep-ex/0406035 \[hep-ex\]](#).
- [33] L. Wolfenstein, *Neutrino Oscillations in Matter*, *Phys.Rev.* **D17** (1978) 2369–2374.
- [34] A. Y. Smirnov, *The MSW effect and solar neutrinos*, [arXiv:hep-ph/0305106 \[hep-ph\]](#).
- [35] E. Alekseev, L. Alekseeva, V. Volchenko, and I. Krivosheina, *Possible Detection of a Neutrino Signal on 23 February 1987 at the Baksan Underground Scintillation Telescope of the Institute of Nuclear Research*, *JETP Lett.* **45** (1987) 589–592.
- [36] T. J. Loredo and D. Q. Lamb, *Bayesian analysis of neutrinos observed from supernova SN-1987A*, *Phys.Rev.* **D65** (2002) 063002, [arXiv:astro-ph/0107260 \[astro-ph\]](#).
- [37] **Mainz** Collaboration, C. Weinheimer, B. Degen, A. Bleile, J. Bonn, L. Bornschein, et al., *High precision measurement of the tritium beta spectrum near its endpoint and upper limit on the neutrino mass*, *Phys.Lett.* **B460** (1999) 219–226.
- [38] **Troitsk** Collaboration, V. Aseev et al., *An upper limit on electron antineutrino mass from Troitsk experiment*, *Phys.Rev.* **D84** (2011) 112003, [arXiv:1108.5034 \[hep-ex\]](#).
- [39] **KATRIN** Collaboration, A. Osipowicz et al., *KATRIN : A Next generation tritium beta decay experiment with sub-eV sensitivity for the electron neutrino mass. Letter of intent*, [arXiv:hep-ex/0109033 \[hep-ex\]](#).
- [40] C. Weinheimer and K. Zuber, *Neutrino Masses*, [arXiv:1307.3518 \[hep-ex\]](#).
- [41] G. Bellini, J. Benziger, D. Bick, S. Bonetti, G. Bonfini, et al., *Precision measurement of the ^7Be solar neutrino interaction rate in Borexino*, *Phys.Rev.Lett.* **107** (2011) 141302, [arXiv:1104.1816 \[hep-ex\]](#).
- [42] M. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, J. Salvado, and T. Schwetz, *Global fit to three neutrino mixing : critical look at present precision*, *JHEP* **1212** (2012) 123, [arXiv:1209.3023 \[hep-ph\]](#).
- [43] **K2K** Collaboration, M. Ahn et al., *Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment*, *Phys.Rev.* **D74** (2006) 072003, [arXiv:hep-ex/0606032 \[hep-ex\]](#).
- [44] **MINOS** Collaboration, P. Adamson et al., *Measurement of Neutrino Oscillations with the MINOS Detectors in the NuMI Beam*, *Phys.Rev.Lett.* **101** (2008) 131802, [arXiv:0806.2237 \[hep-ex\]](#).
- [45] **MINOS+** Collaboration, G. Tzanankos et al., *MINOS+ : a Proposal to FNAL to run MINOS with the medium energy NuMI beam*, .
- [46] **NOvA** Collaboration, A. Habig, *The NOvA Experiment*, *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* **229-232** (2012) 460.
- [47] **T2K** Collaboration, K. Abe et al., *The T2K Experiment*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A659** (2011) 106–135, [arXiv:1106.1238 \[physics.ins-det\]](#).

- [48] **T2K** Collaboration, K. Abe et al., *First Muon-Neutrino Disappearance Study with an Off-Axis Beam*, *Phys.Rev.* **D85** (2012) 031103, [arXiv:1201.1386 \[hep-ex\]](#).
- [49] **MINOS** Collaboration, J. Evans, *The MINOS experiment : results and prospects*, *Advances in High Energy Physics*, special issue on Neutrino Masses and Oscillations (2013) , [arXiv:1307.0721 \[hep-ex\]](#).
- [50] **OPERA** Collaboration, N. Agafonova et al., *Observation of a first ν_τ candidate in the OPERA experiment in the CNGS beam*, *Phys.Lett.* **B691** (2010) 138–145, [arXiv:1006.1623 \[hep-ex\]](#).
- [51] **OPERA** Collaboration, N. Agafonova et al., *New results on $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ appearance with the OPERA experiment in the CNGS beam*, [arXiv:1308.2553 \[hep-ex\]](#).
- [52] **CHOOZ** Collaboration, M. Apollonio et al., *Search for neutrino oscillations on a long baseline at the CHOOZ nuclear power station*, *Eur.Phys.J.* **C27** (2003) 331–374, [arXiv:hep-ex/0301017 \[hep-ex\]](#).
- [53] **Palo Verde** Collaboration, F. Boehm, J. Busenitz, B. Cook, G. Gratta, H. Henrikson, et al., *Final results from the Palo Verde neutrino oscillation experiment*, *Phys.Rev.* **D64** (2001) 112001, [arXiv:hep-ex/0107009 \[hep-ex\]](#).
- [54] **Double Chooz** Collaboration, F. Ardellier et al., *Double Chooz : A Search for the neutrino mixing angle $\theta(13)$* , [arXiv:hep-ex/0606025 \[hep-ex\]](#).
- [55] **Daya-Bay** Collaboration, X. Guo et al., *A Precision measurement of the neutrino mixing angle θ_{13} using reactor antineutrinos at Daya-Bay*, [arXiv:hep-ex/0701029 \[hep-ex\]](#).
- [56] **RENO** Collaboration, J. Ahn et al., *RENO : An Experiment for Neutrino Oscillation Parameter θ_{13} Using Reactor Neutrinos at Yonggwang*, [arXiv:1003.1391 \[hep-ex\]](#).
- [57] **DAYA-BAY** Collaboration, F. An et al., *Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay*, *Phys.Rev.Lett.* **108** (2012) 171803, [arXiv:1203.1669 \[hep-ex\]](#).
- [58] **T2K** Collaboration, K. Abe et al., *Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-produced Off-axis Muon Neutrino Beam*, *Phys.Rev.Lett.* **107** (2011) 041801, [arXiv:1106.2822 \[hep-ex\]](#).
- [59] S. Bhadra, M. Cadabeschi, P. de Perio, V. Galymov, M. Hartz, et al., *Optical Transition Radiation Monitor for the T2K Experiment*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A703** (2013) 45–58, [arXiv:1201.1922 \[physics.ins-det\]](#).
- [60] A. Ichikawa, *Design concept of the magnetic horn system for the T2K neutrino beam*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A690** (2012) 27–33.
- [61] N. Abgrall et al., *Neutrino Flux Prediction*, 2011. T2K Internal note - TN038.
- [62] Y. Hayato, *A neutrino interaction simulation program library NEUT*, *Acta Phys.Polon.* **B40** (2009) 2477–2489.
- [63] J.-M. Levy, *Kinematics of an off axis neutrino beam*, [arXiv:1005.0574 \[hep-ex\]](#).

-
- [64] **Super-Kamiokande** Collaboration, H. Nishino et al., *Search for Proton Decay via $p \rightarrow e + \pi^0$ and $p \rightarrow \mu + \pi^0$ in a Large Water Cherenkov Detector*, *Phys.Rev.Lett.* **102** (2009) 141801, [arXiv:0903.0676 \[hep-ex\]](#).
- [65] **Super-Kamiokande** Collaboration, Y. Fukuda et al., *Measurement of the solar neutrino energy spectrum using neutrino electron scattering*, *Phys.Rev.Lett.* **82** (1999) 2430–2434, [arXiv:hep-ex/9812011 \[hep-ex\]](#).
- [66] **Super-Kamiokande** Collaboration, Y. Fukuda et al., *The Super-Kamiokande detector*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A501** (2003) 418–462.
- [67] **T2K** Collaboration, K. Abe et al., *Evidence of Electron Neutrino Appearance in a Muon Neutrino Beam*, [arXiv:1304.0841 \[hep-ex\]](#).
- [68] **NA61/SHINE** Collaboration, N. Abgrall et al., *Pion emission from the T2K replica target : method, results and application*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A701** (2013) 99–114, [arXiv:1207.2114 \[hep-ex\]](#).
- [69] N. Antoniou, *Additional Information Requested in the Proposal Review Process*, Tech. Rep. SPSC-P-330 Add.1. CERN-SPSC-2007-004, Jun, 2007.
- [70] N. Antoniou, *Further Information Requested in the Proposal Review Process*, Tech. Rep. SPSC-P-330 Add.2. CERN-SPSC-2007-019, Jun, 2007.
- [71] N. Abgrall, *Calibration and Analysis of the 2007 Data*, Tech. Rep. CERN-SPSC-2008-018. SPSC-SR-033, CERN, Geneva, Jul, 2008.
- [72] N. Abgrall et al., *Report from the NA61/SHINE experiment at the CERN SPS*, Tech. Rep. CERN-SPSC-2012-029. SPSC-SR-107, CERN, Geneva, Oct, 2012.
- [73] **NOvA** Collaboration, D. Ayres et al., *NOvA : Proposal to build a 30 kiloton off-axis detector to study $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations in the NuMI beamline*, [arXiv:hep-ex/0503053 \[hep-ex\]](#).
- [74] **Pierre Auger** Collaboration, J. Abraham et al., *Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A523** (2004) 50–95.
- [75] **KASCADE** Collaboration, T. Antoni et al., *The Cosmic ray experiment KASCADE*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A513** (2003) 490–510.
- [76] M. Gazdzicki, M. Gorenstein, and P. Seyboth, *Onset of deconfinement in nucleus-nucleus collisions : Review for pedestrians and experts*, *Acta Phys.Polon.* **B42** (2011) 307–351, [arXiv:1006.1765 \[hep-ph\]](#).
- [77] **NA49** Collaboration, S. Afanasev et al., *The NA49 large acceptance hadron detector*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A430** (1999) 210–244.
- [78] **NA61/SHINE** Collaboration, N. Abgrall et al., *Measurements of Cross Sections and Charged Pion Spectra in Proton-Carbon Interactions at 31 GeV/c*, *Phys.Rev.* **C84** (2011) 034604, [arXiv:1102.0983 \[hep-ex\]](#).

- [79] **NA61/SHINE** Collaboration, N. Abgrall et al., *Measurement of Production Properties of Positively Charged Kaons in Proton-Carbon Interactions at 31 GeV/c*, [Phys.Rev. **C85** \(2012\) 035210](#), [arXiv:1112.0150 \[hep-ex\]](#).
- [80] C. Strabel, *Energieabhaengigkeit der K_S^0 -Produktion in zentralen Pb+Pb Reaktionen*, Master's thesis, Goethe University Frankfurt, 2006.
- [81] C. Strabel, *Evaluation of Particle Yields in 30 GeV Proton-Carbon Inelastic Interactions for Estimating the T2K Neutrino Flux*. PhD thesis, ETHZ Zurich, 2011.
- [82] D. Sgalaberna, *Production Cross Section of pC interactions with 31 GeV/c momentum with 2009 data at NA61*, 2012. NA61/SHINE Internal note.
- [83] G. Bellettini, *Proton-nuclei cross sections at 20 GeV*, Nucl.Phys. **79** (1966) 609–624.
- [84] A. Carroll, I.-H. Chiang, T. Kycia, K. Li, M. Marx, et al., *Absorption Cross-Sections of $\pi^\pm$, $K^\pm$, p and anti- p on Nuclei Between 60-GeV/c and 280-GeV/c*, [Phys.Lett. **B80** \(1979\) 319](#).
- [85] S. Denisov, S. Donskov, Y. Gorin, R. Krasnokutsky, A. Petrukhin, et al., *Absorption cross-sections for pions, kaons, protons and anti-protons on complex nuclei in the 6-GeV/c to 60-GeV/c momentum range*, [Nucl.Phys. **B61** \(1973\) 62–76](#).
- [86] **NA61/SHINE** Collaboration, A. Korzenev, *Hadron production from NA61*, in *EPS HEP2013, proceeding in preparation*. 2013.
- [87] N. Abgrall et al., *Precise measurements of $\pi^\pm$, $K^\pm$, K_S^0 and (anti)proton production in Proton-Carbon interactions at 31 GeV/c*, 2013.
- [88] S. Murphy, *Measurement of charged Pion and Kaon production cross sections with NA61/SHINE for T2K*, 2012.
- [89] R. Sternheimer and R. Peierls, *General expression for the density effect for the ionization loss of charged particles*, [Phys.Rev. **B3** \(1971\) 3681–3692](#).
- [90] M. Posiadala, *Measurements of Hadronic Cross Section for Precise Determination of Neutrino Beam Properties in T2K Oscillation Experiment*. PhD thesis, University of Warsaw, 2011.
- [91] T. Palczewski, *Study of particle production in hadron-nucleus interactions for neutrino experiments*. PhD thesis, Soltan Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland, 2012.
- [92] J. Podolanski and R. Armenteros, *III. Analysis of V-Events*, Philosophical Magazine Series 7 **45 :360** (1953) 13–30.
- [93] S. A. Bull, *Strange Particle and Antiparticle Production in Proton-Beryllium Interactions at 40 GeV/c at the CERN NA57 Experiment*. PhD thesis, University of Birmingham, 2005.
- [94] W. Verkerke and D. Kirkby, *The RooFit toolkit for data modeling*, ArXiv Physics e-prints (June, 2003) , [arXiv:physics/0306116](#).
- [95] A. Lazzaro and L. Moneta, *MINUIT package parallelization and applications using the RooFit package*, Journal of Physics : Conference Series **219** no. 4, 042044.

-
- [96] M. Bonesini, A. Marchionni, F. Pietropaolo, and T. Tabarelli de Fatis, *On Particle production for high-energy neutrino beams*, *Eur.Phys.J.* **C20** (2001) 13–27, [arXiv:hep-ph/0101163 \[hep-ph\]](#).
- [97] **ALICE** Collaboration, I. Hrivnacova, O. Datskova, A. Gheata, A. Morsch, and E. Sicking, *The ALICE Geant4 simulation*, *J.Phys.Conf.Ser.* **331** (2011) 032016.
- [98] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A. McPherson, and P. Zanmarini, *GEANT3*, .
- [99] **GEANT4** Collaboration, S. Agostinelli et al., *GEANT4 : A Simulation toolkit*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A506** (2003) 250–303.
- [100] G. Battistoni, F. Cerutti, A. Ferrari, J. Ranft, S. Roesler, et al., *Hadron production simulation by FLUKA*, *J.Phys.Conf.Ser.* **408** (2013) 012051.
- [101] R. Brun and F. Rademakers, *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*, *Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. A* **389** 81–86, year=.
- [102] I. Hřivnáčová, *The Geant4 Virtual Monte Carlo*, 2007.
- [103] D. H. Wright, T. Koi, G. Folger, V. Ivanchenko, M. Kossov, et al., *Low and high energy modeling in GEANT4*, *AIP Conf.Proc.* **896** (2007) 11–20.
- [104] A. Heikkinen, N. Stepanov, and J. P. Wellisch, *Bertini intranuclear cascade implementation in GEANT4*, eConf **C0303241** (2003) MOMT008, [arXiv:nucl-th/0306008 \[nucl-th\]](#).
- [105] G. Folger, V. Ivanchenko, and J. P. Wellisch *Eur. Phys. Journal A* **21** (2004) 407.
- [106] G. Folger and J. Wellisch, *String parton models in GEANT4*, eConf **C0303241** (2003) MOMT007, [arXiv:nucl-th/0306007 \[nucl-th\]](#).
- [107] V. Uzhinsky, *Tuning of the GEANT4 FRITIOF (FTF) Model Using NA61/SHINE Experimental Data*, [arXiv:1109.6768 \[hep-ph\]](#).
- [108] F. official website. <http://www.fluka.org/>.
- [109] A. Ferrari and P. Sala, *The Physics of High Energy Reactions*, World Scientific **2** (1998) 242–532.
- [110] A. Ferrari and P. Sala, *GEANT Hadronic Event Generators : a comparison at the single interaction level*, .
- [111] H. Fesefeldt, *GHEISHA : The simulation of hadronic showers - Physics and applications*, Report PITHA **85** (1985) 02.
- [112] A. Fasso, A. Ferrari, J. Ranft, and P. Sala, *FLUKA : Present status and future developments*, *Conf.Proc.* **C9309194** (1993) 493–502.
- [113] T. Gabriel, J. Alsmiller, R.G., and M. Guthrie, *An Extrapolation Method for Predicting Nucleon and Pion Differential Production Cross-Sections from High Energy (> 3 GeV) Nucleon-Nucleus Collisions*, .
- [114] S. Banerjee, G. Folger, A. Ivanchenko, V. Ivanchenko, M. Kossov, et al., *Validation of Geant4 hadronic generators versus thin target data*, *J.Phys.Conf.Ser.* **331** (2011) 032034.

- [115] J. Apostolakis, G. Folger, V. Grichine, A. Heikkinen, A. Howard, et al., *Progress in hadronic physics modelling in Geant4*, *J.Phys.Conf.Ser.* **160** (2009) 012073.
- [116] T. Koi, D. H. Wright, G. Folger, V. Ivanchenko, M. Kossov, et al., *Validation of hadronic models in GEANT4*, *AIP Conf.Proc.* **896** (2007) 21–30.
- [117] A. Ribon et al., *Geant4 Physics List for HEP*, IEEE NSS Conf. **02** .
- [118] G. Bellettini, *Absolute Measurements of Proton-Proton Small-Angle Elastic Scattering and Total Cross Section at 10, 19 and 26 GeV/c*, *Nucl.Phys.* **14** (1965) 164–168.
- [119] U. Wiedemann, *Communication privée*, .
- [120] R. Engel, *Communication privée*, .
- [121] A. Ribon, *Communication privée*, .
- [122] R. Glauber and G. Matthiae, *High Energy Scattering of Protons by Nuclei*, *Nuclear Physics B* **21** (1970) 135–157.
- [123] L. Zambelli, *Virtual Monte Carlo in the NA61/SHINE experiment*, 2013.
https://edms.cern.ch/file/1250157/1/VMC_internal_note_laura.pdf.
NA61/SHINE Internal note.
- [124] N. Abgrall and B. Popov, *Fluka2011 vs GiBUU*, 2012.
<https://edms.cern.ch/file/1219646/1/gibuu.pdf>. NA61/SHINE-T2K Internal note.
- [125] N. Abgrall and B. Popov, *Fluka in T2K and NA61/SHINE (from Fluka2008.3b to Fluka2011.2.10)*, 2012. https://edms.cern.ch/file/1186772/1/fluka_vs_na61.pdf.
NA61/SHINE-T2K Internal note.
- [126] G. Battistoni, F. Cerutti, A. Ferrari, J. Ranft, S. Roesler, et al., *Hadron production simulation by FLUKA*, *J.Phys.Conf.Ser.* **408** (2013) 012051.
- [127] A. Dotti, J. Apostolakis, G. Folger, V. Grichine, V. Ivanchenko, et al., *Recent improvements on the description of hadronic interactions in Geant4*, *J.Phys.Conf.Ser.* **293** (2011) 012022.
- [128] **HARP-CDP** Collaboration, A. Bolshakova et al., *HARP-CDP hadroproduction data : Comparison with FLUKA and GEANT4 simulations*, *Eur.Phys.J.* **C70** (2010) 543–553, [arXiv:1006.3429](https://arxiv.org/abs/1006.3429) [[hep-ex](#)].
- [129] V. Uzhinsky, *How to Improve UrQMD Model to Describe NA61/SHINE Experimental Data*, *arXiv* 1107.0374 (2011) .
- [130] **HARP-CDP** Collaboration, A. Bolshakova et al., *Comparison of Geant4 hadron generation with data from the interactions with beryllium nuclei of +8.9-GeV/c protons and pions, and of -8.0-GeV/c pions*, *Eur.Phys.J.* **C56** (2008) 323–332, [arXiv:0804.3013](https://arxiv.org/abs/0804.3013) [[hep-ex](#)].
- [131] V. Uzhinsky, J. Apostolakis, G. Folger, V. Ivanchenko, M. Kossov, et al., *GEANT4 simulation of hadronic interactions at 8-GeV/c to 10-GeV/c : Response to the HARP-CDP group*, *Eur.Phys.J.* **C61** (2009) 237–246.

-
- [132] **HARP** Collaboration, M. Apollonio et al., *Forward production of charged pions with incident $\pi^\pm$ on nuclear targets measured at the CERN PS*, *Nucl.Phys.* **A821** (2009) 118–192, [arXiv:0902.2105 \[hep-ex\]](#).
- [133] **HARP** Collaboration, M. Apollonio et al., *Forward production of charged pions with incident protons on nuclear targets at the CERN PS*, *Phys.Rev.* **C80** (2009) 035208, [arXiv:0907.3857 \[hep-ex\]](#).
- [134] **HARP** Collaboration, M. Catanesi et al., *Measurement of the production cross-sections of $\pi^\pm$ in $p - C$ and $\pi^\pm - C$ interactions at 12-GeV/c*, *Astropart.Phys.* **29** (2008) 257–281.
- [135] **HARP** Collaboration, M. Apollonio et al., *Measurements of forward proton production with incident protons and charged pions on nuclear targets at the CERN Proton Synchrotron*, *Phys.Rev.* **C82** (2010) 045208, [arXiv:1006.1223 \[hep-ex\]](#).
- [136] **HARP** Collaboration, M. Apollonio et al., *Large-angle production of charged pions with incident pion beams on nuclear targets*, *Phys.Rev.* **C80** (2009) 065207, [arXiv:0907.1428 \[hep-ex\]](#).
- [137] **NA61/SHINE** Collaboration, A. Aduszkiewicz, *New results of NA61/SHINE at the CERN SPS*, in *EuNPC*. 2012.
- [138] **NA61/SHINE** Collaboration, S. Pulawski, *Identified hadron spectra in $p+p$ interactions at 20, 31, 40, 80 and 158 GeV/c from NA61/SHINE at the CERN SPS*, in *CPOD*. 2013.
- [139] **NA61/SHINE** Collaboration, M. Unger, *Results from NA61/SHINE*, [arXiv:1305.5281 \[nucl-ex\]](#).
- [140] VMC, *Release Notes*, http://root.cern.ch/root/vmc/geant4_vmc_versions.txt.
- [141] Geant4, *Release Notes 4.9.5*, <http://geant4.cern.ch/support/ReleaseNotes4.9.5.html>.
- [142] Geant4, *Release Notes 4.9.6*, geant4.web.cern.ch/geant4/support/ReleaseNotes4.9.6.html.
- [143] **HARP** Collaboration, M. Catanesi et al., *The HARP detector at the CERN PS*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A571** (2007) 527–561.
- [144] **MiniBooNE** Collaboration, A. Aguilar-Arevalo et al., *The MiniBooNE Detector*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A599** (2009) 28–46, [arXiv:0806.4201 \[hep-ex\]](#).
- [145] **K2K** Collaboration, A. Suzuki et al., *Design, construction, and operation of SciFi tracking detector for K2K experiment*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A453** (2000) 165–176, [arXiv:hep-ex/0004024 \[hep-ex\]](#).
- [146] *The Durham hepData project*, <http://durpdg.dur.ac.uk/>.
- [147] N. Abgrall and B. Popov, *Fluka2011 vs HARP data : charged pion and proton production in pC , $\pi^\pm C$, pAl and $\pi^\pm Al$ interactions*, 2012. https://edms.cern.ch/file/1184197/2/fluka2011_harp_updated.pdf.
NA61/SHINE-T2K Internal note.

- [148] N. Abgrall and B. Popov, *Fluka2011 vs HARP data : charged pion and proton production in p -Ta and $\pi^\pm$ -Ta interactions*, 2012.
https://edms.cern.ch/file/1218221/1/fluka2011_harp_ta.pdf. NA61/SHINE-T2K Internal note.
- [149] L. Zambelli, *Comparison of Geant4 physics list predictions for production of charged pions and protons in $\pi^\pm$ -C, p -C $\pi^\pm$ -Al and p -Al interactions with HARP experimental data*, 2013. https://edms.cern.ch/file/1290050/1/Geant4_HARP_Zambelli.pdf. NA61/SHINE Internal note.
- [150] **NA61/SHINE** Collaboration, H. Dembinski, *Measurement of hadron-carbon interactions for better understanding of air showers with NA61/SHINE*, in *ICRC*. 2013.
- [151] **T2K** Collaboration, K. Abe et al., *The T2K Neutrino Flux Prediction*, *Phys.Rev.* **D87** (2013) 012001, [arXiv:1211.0469](https://arxiv.org/abs/1211.0469) [[hep-ex](#)].
- [152] T. Eichten, D. Haidt, J. Pattison, W. Venus, H. Wachsmuth, et al., *Particle production in proton interactions in nuclei at 24-GeV/c*, *Nucl.Phys.* **B44** (1972) 333–343.
- [153] **IHEP-CERN Collaboration** Collaboration, J. Allaby et al., *Total cross-sections of π^- , k^- , and $\bar{p}$ on protons and deuterons in the momentum range 20-65 GeV/c* , *Phys.Lett.* **B30** (1969) 500–505.
- [154] **E910** Collaboration, I. Chemakin et al., *Pion production by protons on a thin beryllium target at 6.4-GeV, 12.3-GeV/c, and 17.5-GeV/c incident proton momenta*, *Phys.Rev.* **C77** (2008) 015209, [arXiv:0707.2375](https://arxiv.org/abs/0707.2375) [[nucl-ex](#)].
- [155] R. P. Feynman, *Very high-energy collisions of hadrons*, *Phys.Rev.Lett.* **23** (1969) 1415–1417.
- [156] R. Abrams, R. Cool, G. Giacomelli, T. Kycia, B. Leontic, et al., *Total cross-sections of $K^\pm$ mesons and anti-protons on nucleons up to 3.3-GeV/c*, *Phys.Rev.* **D1** (1970) 1917–1935.
- [157] J. Allaby, Y. Bushnin, Y. Gorin, S. Denisov, G. Giacomelli, et al., *Total and absorption cross-sections of π^- , k^- and $\bar{p}$ in the momentum range 20-65 GeV/c* , *Yad.Fiz.* **12** (1970) 538–557.
- [158] **IHEP-CERN Collaboration** Collaboration, J. Allaby et al., *Total cross-sections of π^- , k^- , and $\bar{p}$ on protons and deuterons in the momentum range 20-65 GeV/c* , *Phys.Lett.* **B30** (1969) 500–505.
- [159] B. Allardyce, C. Batty, D. Baugh, E. Friedman, G. Heymann, et al., *Pion reaction cross-sections and nuclear sizes*, *Nucl.Phys.* **A209** (1973) 1–51.
- [160] B. Bobchenko, A. Buklei, A. Vlasov, L. Vorobev, N. Goryainov, et al., *Measurement of Total Inelastic Cross-Sections From Proton Interactions with Nuclei in the Momentum Range From 5-GeV/c to 9-GeV/c and π^- Mesons with Nuclei in the Momentum Range From 1.75-GeV/c to 6.5-GeV/c*, *Sov.J.Nucl.Phys.* **30** (1979) 805.
- [161] J. Cronin, R. Cool, and A. Abashian, *Cross Sections of Nuclei for High-Energy Pions*, *Phys.Rev.* **107** (1957) 1121–1130.

-
- [162] F. Chen, C. Leavitt, and A. Shapiro, *Attenuation Cross Sections for 860 MeV Protons*, Phys.Rev. **99** (1955) 857.
- [163] M. J. Longo and B. J. Moyer, *Nucleon and Nuclear Cross Sections for Positive Pions and Protons above 1.4 BeV/c*, Phys.Rev. **125** (1962) 701–713.
- [164] V. Fedorov, Y. Grishuk, M. Kosov, G. Leksin, N. Pivnyuk, et al., *Total Inelastic Cross-Sections for π Mesons on Nuclei in the 2-GeV/c to 6-GeV/c Momentum Range*, Sov.J.Nucl.Phys. **27** (1978) 222.
- [165] V. Galymov, *Neutrino flux predictions for the T2K long baseline neutrino oscillation experiment*. PhD thesis, York University, Toronto, Canada, 2012.
- [166] V. Galymov et al., *Neutrino Flux Uncertainty*, 2011. T2K Internal note - TN039.
- [167] N. Abgrall, *Constraining neutrino flux predictions with hadron production data : the NA61/SHINE measurements for the T2K experiment*. PhD thesis, University of Geneva, 2011.
- [168] A. Stahl, C. Wiebusch, A. Guler, M. Kamiscioglu, R. Sever, et al., *Expression of Interest for a very long baseline neutrino oscillation experiment (LBNO)*, .
- [169] LBNE, *Long-Baseline Neutrino Experiment (LBNE) Project Conceptual Design Report*, 2012. Volume 1 : The LBNE Project.
- [170] K. Abe, T. Abe, H. Aihara, Y. Fukuda, Y. Hayato, et al., *Letter of Intent : The Hyper-Kamiokande Experiment — Detector Design and Physics Potential —*, [arXiv:1109.3262](#) [hep-ex].
- [171] **T2K** Collaboration, M. Wilking, *New Results from the T2K experiment : Observation of ν_e appearance from a ν_μ beam*, in *EPS HEP2013, proceeding in preparation*. 2013.
- [172] **T2K** Collaboration, K. Abe et al., *Measurement of Neutrino Oscillation Parameters from Muon Neutrino Disappearance with an Off-axis Beam*, [arXiv:1308.0465](#) [hep-ex].

Résumé :

T2K est une expérience d'oscillation de neutrinos basée au Japon, dont le principal but est une première mesure précise de l'angle de mélange θ_{13} de la matrice $PMNS$. Cette mesure est réalisée via l'apparition de neutrinos électroniques dans un faisceau de neutrinos muoniques, 300 km après leur création. Le faisceau de neutrinos est créé par la désintégration en vol de particules instables (pions, kaons, muons) produites par les interactions de protons à 31 GeV/c contre une cible de carbone. Principalement composé de neutrinos muoniques, le faisceau ainsi créé présente également une composante électronique, constituant la source d'erreur dominante pour la mesure de θ_{13} . Afin de comprendre, et prédire cette contamination électronique, une expérience parallèle d'hadroproduction est utilisée, NA61/SHINE au CERN, qui reproduit les conditions de création du faisceau de T2K et mesure la cinématique des hadrons produits grâce à deux types de cibles : mince et réplique. La mesure du taux de production des kaons neutres sur cible mince est présentée dans cette thèse. Cette mesure, combinée avec celle des hadrons chargés, est ensuite injectée dans la chaîne de simulation de T2K. Le développement d'une simulation basée sur l'outil générique VMC nous a permis un cadre unique pour la simulation des deux expériences. Cet outil a également permis de tester les prédictions d'une large gamme de modèles de physique hadronique sur les données des expériences NA61/SHINE et HARP montrant que le modèle d'interaction Fritiof est le plus prometteur à ces énergies. Ces ingrédients ont joué un rôle important dans la première observation de θ_{13} , et dans les réductions de son incertitude.

Mots-clés : T2K, NA61/SHINE, Neutrino, Hadroproduction, Virtual Monte Carlo, Fritiof, Particule neutre étrange, θ_{13}

Abstract:

T2K is a long baseline neutrino oscillation experiment on accelerator based in Japan, whose primary goal is a precise measurement of the θ_{13} angle of the $PMNS$ matrix. This measurement is possible through the appearance of electronic neutrinos out of a muonic neutrino beam, 300 km downstream after their creation point. Neutrinos are made by the decay in flight of unstable particles (pions, kaons, muons) produced by 31 GeV/c accelerated protons impinging onto a carbon target. Most of the neutrinos produced are of muonic-type, but a non-negligible amount of electronic neutrinos is also created, which will contribute to the dominant source of errors for the measurement of θ_{13} . In order to understand, and predict, this electronic contamination, a parallel hadroproduction experiment is used: NA61/SHINE at CERN reproduces the T2K beam conditions, and measures the kinematics of produced hadrons thanks to two types of target: thin and replica. The measurement of the K0S production is described in this thesis. This measurement, together with charged hadrons, is then implemented in the T2K simulation chain. The development of a simulation based on the generic tool VMC, detailed in the thesis, provides a unique framework for the simulation of the two experiments. Moreover, this tool allows tests of several hadronic models against NA61/SHINE and HARP experimental data. Fritiof-based models seem to be the most promising. All these ingredients played a key role leading to the first measurement of the θ_{13} angle, and reducing its uncertainty.

Key words: T2K, NA61/SHINE, Neutrino, Hadroproduction, Virtual Monte Carlo, Fritiof, Neutral strange particle, θ_{13}
