



HAL
open science

Reconstruction et analyse d'interactions de neutrinos dans les blocs cibles émulsion d'OPERA et discrimination du fond charmé dans le canal $\tau \rightarrow 3h$.

Magali Besnier

► **To cite this version:**

Magali Besnier. Reconstruction et analyse d'interactions de neutrinos dans les blocs cibles émulsion d'OPERA et discrimination du fond charmé dans le canal $\tau \rightarrow 3h$. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 2008. Français. NNT : . tel-00322932

HAL Id: tel-00322932

<https://theses.hal.science/tel-00322932>

Submitted on 19 Sep 2008

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

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



Laboratoire d'Annecy-le-Vieux
de Physique des Particules

LAPP-T-2008-02

Université de Savoie

THÈSE

présentée par

Magali BESNIER

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES

Spécialité: Physique des Particules

Reconstruction et analyse d'interactions de neutrinos dans les blocs cibles émulsions d'OPERA et discrimination du fond charmé dans le canal $\tau \rightarrow 3h$.

Soutenue le 10 juillet 2008 devant le jury composé de :

- Robert Baratte
- Dominique Duchesneau, Directeur de thèse
- Corinne Goy
- Igor Kreslo
- Giani Rosa, Rapporteur
- Marco Zito, Rapporteur



IN2P3

INSTITUT NATIONAL DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE
ET DE PHYSIQUE DES PARTICULES



Remerciements

J'aimerais remercier tout d'abord l'équipe de direction qui m'a accueillie au sein du LAPP, notamment Jacques Colas et Marie-Noëlle Minard, ainsi que Yannis, directeur actuel du laboratoire, avec toute la nouvelle équipe. Le LAPP est un laboratoire agréable, dynamique, et pourvu d'une vie sociale interne qui m'ont permis de passer trois excellentes années de thèse.

Je remercie mon directeur de thèse Dominique, qui a su me guider de façon très pédagogique jusqu'à la fin, et s'est toujours tenu disponible pour répondre à mes questions, entre deux extractions de briques et au milieu des nombreux coups de téléphone quotidiens. En plus de cet encadrement remarquable, j'aimerais aussi le remercier d'une part pour les moments décontractés pendant lesquels il a fait partager sa bonne humeur et son sens de l'humour, et d'autre part pour toutes les discussions passionnantes sur le Canada qu'on a pu avoir.

J'aimerais remercier aussi les autres physiciens du groupe neutrino du LAPP, Henri, Jean et Amina, notamment pour les discussions enrichissantes sur mon travail pendant les réunions de groupe, mais aussi pour leur soutien moral pendant les derniers mois de thèse. Je les remercie également pour tous les bons moments passés ensemble au Gran Sasso devant quelques grappa. (Tu reprendras bien un petit verre Henri?)

Je remercie également tous les autres membres d'OPERA-LAPP pour leur soutien et leur partage de "choses drôles". Merci à Laurent (alias lolo), viens don' prendre une broue à soir plutôt que t'pogner l'beigne ... Attention seulement à pas virer d'brosse ou t'pourrais ben pêter à balloune en chauffant ta calike de minoune ! Merci à Thierry (alias titi), "doux au toucher", à caresser dans le sens de la tourbe ; fournisseur de reblochons coulants, à ses dépens. Merci à Sophie, (alias soso), BMMWoman, un peu de féminité dans l'équipe, essentielle au moral et à l'équilibre général ! Merci à Ino (alias nono... Pas le petit robot, non surtout pas le robot!), ne t'inquiète pas un jour le Portugal battra les Blacks ! Merci aussi à David, Jean J. et Raphaël, ainsi qu'à l'équipe des mécaniciens, Pierre, Fabrice et Laurent G., notamment pour le transport de liquides entre le Gran Sasso et la France.

Merci ensuite à toutes les autres personnes du laboratoire que j'ai pu côtoyer pendant ces trois années, et qu'il est toujours agréable et sympathique de croiser "alacafet" : merci à Stéphane pour la relecture pertinente de mon premier chapitre, et à Vincent T. pour ses commentaires utiles lors de ma répétition de thèse. Merci encore à Pierre S., éminent professeur qui a su faire de la matière la plus difficile, finalement la plus facile à l'examen du Master. Merci très spécial à Nelly (grande prêtresse), comparse féminine lors des événements inter-jeunes-du-LAPP. Un merci spécial également pour Sonia, puis Brigitte, reines dans l'art des missions et arrangements de billets d'avion ! Merci à Chantal, surtout pour l'organisation de la fête de Noël du LAPP, celle que j'ai vécue était fantastique. Merci aussi au service informatique du LAPP, notamment à Nicole et Murièle, pour leur dévouement lors des différents dérangements

que j'ai pu occasionner. Un merci particulier au groupe ATLAS, notamment à Isabelle, pour m'avoir accueillie lors de repas et d'événements internes (je me souviendrai de cette tartiflette un 13 août) ... Merci enfin à (dans un ordre tout à fait aléatoire) Bolek, Filip, Vincent P., Rémi, Helena, Pierre-Antoine, Julia, Valéria, Nico et Julie (et leur petite Charlotte), Michel L. (de passage au LAPP en 2007), Didier et Isabelle (ou Moufty et Mouftinette), Sylvie, Sabine, Vanessa, Andréa, Françoise, Catherine, Myriam ... Et ce cher Maurice.

J'adresse ensuite une dédicace spéciale à tous les thésards du LAPP&TH, amis solidaires et unis dans notre condition (dans un ordre toujours dénué de toute logique) : Greg (est-ce que tu préfères vendre des falafels dans le 13e ou avoir un nez à la place de chaque oreille ?), Nans (qui n'est pas le féminin de Nancy, on s'en souviendra ... ainsi que de la couse de mâche), Xavier (c'est fini maintenant, tu feras plus de cauchemars décolorés, tu vas aller nager dans la bière !), Timur (à bientôt pour des rocks endiablés dans les soirées de Polytechnique !), Olivier (de la tapisserie ou de la thèse, laquelle sera finie en premier ?), Florent (Le Petit, mais costaud en randos surtout quand les rochers tout raides sont plein de neige toute glissante), Guillaume (ou le retour de Screech), Wessel (l'Immaculée Conception), Johannes (Berlin, Berlin, wir fahren nach Berlin !), Julien (l'Homme qui a su me déterrer), Michele (quest'anno è il nostro !), Louis (c'est l'histoire du moustique à 1 TeV), Benoit (rendez-vous au Japon devant un plat de sushis), Ninh ... et bon courage pour la fin (ou même le début !) à Victor, Gaël, Samuel, Ambroise, Jean-François, Thibault et Mathieu.

J'aimerais remercier les membres d'OPERA des groupes de Lyon, Bern-Neuchâtel et Naples pour leur collaboration et leur implication active dans mon travail : merci à Imad et Luisa, ainsi qu'à Agnès, pour m'avoir formée au scanning, et m'avoir prêté une table de scanning pendant des longues périodes ; merci à Fred et Guillaume pour toutes les discussions sérieuses (ou pas) qu'on a pu avoir ; merci à Ciro et Igor, compagnons de scanning bernois ; merci à Alberto, Francesco et Luca, pour leur aide et leur joyeuse compagnie. Merci également à Antoine pour les sorties pizza à L'Aquila et la visite guidée de Rome ! Merci aussi à Nathalie pour sa compagnie féminine, et pour la confidente et l'amie qu'elle est devenue.

Finalement, j'aimerais remercier tous mes amis ainsi que toute ma famille, qui m'ont épaulée et entourée pendant ces trois ans. Merci à mes ami(e)s parisien(ne)s : Elise (alias Loulou, trinquons à nos soirées scrable&whisky, et ayons une petite pensée pour Robin des Bois de Sherwood), Jess (surtout, ne change rien ! !), Lidia (à nos dernières retrouvailles téléphoniques après plusieurs années, qui laissent présager des vraies retrouvailles banlieusardes très festives...), Sam (vieille connaissance du primaire et compagnon de frasques en séances D.M., sur ma pauvre petite tête tu ne frapperas plus !), Christophe (ou Kristof, ou Tof, ou Time Of Flight, mets les bières au frais futur voisin massicois !), Gaëlle (on s'est connues à Gre, revues à Lyon, et on va continuer à festoyer à Paris, vive les filles ... et leur chaussure !). Merci à mes ami(e)s en Suisse, à Gre, et un peu ailleurs aussi : Vaness (alias Lucette, Helvète pure souche, à l'année prochaine à l'assaut des Alpes Valaisannes !), Martial (alias Marcel, à notre descente des pistes du sommet au bas de l'Alpe d'Huez en 15 minutes), Cédric (ou Serge, suis-je bien chez ce cher Serge ?), Stèphe (en souvenir du chat fournisseur de bonbons habillé en combinaison de salle blanche avec un foulard scout et un stéthoscope autour du coup, qui a chanté Fanchon dans la fontaine de Notre Dame ...), Nico (et vive la Subaru, surtout quand je suis pas dedans !), Mathieu (un petit coup de corne-muse ?), J.L. (ou P'tit Louis, les soirées du 25e sont gravées dans ma mémoire), Christian et MagSan (petit couple parfait, j'espère que votre rêve japonais se réalisera), Nico de Gre (ou les 'ros nems à Nico, j'y pense encore), An

(Leve België !), Payou (dédicace spéciale, merci pour les débogages abusifs de code à distance, et pour l'hébergement si gracieusement offert pendant mes durs moments lyonnais), Fablein (Achtung, Stein!!) et Steffielein (Da, da, da ...). Merci aussi à mes compagnons de Master (ou connus pendant) que je n'ai pas encore cités : Bertrand, Björn, Julien(s), Giu, Benj, Chloé, Gilles, Freija, Simone, et Florent.

Grand merci enfin à mes parents, à mes grand-parents, à mon cher tonton, à ma marraine, à Christine et Michel, au frangin, et à tous ceux que je n'ai pas cités ici mais avec qui j'ai pu partager 3 années de thèse ponctuées de moments inoubliables, merci, merci à tous !

Table des matières

Introduction	1
1 Phénoménologie du neutrino et aspects expérimentaux	3
1.1 Le neutrino au 20 ^e siècle	3
1.2 Le neutrino au sein du modèle standard et au delà	4
1.2.1 Couplages des neutrinos à la force faible	5
1.2.2 Masses et mélanges de neutrinos	7
1.2.3 Oscillations de neutrinos	9
1.3 Sections efficaces d'interaction des neutrinos	12
1.3.1 Interactions neutrino-électron	13
1.3.2 Interactions neutrino-nucléon	15
1.3.3 Mesures expérimentales de sections efficaces neutrino-nucléon	17
1.4 Sources et détection de neutrinos	21
1.4.1 Neutrinos solaires	21
1.4.2 Neutrinos atmosphériques	23
1.4.3 Sources artificielles de neutrinos	25
1.4.4 Autres sources de neutrinos	28
1.5 Connaissances actuelles et enjeux	29
1.5.1 Mesure des paramètres d'oscillation, phase δ de violation CP et hiérarchie de masse	29
1.5.2 Projets de super-faisceaux, faisceaux- β et usines à neutrinos	34
2 L'expérience OPERA	39
Partie 1 : Description et fonctionnement de l'expérience	41
2.1 Le faisceau CNGS	41
2.2 Le détecteur OPERA	45
2.2.1 Les briques OPERA	48
2.2.2 Chaîne d'analyse d'un événement neutrino	50
2.3 Détection du lepton τ	53
2.4 Premiers événements neutrino	56
2.4.1 Fonctionnement du CNGS en 2006 et 2007	56
2.4.2 Premiers résultats d'OPERA	59

Partie 2 : Acquisition et traitement de données des émulsions	63
2.5 Scanning des émulsions et reconstruction de traces	63
2.5.1 Présentation des laboratoires de scanning européens	64
2.5.2 Numérisation des émulsions	65
2.5.3 Scanning de volume : reconstruction hors-ligne de traces	69
2.5.4 Procédure de scanning de suivi avec utilisation de la base de données . .	74
2.5.5 Efficacité de scanning	76
3 Détermination d'impulsion par diffusion coulombienne multiple	79
3.1 Description de la méthode	79
3.1.1 Méthode "Ncell dépendance + décalages"	80
3.1.2 Détermination de l'impulsion et de la résolution en impulsion	82
3.2 Tests en faisceau de pions	84
3.3 Résultats et comparaison données réelles / Monte Carlo	85
3.3.1 Réalisation des simulations Monte Carlo	85
3.3.2 Résultats pour des traces à 0 rad	89
3.3.3 Résultats à grand angle	94
3.3.4 Détermination de l'intervalle de 90% de niveau de confiance	101
3.4 Conclusions et perspectives	102
4 Analyse Monte Carlo de reconstruction d'événements à deux vertex	105
4.1 Simulation Monte Carlo des événements neutrino et définitions	105
4.2 Reconstruction avec l'algorithme officiel "Paire-Based-Vertex"	106
4.2.1 Description de l'algorithme	106
4.2.2 Reconstruction d'événements $\nu_{\mu}CC$ à 1 vertex primaire	108
4.2.3 Reconstruction d'événements à 2 vertex	114
4.2.4 Effets du bruit de fond cosmique sur la reconstruction de vertex	126
4.2.5 Conclusions sur l'algorithme de "Pair-Based-Vertex"	133
4.3 Perspectives	133
5 Analyse du canal $\tau \rightarrow 3h$ et du bruit de fond charmé	135
5.1 Bruit de fond charmé	135
5.2 Génération d'événements neutrino Monte Carlo dans OPERA	139
5.3 Elaboration de variables topologiques discriminantes	140
5.4 Séparation τ /charme aux niveaux générateur et reconstruction, pour le canal en 3 hadrons chargés	146
5.4.1 Séparation des événements générés	147
5.4.2 Séparation des événements après reconstruction de traces	147
5.4.3 Séparation des événements après reconstruction de vertex	148
5.5 Performances sur 5 ans d'OPERA et conclusion sur la séparation τ /charme dans le canal en 3 hadrons chargés	154
5.6 Autre bruit de fond dans le canal en 3 hadrons chargés	155
6 PEANUT : le test en faisceau d'OPERA au Fermilab	161
6.1 Présentation de l'expérience	161
6.1.1 Le faisceau de neutrinos NuMI	161
6.1.2 Le détecteur de PEANUT	164

6.1.3	Participation au déroulement du test en faisceau	166
6.2	Analyse Monte Carlo de reconstruction de vertex dans les briques de PEANUT	168
6.3	Analyse des données d'une brique PEANUT	174
6.3.1	Reconstruction de traces	174
6.3.2	Reconstruction de vertex	176
6.3.3	Vérification manuelle des vertex	180
6.3.4	Reconstruction de variables cinématiques	183
6.4	Conclusion	186
7	Reconstruction et analyse des premières interactions neutrino du CNGS dans OPERA	189
7.1	Accès aux événements scannés à travers la base de données d'OPERA	189
7.2	Reconstruction des événements neutrino enregistrés dans la base de données	190
7.3	Analyse cinématique des événements et comparaison de données réelles et Monte Carlo	198
7.4	Conclusions	202
	Conclusion	203
A	Autres aspects expérimentaux reliés au neutrinos	207
A.1	Mesure de la masse absolue	207
A.2	L'avenir du neutrino stérile	209
B	Compléments relatifs à la reconstruction de vertex	213
B.1	Analyse des confusions de reconstruction de l'algorithme de "Pair Based Vertex"	213
B.2	Implémentation de l'algorithme de "Global Vertex"	215
B.2.1	Description de l'algorithme	215
B.2.2	Comparaisons préliminaires des efficacités de reconstruction entre les deux algorithmes	221

Another brick in the wall!
Pink Floyd.

Introduction

L'oscillation des neutrinos est un phénomène bien établi depuis sa mise en évidence en 1998. On connaît aujourd'hui les mécanismes qui la gouvernent et la provoquent, et leur mise en équation nécessite différents paramètres, plus ou moins bien connus. Les enjeux actuels résident entre autres en la détermination de ces paramètres, au nombre de six, et différentes technologies sont imaginées et développées afin d'améliorer les sensibilités des projets actuels et futurs. Les premiers neutrinos détectés provenaient des réacteurs nucléaires, puis du soleil, et de l'atmosphère ; on est aujourd'hui capable d'en créer artificiellement afin d'adapter les expériences aux recherches en cours. Une observation répétée encore non prouvée totalement à l'heure actuelle est la disparition des neutrinos muon provenant de l'atmosphère, qui oscilleraient en neutrinos tau. Il n'existe qu'une seule expérience de détection directe de cette oscillation, qui est également la première dédiée à cette étude spécifique : c'est l'expérience OPERA, qui a pour but d'observer l'apparition de neutrinos tau dans un faisceau pur de neutrinos muon et pourra ainsi valider définitivement l'hypothèse de l'oscillation atmosphérique $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

L'expérience OPERA fait l'objet de cette thèse. On sait que l'identification du neutrino tau est délicate, de par la faible distance de vol du lepton tau. Les techniques employées par les expériences passées ou actuelles cherchant à détecter des interactions de neutrino tau font appel à des émulsions photographiques, dont l'analyse est peu commune et non triviale. Pour OPERA, certaines techniques sont déjà mises en place mais des développements supplémentaires d'outils d'analyse sont nécessaires afin d'atteindre les performances requises pour la détection du lepton tau. Les objectifs fixés lors de cette thèse concernent le développement de certains de ces outils, afin de pouvoir reconstruire, analyser et comprendre les interactions neutrino que l'on observe et observera dans les blocs cibles du détecteur OPERA. A travers les sept chapitres proposés, nous nous concentrons tout d'abord sur les outils d'analyse que sont la détermination d'impulsion et la reconstruction de vertex, puis grâce en partie à ces outils, aux possibilités de discrimination du bruit de fond charmé pour la détection du lepton tau dans le canal de désintégration en trois hadrons chargés.

Le premier chapitre est consacré à la phénoménologie du neutrino : il aborde les processus d'interaction des neutrinos avec la matière, ainsi que les mécanismes d'oscillation. Également, différents aspects expérimentaux concernant la mise en oeuvre des projets de détection de neutrinos y sont présentés.

Le deuxième chapitre décrit l'expérience OPERA : la production du faisceau de neutrinos au CERN est détaillée, ainsi que la composition et le fonctionnement du détecteur OPERA. Également, le système d'acquisition de données propre à la technique des émulsions photographiques est développé. Dans toute la suite du document, on nommera ce procédé par sa dénomination anglophone, le "scanning" ou "scan" des émulsions. Par ailleurs, on trouve dans ce chapitre une description des bruits de fond à la détection du lepton tau, signature d'une

interaction de neutrino tau, avec les performances d'OPERA prévues après 5 ans de fonctionnement. Enfin, des commentaires sont donnés sur les premiers résultats obtenus avec des tests d'analyse de rayons cosmiques, ainsi que ceux obtenus avec les premières interactions neutrino en faisceau dans la cible du détecteur OPERA en 2007.

Dans le chapitre 3, nous présentons un premier outil d'analyse qui utilise les propriétés des blocs cibles, une méthode de détermination d'impulsion par diffusion coulombienne multiple, développée par le groupe du LAPP. Dans ce chapitre, après avoir expliqué la méthode, nous effectuons une analyse de reconstruction d'impulsion avec des données réelles et Monte Carlo, pour des fichiers de pions de différentes énergies. Une nouveauté est la méthode utilisée à grand angle, qui permet une détermination d'impulsion pour toutes les traces issues des interactions neutrino dans les blocs cibles d'OPERA.

Ensuite, le chapitre 4 est consacré à un deuxième outil, la reconstruction de vertex, dont une étude Monte Carlo est effectuée avec le logiciel officiel utilisé dans OPERA : une première partie donne les efficacités de reconstruction pour des interactions à un seul vertex ; la partie principale de ce chapitre est dédiée à la reconstruction d'événements neutrino à 2 vertex, où le vertex d'interaction est suivi d'un vertex de désintégration d'une particule. Afin d'améliorer les efficacités obtenues dans ce chapitre, un autre algorithme de reconstruction est proposé en annexe 2, dont la philosophie est totalement différente de celle de l'algorithme utilisé dans le logiciel officiel de reconstruction.

Grâce à la compréhension de la reconstruction des interactions à deux vertex, il est ensuite possible, dans le chapitre 5, d'effectuer une analyse Monte Carlo afin de séparer les événements charmés des événements tau dans le canal de désintégration en trois hadrons chargés, grâce à différentes variables cinématiques. L'étude est réalisée à l'aide d'une méthode de vraisemblance, en considérant tout d'abord les événements au niveau générateur, puis à différents niveaux de reconstruction dans le détecteur.

Les deux derniers chapitres sont dédiés à l'utilisation des outils développés dans les chapitres précédents sur des données réelles d'interactions neutrino. Le chapitre 6 présente le test en faisceau d'OPERA nommé PEANUT, qui a eu lieu au Fermilab en 2005 : des briques OPERA ont été exposées au faisceau de neutrinos muon NuMI. Le principe de l'expérience est tout d'abord décrit, ainsi que les différentes actions réalisées lors de la participation au test en faisceau. Par ailleurs, une analyse Monte Carlo permet de comprendre le type et le nombre d'interactions que l'on pourra observer dans les briques exposées ; enfin, les différentes étapes et les résultats obtenus lors de l'analyse d'une des briques de PEANUT sont détaillés.

Enfin, le chapitre 7 est dédié à l'analyse cinématique des premiers événements neutrino enregistrés et reconstruits dans les émulsions des briques OPERA : l'étude porte tout d'abord sur la reconstruction de trois événements présents dans la base de données générale, avec les algorithmes de reconstruction d'impulsion et de vertex développés dans les chapitres précédents ; puis finalement, nous effectuons une comparaison de différentes variables cinématiques entre les données d'OPERA et des données Monte Carlo d'interaction de neutrinos muon.

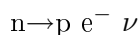
Chapitre 1

Phénoménologie du neutrino et aspects expérimentaux

Observés pour la première fois en 1956, les neutrinos sont aujourd'hui étudiés à la fois pour mieux comprendre leurs propriétés, notamment celles au-delà du modèle standard, mais aussi pour sonder l'univers, car ils sont liés à des phénomènes astrophysiques (fonctionnement du soleil, explosion de supernovae, ...), cosmologiques (neutrinos reliques, ...), et géologiques (géoneutrinos). Dans ce chapitre, après un court historique sur les découvertes relatives au neutrino, ses propriétés au sein du modèle standard et au-delà sont exposées ; puis les différentes sources de neutrinos ainsi que leur détection sont résumées ; enfin les connaissances actuelles et les enjeux futurs sont détaillés.

1.1 Le neutrino au 20^e siècle

En 1914, Chadwick remarque que les électrons émis lors des désintégrations β du tritium en helium possèdent un spectre en énergie continu, et non des énergies discrètes comme on s'y attendait, connaissant les niveaux d'énergie quantifiés des noyaux atomiques. Le neutrino est réellement né le 4 décembre 1930 dans une Lettre de Wolfgang Pauli à la société de Physique de Tübingen. [1] : il propose l'émission d'une particule neutre de masse équivalente à celle de l'électron, qui serait émise en même temps que l'électron dans les désintégrations β , et emporterait de l'énergie. Cette théorie sauve le principe de conservation de l'énergie. Pauli baptise cette particule le "neutron". En 1932, le neutron en tant que nucléon composant du noyau est découvert ; Enrico Fermi rebaptise alors la particule proposée par Pauli le neutrino, et élabore la théorie de la désintégration β , qui s'écrit [2] :



Le neutrino n'a pas été accepté tout de suite par toute la communauté scientifique ; notamment, le papier de Fermi sur les interactions faibles courant-courant en 1934 [2] a été refusé par la revue Nature, car "Il contient des suppositions trop éloignées de la réalité pour être intéressant au lecteur". Ce papier donne des sections efficaces de 10^{-44} cm², qui paraissaient à l'époque non mesurables ; Pauli s'est même excusé d'avoir proposé une particule qui n'était pas détectable.

Certains expérimentateurs étaient tout de même convaincus de l'existence du neutrino, et comme a écrit Pauli, "Everything comes to him who knows how to wait" : Frédéric Reines et Clyde Cowan annoncent en 1956 à Pauli l'observation irréfutable du neutrino, grâce aux réactions β -inverse avec des $\bar{\nu}$ émis par le réacteur nucléaire de Savannah River [3] :

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

F. Reines a reçu le prix Nobel pour cette découverte en 1995 (partagé avec M. Perl pour la découverte du lepton τ).

On connaissait alors 2 leptons, l'électron et le muon : la question était alors de savoir si un muon et un électron sont émis avec le même type de neutrino. Lederman, Schwartz et Steinberger ont répondu à cette question grâce au premier faisceau de neutrinos, à l'accélérateur de Brookhaven [4] : des neutrinos ν étaient produits par désintégration de pions $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$, eux-même produits par les interactions de protons sur une cible de béryllium. Les interactions du neutrino observées ensuite comportaient essentiellement des muons ; le ν_μ avait donc été découvert [5]. Cette découverte a permis la compréhension de la structure des leptons en doublets.

En 1975, le troisième lepton, τ , a été découvert à l'accélérateur de SLAC en Californie [6]. On a alors tout de suite supposé l'existence du neutrino associé. Il a toutefois fallu attendre 2000, pour identifier le ν_τ avec l'expérience DONUT au Fermilab [7].

La mesure de la largeur de désintégration du boson Z auprès du LEP au CERN en 1998 a permis de montrer qu'il n'existait que 3 familles de neutrinos légers (c'est à dire dont la masse est inférieure à $\frac{M_Z}{2} = 45$ GeV) [8]. Ce résultat est en parfait accord avec les observations expérimentales des ν_e , ν_μ et ν_τ . Ceci n'interdit cependant pas l'existence de neutrinos lourds ou stériles, qui n'interagissent avec la matière que via l'interaction gravitationnelle.

1.2 Le neutrino au sein du modèle standard et au delà

Le neutrino est tout d'abord une particule élémentaire du Modèle Standard (MS), concept mathématique qui décrit les particules ainsi que leurs interactions grâce à des symétries.

La place du neutrino au sein du MS est représentée dans le tableau 1.1. Il en existe trois saveurs, comme vu à la section précédente, chacune associée à un lepton e^- , μ^- , ou τ^- . On parle de 3 familles de leptons, que l'on compare aux 3 familles de quark énumérées dans le tableau 1.2. Les 6 leptons et 6 quarks sont les particules élémentaires du MS et ont chacun leur anti-particule.

leptons	e^-	μ^-	τ^-
masses (MeV)	0.51	106.66	1776.99
neutrinos	ν_e	ν_μ	ν_τ
masses	-	-	-

TAB. 1.1 – Les 3 familles de leptons avec leur masse [9].

quarks	up	strange	bottom
masses (MeV)	1.5-3.0	95 ± 25	4.20 ± 0.07
quarks	down	charm	top
masses	3-7 MeV	1.25 ± 0.09 GeV	174.2 ± 3.3 GeV

TAB. 1.2 – Les 3 familles de quark ainsi que leur masse [9].

Les masses des différentes particules s'expliquent par leur couplage au boson de Higgs mais ne sont pas décrites par le modèle standard, qui s'accommode de masses nulles ; les valeurs qui apparaissent dans les tableaux 1.1 et 1.2 sont déterminées expérimentalement. Les particules les plus légères (e, u et d) composent la matière ordinaire. On remarque que pour l'instant, la masse des neutrinos n'a pas été déterminée.

1.2.1 Couplages des neutrinos à la force faible

Le neutrino n'étant pas chargé électriquement, ce lepton n'est donc soumis qu'à la force faible.

La théorie de la force faible a été énoncée par Enrico Fermi en 1934 [2], où il décrit les processus de désintégrations faibles par courant chargé mettant en jeu proton, neutron, électron et neutrino. L'introduction du couplage (V-A) qui tient compte de la violation de la parité par Feynman et Gell-Mann en 1958 [10], permet une description totale des interactions par courant chargé entre les particules élémentaires. Toutefois, des interactions par courant neutre ont été observées en 1973 dans la chambre à bulles de l'expérience Gargamelle au CERN, avec des diffusions de ν_μ sur des noyaux [11] et sur des électrons [12] ; ce type d'interaction n'est pas décrit dans la théorie de Fermi.

C'est la théorie de Glashow, Weinberg et Salam (GWS) [13] énoncée en 1968, qui unifie les forces électromagnétique et faible dans la force électrofaible, et qui décrit tous les processus faibles et électromagnétiques observés. La théorie prédisait l'existence de courants neutres, qui ont été observés quelques années plus tard. Cette théorie est développée dans le formalisme Lagrangien des champs quantiques, et les hypothèses physiques de base sont les suivantes :

- Il existe des courants faibles, chargés et neutres ;
- les courants chargés ne se couplent qu'aux parties de chiralité gauche des fermions ;
- les bosons qui véhiculent l'interaction faible doivent être très massifs ;
- le photon, médiateur de l'interaction électromagnétique, doit demeurer sans masse.

La première étape du modèle de GWS est d'introduire 3 bosons de jauge contenus dans un triplet faible W_μ^i ($i=1,2,3$), et un quatrième boson scalaire (ne portant pas d'isospin faible), B_μ . Le groupe de symétrie $SU(2) \times U(1)$ a donc été formé.

Grâce à une décomposition des champs faibles des leptons gauches¹, que l'on a regroupés sous forme de doublets d'isospin faible $\begin{pmatrix} l_L \\ \nu_L \end{pmatrix}$, il est possible d'identifier les champs J_-^μ , J_+^μ , J_0^μ , et J_{EM}^μ , relatifs respectivement aux courants chargés + (boson W^+), chargé - (boson W^-),

¹les leptons droits ne se couplent pas à la force faible dans le MS

courant neutre (boson Z^0), et électromagnétique (photon A). Les 4 bosons s'obtiennent avec une rotation des W^i et B définis ci-dessus :

$$\begin{aligned} A_\mu &= \cos(\theta_W)B_\mu + \sin(\theta_W)W_\mu^3 \\ Z_\mu^0 &= -\sin(\theta_W)B_\mu + \cos(\theta_W)W_\mu^3 \\ W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm iW_\mu^2) \end{aligned}$$

où θ_W est appelé angle de Weinberg, avec $\sin^2\theta_W = 0.23122 \pm 7 \cdot 10^{-5}$ [9].

Le Lagrangien d'interaction électrofaible s'écrit finalement :

$$L_{int} = \frac{g}{2\sqrt{2}} (J_-^\mu W_\mu^- + J_+^\mu W_\mu^+ + J_0^\mu Z_\mu^0 + J_{EM}^\mu A_\mu)$$

où g est une constante telle que $e = g \sin\theta_W$, avec e la charge élémentaire de l'électron égale à $1.6 \cdot 10^{-19}C$.

Il permet de décrire tous les phénomènes électromagnétiques et faibles par courants chargés (CC) et neutres (NC); ces processus sont résumés pour les leptons par les diagrammes de Feynman sur la figure 1.1 pour les CC et sur la figure 1.2 pour les NC.

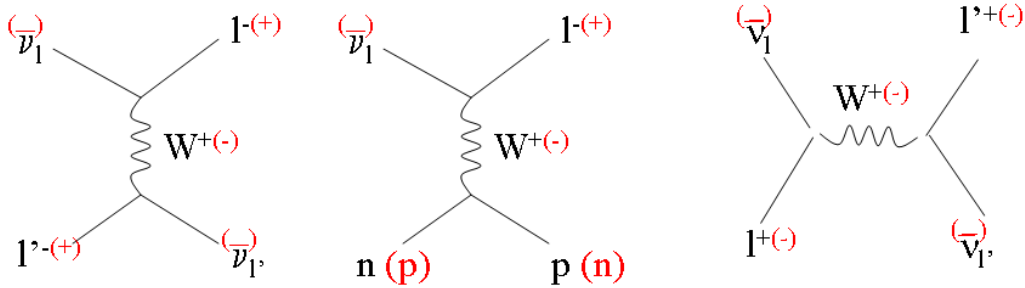


FIG. 1.1 – Schéma des interactions électrofaibles par courant chargé, faisant intervenir les leptons : 2 diagrammes t et un diagramme s; l et l' désignent des leptons, et $\nu_l, \nu_{l'}$ les neutrinos associés.

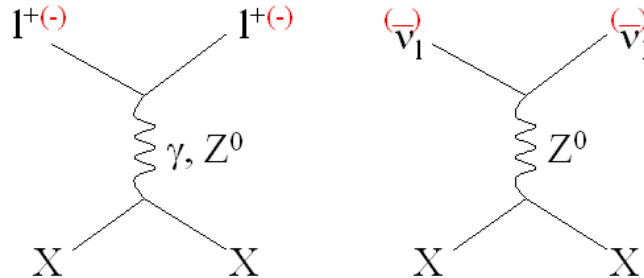


FIG. 1.2 – Schéma des interactions électrofaibles par courant neutre, faisant intervenir les leptons; l désigne un lepton, et ν_l le neutrino associé, X désigne un lepton ou un quark d'un nucléon.

1.2.2 Masses et mélanges de neutrinos

Jusqu'à présent, nous n'avons pas parlé de masse de neutrino. Comme précisé dans la section 1.2.1, le MS ne prédit aucune valeur pour la masse du neutrino, qui est fixée arbitrairement à zéro. Cependant, il existe aujourd'hui des preuves expérimentales irréfutables en faveur d'une masse de neutrinos non nulle amenées par les oscillations de neutrinos.

Dans l'hypothèse du mélange de neutrinos [14][15], les champs de saveur de neutrinos gauches ν_{lL} peuvent s'écrire comme une superposition des champs de masse gauches ν_{kL} :

$$\nu_{lL} = \sum_{k=1}^n U_{lk} \nu_{kL}, \quad (1.2.1)$$

où U est une matrice de mélange unitaire de dimension $n \times n$, dite matrice PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata), que l'on peut écrire en terme de $n(n-1)/2$ angles de mélange et de phases arbitraires. Le nombre n peut prendre n'importe quelle valeur entière supérieure ou égale à 3 ; si $n > 3$, ceci signifie qu'il y a des neutrinos stériles qui ne prennent pas part à l'interaction faible standard, puisqu'on a vu à la section 1.1 que le nombre de neutrinos légers actifs était de 3. Dans le modèle de mélange de neutrinos, le nombre quantique L (somme des 3 nombres leptoniques L_l) peut être violé en présence de neutrino(s) stérile(s).

Différents modèles de masses de neutrinos sont envisagés :

1) Masse de Dirac :

Dans ce cas, la masse est générée par couplage au boson de Higgs. Ici, $n=3$, et le Lagrangien de masse peut s'écrire sous forme diagonale [16] :

$$L^D = - \sum_{k=1}^3 m_k \bar{\nu}_k \nu_k, \quad (1.2.2)$$

où les ν_k sont des champs de masse gauches et $\bar{\nu}_k$ des champs de masse droits. Le nombre quantique L est conservé, et les champs de saveur gauches ν_l ($l=e, \mu, \tau$) sont des combinaisons linéaires de 3 champs de masse gauches ν_k . Comme les champs de Dirac ont une phase arbitraire, on peut donc en éliminer 5 de la matrice de mélange U , pour ne conserver qu'une seule phase physique, appelée phase de violation CP (on verra plus tard comment cette phase introduit des différences entre neutrinos et antineutrinos).

2) Masse de Majorana :

Ce modèle consiste à rajouter un terme de masse supplémentaire au Lagrangien L^D , afin de rendre compte de l'existence potentielle de neutrinos stériles, et d'une non conservation du nombre leptonique total :

$$L^{DM} = L^D + L^M. \quad (1.2.3)$$

L^M contient en fait deux termes, l'un relatif aux 3 champs de neutrinos gauches, et un terme pour les champs droits, qui seront donc stériles. On peut écrire ce Lagrangien sous forme diagonale [16], n_R correspondant au nombre de champs de neutrinos droits :

$$L^{DM} = -\frac{1}{2} \sum_{k=0}^{3+n_R} m_k \bar{\nu}_k \nu_k, \quad (1.2.4)$$

où ν_k sont les champs de masse de Majorana ; ils satisfont la relation

$$\bar{\nu}_k = \nu_k, \quad (k=1 \dots n_R), \quad (1.2.5)$$

c'est-à-dire qu'une particule est sa propre antiparticule.

On peut réécrire l'équation 1.2.1 ainsi on a :

$$\nu_{lL} = \sum_{k=1}^{3+n_M} U_{lk} \nu_{kR}, \quad (1.2.6)$$

où n_M représente le nombre de champs de Majorana gauches ν_{kL} . Ceci signifie que les champs de saveur gauches ν_l ($l=e, \mu, \tau$) sont des combinaisons linéaires des champs de Majorana gauches ; ces champs de Majorana gauches étant également reliés aux champs de Majorana droits, il apparaît ici que les 3 états de saveur peuvent osciller dans un état stérile de Majorana droit. De plus, à cause de la relation 1.2.5, les phases des champs de Majorana ne sont pas arbitraires ; on ne peut donc pas écrire la matrice U comme dans le cas des masses de Dirac : 2 phases supplémentaires apparaissent [17],[18],[19], appelées phases de Majorana.

Mécanisme de see-saw :

L'un des mécanismes de génération de masses des 3 neutrinos légers est appelé mécanisme de see-saw [20],[21],[22] : ce modèle considère que le nombre leptonique total L est violé par les parties droites des champs de Majorana, à une échelle M très grande par rapport à l'échelle de brisure de symétrie électrofaible SU(2) \times U(1), où sont générées les masses des 3 bosons W^\pm et Z^0 . Ce mécanisme permet d'expliquer la faible masse des neutrinos très inférieure à celle des leptons chargés, et donne aux neutrinos stériles des masses gigantesques de l'ordre de M, dont la valeur dépend des modèles de see-saw, pouvant aller du TeV jusqu'à la masse de Planck (10^{19} GeV).

Deux cas sont discutées dans [23] et [24], le see-saw quadratique et le see-saw linéaire. Dans le premier cas, la masse d'un neutrino est donnée par

$$m_k = \frac{(m_k^l)^2}{M}, \quad \text{avec } k=1,2,3, \quad (1.2.7)$$

m_k^l étant le lepton de la $k^{\text{ième}}$ génération.

-Dans le cas du see-saw linéaire, on a :

$$m_k = \frac{M^D}{M} m_k^l, \quad \text{avec } k=1,2,3 \quad (1.2.8)$$

où M^D caractérise l'échelle de la matrice de masse de Dirac.

Les échelles de masses des neutrinos par rapport à celles des leptons chargés sont différentes dans chaque cas, mais on a toujours pour les 3 masses des neutrinos légers :

$$m_1 < m_2 < m_3 \ll m_l$$

Aucune masse de neutrino n'a encore été mesurée aujourd'hui ; nous donnons les moyens mis en oeuvre pour y parvenir en annexe 1.

1.2.3 Oscillations de neutrinos

Une conséquence directe d'une masse non nulle est l'oscillation de neutrinos, qui a déjà été observée dans plusieurs expériences de détection de neutrinos. Nous discutons ici le phénomène d'oscillation dans le vide puis dans la matière.

Comme on l'a vu ci-dessus, on peut écrire les champs de saveur de neutrinos gauches ν_{lL} en tant que combinaisons des champs de masse gauches ν_{kL} , qui peuvent être de Dirac ou de Majorana. Les champs de saveur et de masse sont reliés par la matrice unitaire U, dont le paramétrage de Chau-Keung est donnée dans l'équation 1.2.9 [25] ; on a rajouté les 2 phases de Majorana δ_1 et δ_2 , même si ces dernières n'interviennent pas dans les processus d'oscillation :

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} e^{i\delta_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\delta_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2.9)$$

où $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$ et $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$ et $\theta_{ij} \in [0, \pi/2]$.
 δ est la phase de violation CP.

La relation entre états de saveur et de masse permet des oscillations des états de saveurs entre eux.

Oscillations dans le vide :

On peut considérer que les saveurs de neutrinos sont des superpositions cohérentes des états de masse. On peut alors écrire l'équation 1.2.1 dans le formalisme de Dirac :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{k=1}^n U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle \quad (1.2.10)$$

où $|\nu_\alpha\rangle$ représente un état propre de saveur d'impulsion p , et $|\nu_k\rangle$ un état propre de masse m_k et d'énergie E_k :

$$E_k = \sqrt{p^2 + m_k^2} \approx p + \frac{m_k^2}{2E}, \text{ grâce à l'approximation ultrarelativiste.} \quad (1.2.11)$$

Il ne faut pas confondre ici E l'énergie du neutrino $|\nu_\alpha\rangle$ où $E \approx p$, et l'énergie propre E_k des états de masse $|\nu_k\rangle$.

D'après l'équation de Schrödinger, on peut écrire l'évolution de l'état $|\nu_k\rangle$ au cours du temps ainsi (ν_k est état propre de l'Hamiltonien) :

$$|\nu_k(t)\rangle = e^{-iHt} |\nu_k(0)\rangle = e^{-iE_k t} |\nu_k(0)\rangle \quad (1.2.12)$$

D'où

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{k=1}^n e^{-iE_k t} U_{\alpha k}^* |\nu_k(0)\rangle \quad (1.2.13)$$

Si on considère 2 états $|\nu_\alpha\rangle$ à l'instant $t=0$, la probabilité de trouver l'état $|\nu_\beta\rangle$ après la propagation de l'état $|\nu_\alpha\rangle$ pendant un temps t est donnée par :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta(t) | \nu_\alpha(0) \rangle|^2 = \left| \sum_{k=1}^n U_{\beta k} e^{-iE_k t} U_{\alpha k}^* \right|^2 \quad (1.2.14)$$

La dernière égalité est obtenue en utilisant $\langle \nu_k | \nu_{k'} \rangle = \delta_{kk'}$.

En utilisant la relation d'unitarité de la matrice U ($\sum_{k=1}^n U_{\beta k} U_{\alpha k}^* = \delta_{\alpha\beta}$), ainsi que l'approximation ultrarelativiste de l'équation 1.2.11, on peut réécrire l'équation 1.2.14 :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\delta_{\alpha\beta} + \sum_{k=2}^n U_{\beta k} U_{\alpha k}^* [e^{-i\frac{\Delta m_{k1}^2 L}{2E}} - 1]|^2 \quad (1.2.15)$$

où $\Delta m_{k1}^2 = m_k^2 - m_1^2$, et $L=ct$, distance parcourue par le neutrino pendant le temps t .

Les oscillations de neutrinos d'une saveur à une autre dépendent donc de paramètres intrinsèques, les angles de mélange et les différences de masse carrée, ainsi que de 2 paramètres extérieurs qui sont l'énergie du neutrino et la distance qu'il parcourt. On peut faire à ce niveau deux commentaires :

1- Sachant que l'état d'un antineutrino s'écrit $|\bar{\nu}_\alpha \rangle = \sum_{k=1}^n U_{\alpha k} |\bar{\nu}_k \rangle$, on voit qu'il suffit d'échanger U^* avec U dans l'équation d'oscillation 1.2.15 pour avoir $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$. Toute partie imaginaire de la matrice va donc entraîner des différences dans les oscillations neutrinos / antineutrinos, et on voit ici l'effet de la phase de violation CP dans la matrice U .

2-S'il n'y avait pas de mélange de neutrinos, c'est-à-dire $U=I$, ou bien si $\frac{\Delta m_{k1}^2 L}{E} \ll 1$, l'équation 1.2.15 se réduit à $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta}$, il n'y a donc pas d'oscillation. Pour qu'une transition d'un état de saveur à un autre soit observée, il faut donc non seulement que le mélange de neutrinos existe, mais aussi que l'on ait $\Delta m^2 \simeq \frac{E}{L}$. Ici apparaît la nécessité pour une expérience qui veut être sensible à une certaine valeur de Δm^2 de choisir correctement le rapport L/E , L étant la distance de la source de neutrinos au détecteur (en km), E étant l'énergie moyenne du faisceau (en GeV).

La probabilité d'oscillation d'un état de saveur à un autre peut prendre des formulations complexes quand on développe tous les termes. Cependant, grâce aux connaissances actuelles sur les paramètres d'oscillation (θ_{ij} et Δm_{ij}^2), que nous verrons dans la section 1.5, on peut dans certains cas choisir un rapport $\frac{L}{E}$ adapté afin de réaliser des approximations en ne conservant que les termes dominants ; dans le cas de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, on peut se restreindre à une oscillation entre les états de masse 2 et 3. L'équation 1.2.15 devient :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = |2U_{\tau 3} U_{\mu 3}^* [e^{-i\frac{\Delta m_{32}^2 L}{2E}} - 1]|^2 = |2s_{23} c_{13} c_{23} c_{13} [e^{i\frac{\Delta m_{23}^2 L}{2E}} - 1]|^2 = |2s_{23} c_{23} c_{13}^2 [\sin(\frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E})]|^2 \quad (1.2.16)$$

En rétablissant le facteur $\frac{c^4}{h}$ (conversion de la masse en énergie et de t en L) qui apparaît normalement dans le dernier sinus, on obtient finalement :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{23} \sin^2(1.27 \frac{\Delta m_{23}^2 L}{E}) \quad (1.2.17)$$

où L est donné en km, E en GeV et Δm_{23}^2 en eV^2 .

On peut à ce niveau résumer les différents paramètres d'oscillation à déterminer :

- 2 différences de masses carrées, par exemple Δm_{12}^2 et Δm_{23}^2 .
- 3 angles de mélange θ_{ij} .
- une phase δ de violation CP.

Les différentes expériences d'oscillation de neutrinos que nous détaillerons dans la section 1.4 permettent de contraindre ou mesurer ces paramètres.

Oscillations dans la matière :

D'après les théories de Wolfenstein [26], Mikheyev et Smirnov [27], l'oscillation des neutrinos dans la matière est modifiée par rapport à l'oscillation dans le vide, à cause des couplages faibles. Ceci se traduit par une composante supplémentaire à l'Hamiltonien d'interaction :

$$H = H_V + H_M,$$

où H_V et H_M représentent respectivement l'Hamiltonien dans le vide et dans la matière. Dans H_M , seuls les couplages des ν_e aux électrons par les bosons W^\pm interviennent, car tous les autres couplages ont une contribution proportionnelle à la matrice I. Les effets de matière peuvent être illustrés par le cas de neutrinos solaires. On peut ici se restreindre à un schéma à 2 neutrinos en ne considérant que les paramètres 1-2, les autres contributions ayant un effet négligeable (voir section 1.5) ; on fixe arbitrairement $m_1^2 < m_2^2$ ($\Delta m_{21}^2 > 0$). On ne considère donc qu'une oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$, où ν_x est une combinaison des états ν_τ et ν_μ . Il est ainsi possible d'écrire l'Hamiltonien :

$$H = \frac{\Delta m_{12}^2}{4E} \begin{bmatrix} -\cos 2\theta_{12} & \sin 2\theta_{12} \\ \sin 2\theta_{12} & \cos 2\theta_{12} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} V(r) & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix},$$

où $V(r)$ représente le potentiel créé par la matière, qui dépend de la densité d'électrons et donc de la distance r par rapport au centre du soleil.

Dans un cas où la densité d'électrons serait constante, les effets de matière se résument à une modification des paramètres intrinsèques d'oscillation. Dans la matière, les angles de mélange θ_M et les différences de masse Δm_M^2 s'écrivent :

$$\sin^2(2\theta_M) = \frac{\sin^2 2\theta}{\sin^2 2\theta + (\cos 2\theta - x)^2} \quad (1.2.18)$$

$$\Delta m_M^2 = \Delta m^2 \times \sqrt{\sin^2 2\theta + (\cos 2\theta - x)^2}$$

$$\text{avec } x = \frac{2\sqrt{2}N_e G_F E}{\Delta m^2},$$

où N_e est la densité d'électrons.

Pour un même Δm^2 , On distingue trois régimes suivant l'énergie du neutrino :

1)

$$x \rightarrow 0,$$

c'est-à-dire $N_e=0$ (vide) ou $\frac{E}{\Delta m^2} \ll 1$. On a donc $\sin 2\theta_M = \sin 2\theta$, les oscillations sont équivalentes aux oscillations dans le vide.

2)

$$\frac{x}{\cos 2\theta} \rightarrow \text{inf},$$

c'est-à-dire $\frac{E}{\Delta m^2} \gg \frac{\cos 2\theta}{2\sqrt{2}N_e G_F}$. On a ici $\sin 2\theta_M=0$; l'angle de mélange, et donc les oscillations, sont supprimés.

3)

$$x = \cos 2\theta,$$

est appelé effet de résonance MSW. On a $\sin 2\theta_M = 1$ ou $\theta_M = \frac{\pi}{4}$, c'est-à-dire la probabilité d'oscillation est maximum. Cette condition est remplie quand la fréquence propre du milieu ($\frac{N_e G_F}{2\pi}$) coïncide avec la fréquence propre qui caractérise le système des neutrinos ($\frac{\Delta m^2}{4\pi E}$).

Ces considérations sont valables pour les neutrinos avec $\Delta m^2 > 0$. Pour les antineutrinos, comme la contribution des effets de matière dans l'hamiltonien a une composante $-N_e$, l'effet de résonance dans la matière a lieu si $\Delta m^2 < 0$. On voit ici que les oscillations dans la matière permettent de distinguer les deux possibilités du signe de Δm^2 , ce qui n'est pas possible dans le vide.

Dans un milieu de densité lentement variable comme le soleil, l'angle de mélange $\theta_M(r)$ est fonction continue de la distance r parcourue, et donc du temps. Comme la densité varie suffisamment lentement, on parle de guidage adiabatique des neutrinos dans le soleil : c'est à dire que l'on peut résoudre l'équation de Schrödinger pour tout r en considérant l'Hamiltonien $H(r)$, de façon continue. Au cours de son voyage dans le soleil, un ν_e produit au coeur va en quelque sorte voir varier sa probabilité de devenir ν_x , ceci dépendant de son énergie. Par exemple, considérons les neutrinos 8B , les plus énergétiques du spectre de neutrinos solaires (6-7 MeV) : au coeur du soleil, la variable x vaut quelques dizaines, pour quelques centièmes au bord ; à une distance de 0.2 rayon solaire a lieu le phénomène de résonance MSW. Un neutrino 8B va donc commencer son voyage sans osciller (régime 1), puis voir sa probabilité de rester ν_e diminuer fortement vers 0.2 rayon solaire (régime 3) ; sa probabilité de rester ν_e va ensuite osciller avec une amplitude correspondant à l'angle de mélange dans le vide (régime 2). Une autre façon d'aborder ce phénomène est de considérer que pour un neutrino 8B , les effets de matière au centre du soleil dominant et le neutrino est donc créé non seulement dans l'état propre de saveur ν_e , mais également dans l'état propre de l'Hamiltonien de matière le plus lourd (puisque $V > 0$). Après avoir subi un guidage adiabatique au sein du soleil, le neutrino est toujours dans l'état propre de l'Hamiltonien possédant la masse la plus élevée, et ressort donc du soleil dans l'état ν_2 , état propre le plus lourd dans le vide.

L'exemple précédent est donné pour les neutrinos 8B ; or comme précisé précédemment, la probabilité qu'un ν_e solaire sorte du soleil en tant que ν_e dépend de son énergie, car l'état initial détermine le type d'évolution au sein du soleil. La figure 1.3 montre la probabilité $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ en fonction de l'énergie du neutrino, avec les pics énergétiques des différentes productions de neutrinos solaires, que l'on détaillera dans la section 1.4. La profondeur de la courbe est égale à la valeur de $\sin^2 \theta_{12}$, et la position de la courbe dépend de la valeur de Δm_{12}^2 (plus la valeur est faible, plus la courbe se décale vers la gauche). Pour les neutrinos solaires énergétiques de quelques MeV, connaissant $\Delta m_{12}^2 \sim 10^{-5} eV^2$, la probabilité d'observer un ν_e donne directement $\sin^2 \theta_{12}$.

1.3 Sections efficaces d'interaction des neutrinos

Étudier les neutrinos signifie dans la plupart des cas qu'il faut savoir les détecter. C'est pourquoi, une mesure précise des sections efficaces d'interaction de neutrinos est essentielle,

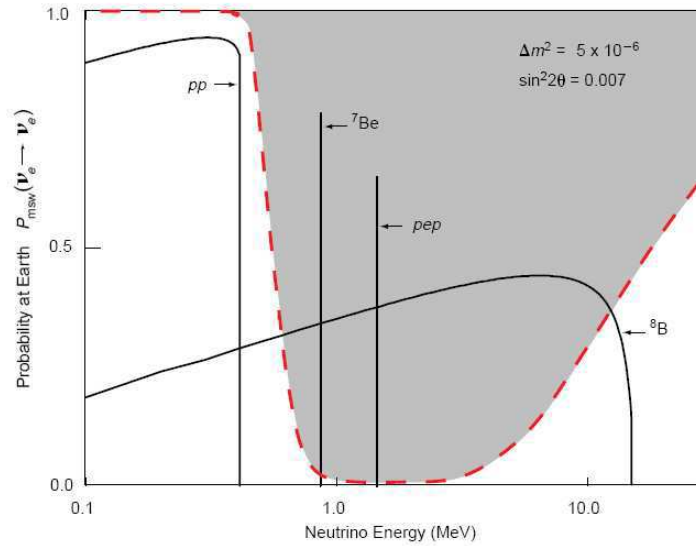


FIG. 1.3 – Probabilité $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ en fonction de l'énergie du neutrino [28].

en particulier pour les expériences d'oscillations.

Nous avons vu dans la section 1.2.1 qu'il existe deux sortes d'interaction pour un neutrino, par courant neutre ou chargé. Les composantes d'interaction font intervenir les couplages aux bosons électrofaibles ainsi que les densités partoniques des nucléons. Dans la matière ordinaire, les trois saveurs de neutrinos peuvent interagir avec un quark ou avec un électron, cependant nous allons voir que les sections efficaces ont des ordres de grandeur différents dans chaque cas. Nous allons donner ici également une revue de plusieurs mesures expérimentales de sections efficaces de neutrinos, ainsi que des tentatives de simulation des interactions.

1.3.1 Interactions neutrino-électron

Examinons tout d'abord le cas des interactions sur les électrons, détaillées dans [29] : Pour une interaction d'un ν_l ($l=e, \mu, \tau$), la réaction NC s'écrit :

$$\nu_l e \rightarrow \nu_l e$$

et la réaction CC s'écrit :

$$\nu_l e \rightarrow \nu_e l$$

On remarque déjà que pour les ν_e , les réactions CC et NC ont des états initiaux et finaux identiques. On considère donc dans la suite trois types d'interactions sur les électrons :

$$\nu_l e \rightarrow \nu_l e, \quad \text{où } l=\mu \text{ ou } \tau$$

$$\nu_l e \rightarrow \nu_e l, \quad \text{où } l=\mu \text{ ou } \tau$$

$$\nu_e e \rightarrow \nu_e e, \quad \text{combinaison de l'échange d'un Z ou d'un W.}$$

On peut également écrire la deuxième réaction de type t sous forme d'une réaction de type s :

$$\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_l l, \quad \text{où } l = \mu \text{ ou } \tau$$

Afin de comparer les sections efficaces entre elles, nous allons les normaliser à un facteur σ_0 , proportionnel à l'énergie du neutrino incident :

$$\sigma_0 = \frac{G_F^2 s}{2\pi},$$

où $s = (P_\nu^2 + P_e^2) = m_e^2 + 2E_\nu m_e \approx 2E_\nu m_e$ dans le cas où $E_\nu \gg m_e$.

P_i est le quadrivecteur de la particule i , et $G_F = \frac{\sqrt{2}}{8} \left(\frac{g}{M_W}\right)^2 = 1.166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$, mesuré avec le temps de vie du muon dans [30] (M_W la masse du W, avec $\frac{M_W}{M_Z} = \cos\theta_W$).

D'après [29], on a :

$$\sigma(\nu_e e \rightarrow \nu_e e) = \sigma_0 [1 + 4\sin^2\theta_W + \frac{16}{3}\sin^2\theta_W]$$

et

$$\sigma(\nu_l e \rightarrow \nu_l e) = \sigma_0 [1 - 4\sin^2\theta_W + \frac{16}{3}\sin^2\theta_W]$$

La dernière réaction, $\sigma(\nu_l e \rightarrow \nu_e l)$, a besoin d'une condition supplémentaire : afin de produire le lepton chargé l associé à ν_l , il faut une énergie de neutrino (dans le référentiel de l'électron au repos) telle que :

$$E_\nu \geq \frac{m_l^2 - m_e^2}{2m_e}$$

Ceci amène à une énergie minimum de 10.8 GeV pour produire un μ , et à l'énergie de 3 TeV pour produire un τ . Cette réaction est donc fortement supprimée cinématiquement pour le ν_τ . [29] donne :

$$\sigma(\nu_l e \rightarrow \nu_e l) = 4\sigma_0$$

Finalement on peut donner dans le tableau 1.3 la valeur de la section efficace d'interaction relativement à σ_0 , pour les neutrinos et antineutrinos, dans l'hypothèse où $E_\nu \gg \frac{m_\mu^2}{2m_e}$ [29].

Reaction	$\frac{\sigma}{\sigma_0}$
$\nu_\mu e \rightarrow \nu_e \mu$	4
$\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu$	$\frac{4}{3}$
$\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$	0.362
$\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e$	0.309
$\nu_e e \rightarrow \nu_e e$	2.2
$\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e$	0.922

TAB. 1.3 – Valeurs relatives des sections efficaces pour les différentes réactions de neutrinos sur des électrons. Pour les réactions par courant chargé (production d'un lepton), on suppose que $E_\nu \geq \frac{m_l^2 - m_e^2}{2m_e}$; le facteur vaut 0 sinon.

Ceci donne par exemple, pour une énergie de neutrino de 20 GeV, une section efficace pour $\nu_\mu e \rightarrow \nu_e \mu$ de $3.3 \cdot 10^{-40} \text{ cm}^2$.

Il n'y a actuellement pas de mesures de précision de diffusion de neutrinos sur des électrons.

1.3.2 Interactions neutrino-nucléon

Considérons maintenant le cas d'interactions de neutrinos sur un nucléon. Les sections efficaces dépendent des distributions partoniques des nucléons, les processus sont décrits dans [31]. On sépare trois types de réaction lors de l'interaction d'un neutrino sur un quark : quasi-élastique (QE), résonante (RES) et profondément inélastique (DIS). Les sections efficaces ont été modélisées pour chaque cas :

-Dans le cas QE, le modèle de Llewellyn Smith [32] décrit l'évolution de la section efficace σ ainsi :

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{m_N^2 G_F^2 |V_{ud}|^2}{8\pi(\hbar c)^4 E_\nu^2} \cdot F(Q^2, E_\nu),$$

où Q^2 est l'énergie transférée par le boson vecteur W ou Z, et $F(Q^2, E_\nu)$, fonction de E_ν et E_ν^2 , contient des facteurs de forme dipolaires fonctions de Q^2 . On voit donc que la contribution QE à la section efficace totale en fonction de l'énergie devient constante à haute énergie.

-La diffusion résonante possède une section efficace similaire à QE, à un facteur de forme de transition près, d'après le modèle de Rein et Sehgal [33].

-La diffusion DIS, complexe à décrire, s'écrit à l'aide des fonctions de structure des nucléons $F_2(x, Q^2)$, $x F_3(x, Q^2)$, $R_L(x, Q^2)$ [31], où x représente la variable de Bjorken. La section efficace DIS est linéaire avec l'énergie et domine dans les processus de haute énergie (puisque les deux autres sections efficaces sont constantes à haute d'énergie).

La figure 1.4 montre l'évolution théorique des différentes sections efficaces normalisées à l'énergie du neutrino incident en fonction de l'énergie, pour des neutrinos et antineutrinos [34]. On constate, comme prédit par les modèles, une décroissance en $1/E$ de $\frac{\sigma^{QE}}{E}$ et $\frac{\sigma^{RES}}{E}$, et on remarque que les réactions DIS dominent au delà de quelques GeV, et constituent 99% des processus d'interaction au delà de 30 GeV. A ces énergies, la section efficace totale est linéaire avec l'énergie, avec $\sigma_\nu(10^{-38} \text{ cm}^2) \approx 0.7E$ (GeV) et $\sigma_{\bar{\nu}}(10^{-38} \text{ cm}^2) \approx 0.35E$ (GeV) ; pour une énergie de 20 GeV, la section efficace du neutrino sur un nucléon est donc de $1.4 \cdot 10^{-37} \text{ cm}^2$, ce qui est d'un rapport 10^3 supérieur à la section efficace d'interaction avec les électrons. A haute énergie, les interactions neutrinos se font donc majoritairement sur les noyaux.

Par ailleurs, la description de GSW des interactions faibles (voir la section 1.2.1) donne :

$$\frac{\sigma_N^{CC}(\nu_l)}{\sigma_N^{NC}(\nu_l)} \approx 3,$$

où $\sigma_N^{CC}(\nu_l)$ et $\sigma_N^{NC}(\nu_l)$ sont respectivement les sections efficaces par courant chargé et courant neutre d'un neutrino ν_l sur un noyau, ce qui signifie que la section efficace CC est 3 fois plus élevée que la section efficace NC. Toutefois, comme pour les interactions sur les électrons, il existe pour les réactions CC un seuil en énergie de production des leptons ; par conservation de l'énergie, il faut une énergie du neutrino incident telle que :

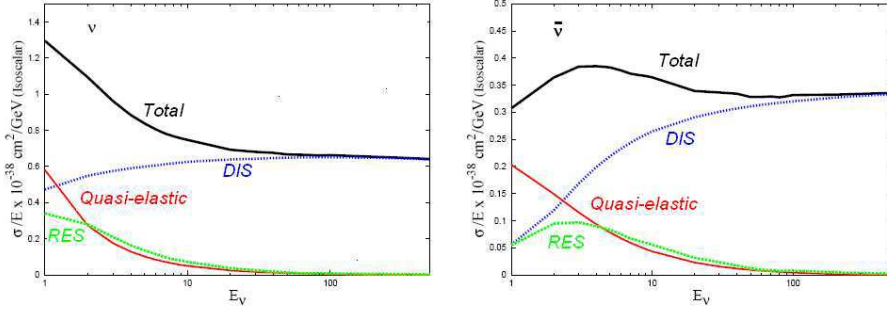


FIG. 1.4 – Valeurs théoriques de $\frac{\sigma}{E}$ en fonction de E pour des interactions neutrino-nucléon (à gauche) et antineutrino-nucléon (à droite) QE, R, DIS et totales [34]

$$E_\nu \geq \frac{(m_l + m_p)^2 - m_n^2}{2m_n}$$

où m_l représente la masse du lepton à produire, m_n et m_p les masses du neutron et du proton.

Les masses des proton et neutron sont respectivement 938 MeV et 939 MeV ; Ceci donne, respectivement pour la production d'un électron, d'un muon et d'un tau, une énergie incidente minimum de 0.5 MeV, 130 MeV, et 3.5 GeV.

Finalement, à haute énergie, le processus d'interaction des neutrinos qui domine dans la matière se fait sur les noyaux par courant chargé, et majoritairement par DIS au delà de 10 GeV. A basse énergie, les ν_μ et ν_τ interagissent par courant neutre, préférentiellement sur les noyaux ; les ν_e interagissent par courant neutre et chargé avec les électrons, et uniquement par courant neutre avec les noyaux.

Les réactions DIS, ainsi que les processus résonnants, produisent des hadrons (pions, kaons) dans l'état final. Ceux-ci, notamment les π^0 , constituent souvent un bruit de fond non négligeable pour les expériences de détection de neutrinos. Par exemple, dans le cas des détecteurs Cerenkov à eau, un π^0 issu d'une réaction $\nu_\mu CC$ DIS va produire un signal assimilable à celui d'un électron produit par $\nu_e CC$ QE : en effet, les deux gerbes électromagnétiques produites par le π^0 sont difficilement séparables à la reconstruction, et peuvent apparaître comme une seule gerbe provenant d'un électron.

C'est pourquoi il est essentiel de connaître les sections efficaces de ces réactions, surtout celles du type $NC\pi^0$ où aucun lepton chargé ne permet d'identifier le type de neutrino incident. Nous allons voir plus bas que les sections efficaces DIS à haute énergie ont été mesurées précisément et sont compatibles avec les modèles ; cependant il reste encore beaucoup d'incertitudes sur les mesures de sections efficaces QE et RES, qui dominent dans le secteur du GeV et sous le GeV, ainsi que sur la transition RES→DIS ; c'est justement dans ce secteur que se situent la plupart des expériences d'oscillation de neutrino.

De plus, les effets nucléaires ajoutent des incertitudes sur les mesures des sections efficaces ; deux phénomènes principaux sont à considérer :

- Le blocage de Pauli : un neutrino ne pourra pas interagir avec un noyau si l'énergie du nucléon dans l'état final est inférieure au niveau de Fermi du noyau. Ceci a pour effet la suppression de sections efficaces à bas Q^2 .

- Les réinteractions des hadrons au sein du nucléon : les pions et protons issus des interactions neutrino ont une probabilité de diffusion et d'absorption sur les nucléons du noyau dans lequel ils sont produits. Ceci conduit à une modification de l'état final, et contribue si-

gnificativement aux incertitudes sur les productions de pions. Ce phénomène est détaillé dans [35], dans le cadre du modèle Adler-Nussinov-Paschos (ANP) [36], qui prend en compte trois données : la densité de nucléon, la section efficace élastique de diffusion πN , et la section efficace d'absorption des pions en fonction de W (masse invariante hadronique de l'état final). Ce modèle a été testé avec succès sur des données ν_μ -néon, cependant ces données ont une statistique limitée, et d'autres mesures plus précises sont nécessaires.

1.3.3 Mesures expérimentales de sections efficaces neutrino-nucléon

Afin de tester les différents modèles décrits ci-dessus, les sections efficaces de neutrino sont mesurées par différentes expériences. Nous donnons ici quelques exemples de mesures ainsi que les comparaisons à des résultats de générateurs Monte Carlo de processus physiques.

Les sections efficaces totales des neutrinos et antineutrinos sur une cible en fer ont été mesurées par plusieurs expériences (comme CDHSW [37], CCFR E616[38] et E701[39]), et leurs résultats concernant la dépendance de σ avec l'énergie du neutrino incident au delà de 20 GeV, pour des neutrinos et antineutrinos, apparaissent sur la figure 1.5 : on retrouve avec ces données expérimentales $\sigma_\nu(10^{-38}cm^2/GeV) \approx 0.7E$ et $\sigma_{\bar{\nu}}(10^{-38}cm^2/GeV) \approx 0.35E$ prédits théoriquement.

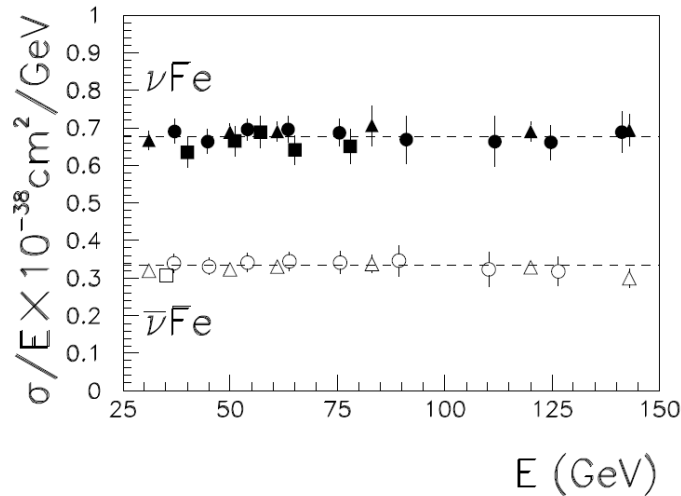


FIG. 1.5 – Mesures de sections efficaces $\frac{\sigma}{E}$ d'interactions neutrino (cercles pleins) et antineutrino (cercles blancs) sur une cible de fer, en fonction de l'énergie du neutrino incident [40].

Si les valeurs de sections efficaces ont été mesurées précisément à haute énergie pour les neutrinos et antineutrinos, il est plus difficile de les déterminer à basse énergie, c'est à dire en dessous de quelques GeV, où il faut séparer les différentes contributions QE, RES et DIS. La figure 1.6 montre la superposition des résultats de mesures de $\frac{\sigma_{CC}}{E}$ en fonction de E pour des interactions neutrino courant-charge, avec des lots de données de différentes expériences réalisées avec des ν_μ , ainsi que le meilleur fit actuel pour chaque section efficace [41]. On peut remarquer en premier lieu qu'il n'y a pas de mesures en dessous de 300MeV, et que la section efficace DIS n'est pas mesurée au dessous de 10 GeV. Les sections efficaces CCQE et

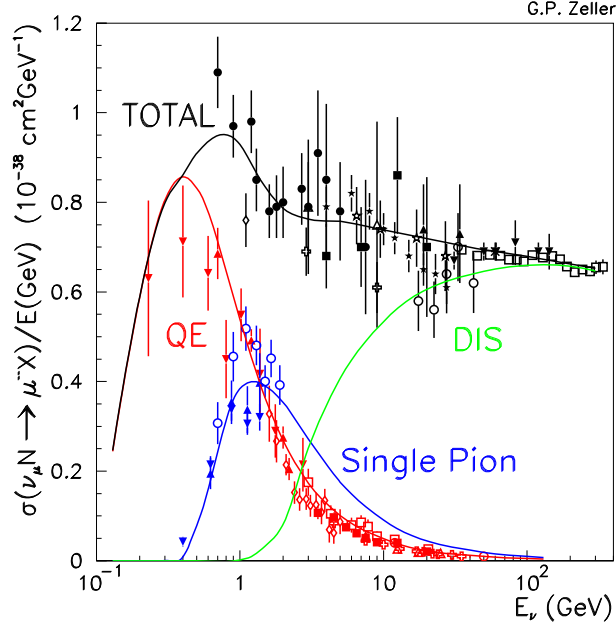
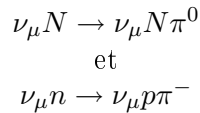


FIG. 1.6 – Mesures de sections efficaces $\frac{\sigma}{E}$ d’interactions neutrino CC sur des noyaux, en fonction de l’énergie du neutrino incident [41].

CCRES dans le secteur du GeV sont mesurées avec une faible statistique, mais les logiciels de simulation Monte Carlo (MC) comme NEUGEN [42] et NUANCE [43]² reproduisent correctement l’évolution des données expérimentales de σ_{CC} en fonction de E : ceci apparaît sur la figure 1.7, où les données expérimentales sont superposées à différentes simulations [40]. Le logiciel NUX [44] reproduit moins bien les données dans le cas de production de pions par résonance, car ce logiciel ne contient pas encore de production résonante. Des résultats récents de MiniBooNE et K2K, expériences détaillées plus loin, ont également fourni des mesures supplémentaires sur les sections efficaces CCQE et CCRES avec production de pions neutres ou chargés.

En ce qui concerne les données NC, la statistique est encore moindre, et les sections efficaces sont très mal déterminées ; elles s’expriment en général sous forme de rapports NC/CC. On voit sur la figure 1.8 un exemple de mesures de sections efficaces superposées à des simulations MC pour les réactions résonantes NC1 π [40] :



Les logiciels de simulation NEUGEN et NUANCE qui prédisent correctement les sections efficaces CC donnent ici des dépendances différentes de σ_{NC} en fonction de E , qui dans le cas de la réaction $\nu_\mu n \rightarrow \nu_\mu n \pi^0$, ne sont même pas compatibles avec le seul point de données

²simulations utilisant les modèles Llewellyn-Smith pour les réactions QE, et Rein-Sehgal pour les résonantes

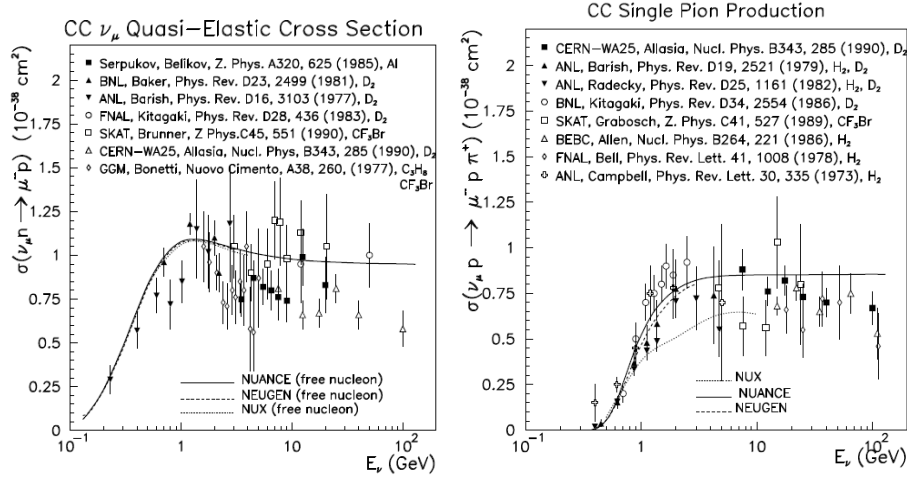


FIG. 1.7 – Mesures de sections efficaces d’interactions neutrino CCQE $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$ à gauche et NC1 π résonante $\nu_\mu p \rightarrow \mu^- p \pi^+$ à droite, superposées avec les simulations MC NUANCE, NEUGEN et NUX [40].

expérimentales disponible (voir la figure 1.8).

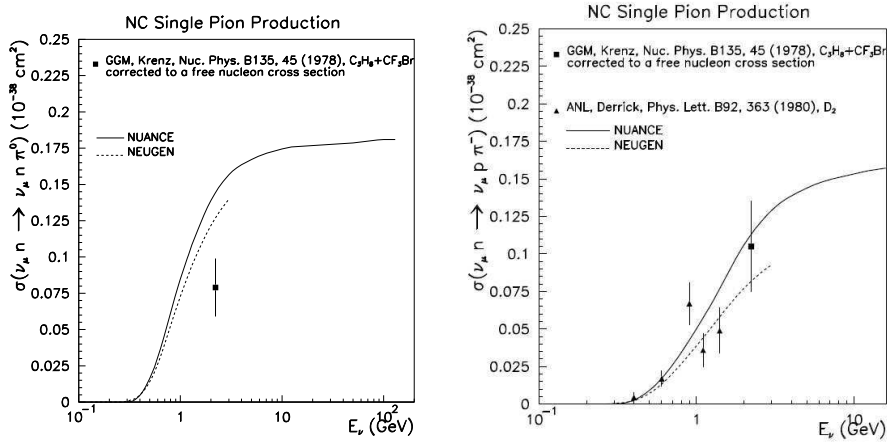


FIG. 1.8 – Mesures de sections efficaces d’interactions neutrino NC1 π résonantes, superposées avec les simulations MC NUANCE, NEUGEN et NUX : à gauche $\nu_\mu n \rightarrow \nu_\mu n \pi^0$, à droite $\nu_\mu n \rightarrow \nu_\mu p \pi^-$ [40].

Les mesures d’interaction antineutrino à basse énergie ($E < 30$ GeV) sont encore plus pauvres que les mesures neutrino ; la figure 1.9 rassemble les différentes mesures actuelles de $\frac{\sigma_{CC}}{E}$ pour les antineutrinos. L’expérience MiniBooNE (que nous détaillerons à la section 1.5), est actuellement en train de prendre des données d’antineutrino à basse énergie, et pourra fournir de nouvelles mesures de section efficace autour du GeV.

A travers ces quelques exemples, on voit qu’il est difficile de proposer un logiciel de simu-

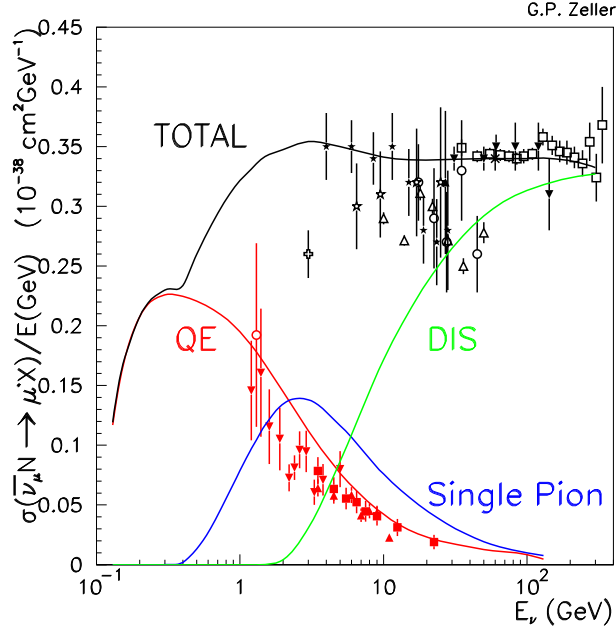


FIG. 1.9 – Mesures de sections efficaces $\frac{\sigma}{E}$ d’interactions antineutrino CC sur des noyaux, en fonction de l’énergie du neutrino incident [41].

lation d’interactions neutrinos comme on en dispose pour simuler les interactions hadroniques (PYTHIA), notamment en ce qui concerne les gerbes hadroniques produites par interaction neutrino à basse énergie. Pour l’instant, les Monte Carlo utilisés sont adaptés suivant les spécificités de chaque expérience.

Le Monte Carlo GENIE [45] est une tentative d’unification des interactions des neutrinos à hautes et basses énergies, grâce à la modélisation des différents processus observés jusqu’à présent dans la production de gerbes hadroniques chargées ou neutres dans les expériences de mesure de sections efficaces. De plus, les simulations dans GENIE des réinteractions de pions sur les nucléons [46] sont sujettes à des améliorations et tests avec les données de l’expérience MINOS (expérience que nous détaillerons dans la section 1.4).

Ce logiciel est encore en cours de test [47], mais les comparaisons effectuées avec des énergies de neutrinos entre 3 et 63 GeV ont montré pour l’instant de bons accords entre données réelles et Monte Carlo.

Pour résumer cette section sur les interactions des neutrinos avec la matière, nous retiendrons tout d’abord qu’à haute énergie, les interactions se font sur les nucléons des noyaux, avec 25% de NC et 75% de CC. Les sections efficaces à haute énergie (>10 GeV) où le processus DIS domine, sont connues, modélisées et mesurées précisément avec plusieurs lots de données. A basse énergie ($E <$ quelques GeV), où les réactions QE et RES dominent, les sections efficaces sont encore mal mesurées, et les différentes simulations ne donnent pas de résultats satisfaisants. Également, les phénomènes d’absorption de pions dans les noyaux pris en compte dans les modèles ne sont testés qu’avec un lot de données réduit. Il est aussi important de

remarquer que toutes les mesures actuelles de sections efficaces de neutrino ont été effectuées sur des cibles isoscalaires (fer, oxygène, ...), mais pas sur des noyaux lourds comme le plomb. Les futures expériences de neutrinos de super-faisceau, où seront produits des faisceaux intenses de neutrinos dans la plage de 500 MeV à 1 GeV, pourront fournir des mesures de sections efficaces supplémentaires à ces énergies ; les expériences plus lointaines de β -beam fourniront des faisceaux de neutrinos autour de la centaine de MeV (voir la section 1.5). On pourra alors mieux comprendre les processus mis en jeu dans les interactions de neutrinos à basse énergie. Nous allons voir maintenant les différentes sources possibles de neutrino, ainsi que les multiples moyens mis en oeuvre pour les détecter.

1.4 Sources et détection de neutrinos

Les neutrinos que nous recevons sur Terre proviennent de diverses sources, et ont des propriétés différentes. Nous détaillons ici les caractéristiques des neutrinos issus de quelques sources naturelles (neutrinos solaires, atmosphériques,...) et pourquoi et comment sont créés les neutrinos de façon artificielle, ainsi que les différents principes de détection mis en oeuvre.

1.4.1 Neutrinos solaires

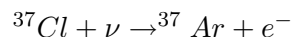
Le soleil, comme toutes les étoiles, fabrique son énergie grâce à la fusion nucléaire. Des neutrinos sont produits dans le soleil lors de différentes réactions qui composent le cycle proton-proton, pendant lequel le soleil transforme de l'hydrogène en hélium. Cette réaction se résume ainsi dans le Modèle Standard du Soleil (SSM) [48] :



Le SSM prédit un flux sur Terre de $6.5 \cdot 10^{10}$ neutrinos $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Toutefois, tous les neutrinos ne sont pas produits de la même façon, et chaque réaction donne naissance à des neutrinos d'une certaine énergie. Les différents spectres d'énergie pour chaque source, calculés par John Bahcall, apparaissent sur la figure 1.10. On voit que les neutrinos les plus énergétiques peuvent avoir des énergies de l'ordre de 20 MeV ; ce sont ceux produits par la fusion hydrogène-proton (hep), ainsi que ceux issus des désintégrations du 8Be . Les expériences de détection présentées ci-dessous ont chacune une sensibilité différente aux énergies des neutrinos solaires.

Les neutrinos solaires ont été les premiers neutrinos détectés sur Terre par l'expérience HOMESTAKE au laboratoire de Brookhaven (BNL) aux Etats-Unis [49], qui cherchait à tester les modèles de fonctionnement de l'étoile. La détection des neutrinos s'effectuait par un moyen radiochimique dans une cuve contenant du chlore ; par interaction avec un neutrino, les atomes de chlore se transforment en un élément radioactif par réaction β :



En 1968, cette expérience a mis en évidence le premier déficit de neutrinos solaires en mesurant 30% du flux de ν_e prédit par le SSM [48]. Le problème des neutrinos solaires (PNS) est alors né ; l'hypothèse des oscillations de neutrinos d'une saveur à une autre, formulée pour la première fois en 1957 par Pontecorvo sous la forme d'une oscillation $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$, semblait être une solution [50].

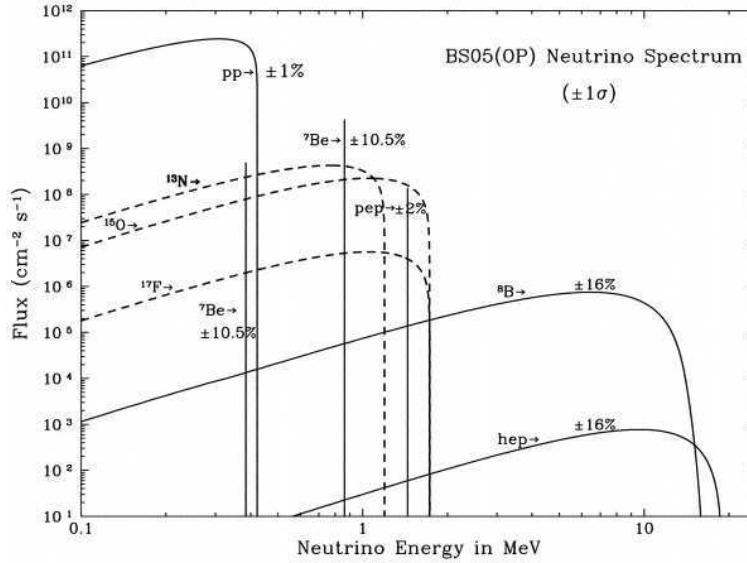


FIG. 1.10 – Spectres d'énergie des différents types de neutrinos produits lors des réactions au sein du soleil [48].

Un peu plus tard, les expériences GALLEX [51], située dans le laboratoire du Gran Sasso en Italie, et SAGE en Russie [52], utilisaient également un moyen de détection radiochimique, avec la transformation du ^{71}Ga en ^{71}Ge . Ces expériences ont également observé un déficit compatible avec celui observé par HOMESTAKE. Les expériences par détection radiochimique étaient sensibles à un large spectre de neutrinos ($E > 0.2$ MeV pour les expériences au Gallium, et $E > 0.85$ MeV pour les expériences au chlore), mais ne permettaient pas de séparer les différentes composantes du spectre.

Kamiokande au Japon, à l'origine conçu pour observer la désintégration du proton, et son successeur SuperKamiokande (K et SK), sont des détecteurs Cerenkov à eau ; ils ont détecté des interactions de neutrinos solaires par courant chargé, en observant la lumière Cerenkov du lepton émis ; ils sont sensibles aux neutrinos d'énergie supérieure à 5 MeV (hep et ^8B), et ont encore une fois observé un déficit de ν_e [53].

Ces expériences n'étaient sensibles qu'aux ν_e , car elles ne détectaient que les courants chargés. On a vu en effet dans la section 1.2.1 que l'énergie minimum du neutrino incident pour former un lepton μ ou τ devait être largement supérieure à 20 MeV, énergie maximum des neutrinos solaires. Il a fallu attendre 2000, avec l'expérience SNO, qui était sensible aux courants chargés des ν_e , mais également aux réactions de toutes les saveurs de neutrinos par courant neutre, pour valider la solution au PNS des oscillations de neutrinos. Le détecteur de SNO est une sphère qui était alors remplie d'eau lourde : les neutrinos peuvent interagir par courant neutre sur le noyau de deutérium pour le briser ; la détection se faisait grâce au rayonnement gamma caractéristique émis lors de la capture neutronique qui s'ensuit. En observant un flux compatible avec le SSM, SNO a ainsi validé l'hypothèse des oscillations de neutrinos [54]. SNO a stoppé sa prise de données avec l'eau lourde en décembre 2006.

Actuellement, l'expérience Borexino située au Gran Sasso en Italie, possède un détecteur rempli de scintillateur liquide, qui permet d'être sensible à des neutrinos de plus basse énergie qu'avec un détecteur Cerenkov à eau. Borexino prend actuellement des données avec les neu-

trinos solaires monoénergétiques (862 KeV) du ${}^7\text{Be}$, qui sont utiles pour la compréhension des neutrinos solaires ainsi que des mécanismes d'oscillation. Leurs premiers résultats publiés en 2007 [55] sont compatibles avec le SSM ainsi qu'avec les paramètres d'oscillation solaires, que nous détaillerons dans la section 1.5. Également, la comparaison entre les flux de neutrino ${}^7\text{Be}$ et ${}^8\text{B}$ avec Borexino est en accord avec le phénomène MSW décrit dans la section 1.4 [56] : ceci permet de confirmer la transition entre l'oscillation des neutrinos solaires de haute énergie soumis aux effets de matière, et ceux de basse énergie soumis aux paramètres standards du vide. Par ailleurs, le détecteur de SNO, (SNO+) va être rempli de scintillateur liquide, et permettra également d'étudier les neutrinos solaires de basse énergie.

Les expériences de détection des neutrinos solaires ont donc pour l'instant toutes observé des flux de neutrinos compatibles avec une oscillation à 2 saveurs, et convergent sur les valeurs des paramètres avec $\sin^2\theta_{12} \approx 0.3$, un Δm^2 de l'ordre de 10^{-5} , associé à Δm_{12}^2 , et $\theta_{13} \approx 0$.

1.4.2 Neutrinos atmosphériques

Les neutrinos atmosphériques sont produits par les gerbes hadroniques issues des interactions des rayons cosmiques avec l'atmosphère terrestre : des ν_μ sont créés principalement par désintégration de pions, kaons et muons, et des ν_e proviennent de désintégrations de muons en électrons. Pour des énergies en dessous du GeV, on a environ deux fois plus de ν_μ que de ν_e produits. Ces neutrinos sont beaucoup plus énergétiques que les neutrinos solaires, avec une énergie moyenne de l'ordre du GeV. L'absorption par la Terre sur tout le spectre en énergie des neutrinos étant négligeable, un détecteur placé à la surface du sol reçoit un flux de neutrinos de toutes les directions, qui devrait être symétrique suivant l'angle zénithal positif (au dessus du détecteur) et négatif, comme montré sur la figure 1.11. La géométrie de production des

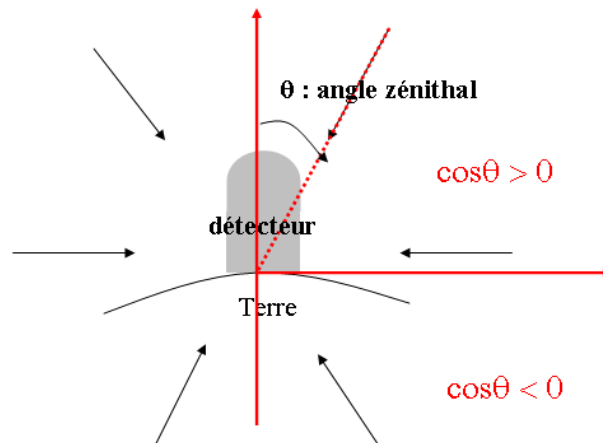


FIG. 1.11 – schéma des rayons cosmiques arrivant sur Terre.

neutrinos atmosphériques est décrite dans [57], et dépend de trois facteurs principaux :

- Des effets géomagnétiques sur les rayons cosmiques primaires produisent une dépendance du flux de cosmiques avec l'endroit où ils arrivent sur Terre³ et leur direction (angles zénithal et azimuthal).

³La réduction du flux de rayons cosmique due au géomagnétisme est maximum au niveau de l'équateur magnétique.

- Les gerbes hadroniques inclinées produisent plus de neutrinos que les verticales, car les désintégrations des pions chargés et muons sont plus probables.

- La sphéricité de la source de neutrinos entraîne une augmentation du flux de neutrinos horizontal, et une diminution du flux vertical; ce phénomène est tout à fait symétrique en θ , et plus important pour les neutrinos d'énergie inférieure au GeV.

SuperKamiokande (SK) a mesuré en 1998 les flux de neutrinos atmosphériques ν_μ et ν_e en fonction de l'angle zénithal θ , et a mesuré des flux de neutrinos différents de ceux attendus, ainsi qu'une distribution angulaire zénithale distordue [58] : SK a observé un déficit d'événements muon dans la zone $\cos\theta < 0$, c'est-à-dire pour les neutrinos ayant traversé la Terre, et ayant donc parcouru une plus grande distance que ceux avec $\cos\theta > 0$. Ce phénomène est visible sur la figure 1.12, qui indique le nombre d'événements électrons et muons mesurés en fonction de l'angle zénithal. Le déficit de ν_μ observé pour $\cos\theta < 0$ n'est pas compatible avec

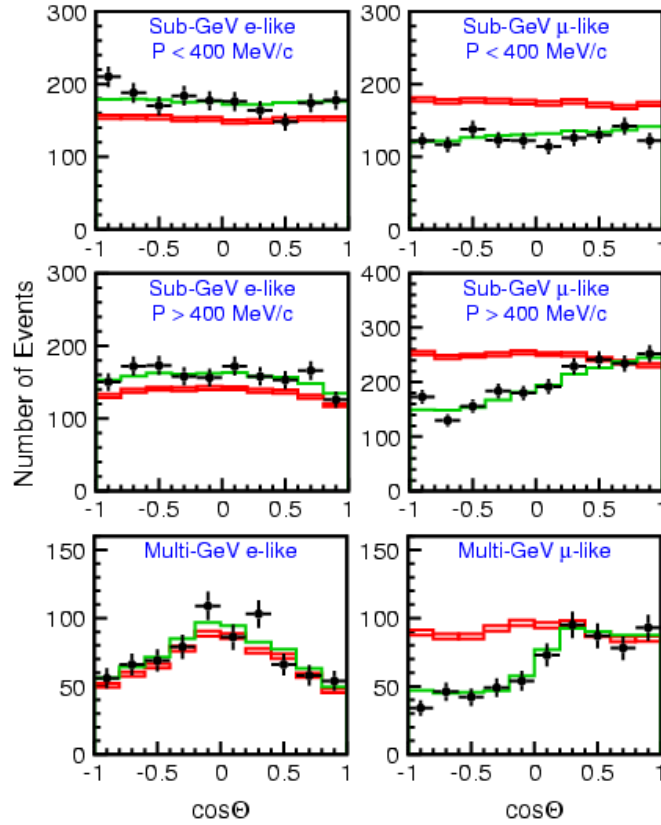


FIG. 1.12 – Distributions du nombre d'événements électron à gauche et muon à droite enregistrés à SK, pour les événements de basse énergie ($E < 1\text{ GeV}$) et haute énergie; les points représentent les données de SK, les traits pleins le flux de neutrinos attendu avec une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ à 2 saveurs (trait fin) et sans oscillation (trait gras) [58].

une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Une oscillation à deux saveurs $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ avec un Δm^2 de l'ordre de 10^{-3} et $\sin^2\theta_{23} \approx 0.5$, permet d'expliquer parfaitement cet effet. De plus, à basse énergie ($P < 400\text{ MeV}$), on peut remarquer un déficit de ν_μ pour tous les angles zénithaux; il peut

être expliqué également par l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ car à faible énergie, l'oscillation peut se produire sur des courtes distances (d'après l'équation 1.2.17, on a par exemple une probabilité de 10% d'oscillation pour des neutrinos de 200 MeV parcourant 20 km). L'excès d'événements électron à basse énergie (inférieure à 1 GeV) est dû à une incertitude d'environ 20% sur la normalisation des flux de neutrino.

Par ailleurs, il existe un autre phénomène intéressant à commenter : le diamètre de la Terre correspondant à une demie période d'oscillation solaire, la quasi totalité des ν_e de basse énergie avec $\cos(\theta)=-1$ a oscillé en ν_μ . Cependant, cette disparition de ν_e est compensée par l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ avec un Δm^2 solaire. Cet effet a lieu pour toutes les valeurs de $\cos(\theta)$, mais se résume à quelques pourcents pour $\cos(\theta)=1$, et est maximum à $\cos(\theta)=-1$.

Contrairement au cas des neutrinos solaires où les effets de matière permettent de définir le signe de Δm_{12}^2 , on ne peut pas pour l'instant connaître celui du Δm^2 atmosphérique. Il est assimilé à $|\Delta m_{23}^2|^4$.

Cependant, même si la disparition des ν_μ atmosphériques est compatible avec une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, l'analyse des événements de SK en faveur d'une apparition de ν_τ , c'est-à-dire détection du τ , exclut une non- τ -oscillation à 2.4σ [59]. Une oscillation en neutrino stérile n'est donc pour l'instant pas totalement exclue.

1.4.3 Sources artificielles de neutrinos

Sur Terre, il existe 2 sortes de sources artificielles : les neutrinos produits par les réacteurs nucléaires, et ceux produits sur accélérateur.

Comme nous l'avons vu à la section 1.2.2, suivant la distance source-détecteur L et l'énergie des neutrinos E , les oscillations de neutrinos apparaissent pour des valeurs de Δm^2 telles que $\Delta m^2 \approx \frac{E}{L}$. Comme nous l'avons vu précédemment, on associe les paramètres $|\Delta m_{23}^2|$ et $\sin^2\theta_{23}$ aux neutrinos atmosphériques, et Δm_{12}^2 et $\sin^2\theta_{12}$ aux neutrinos solaires. Afin d'étudier différents paramètres d'oscillation, on peut donc artificiellement reproduire sur Terre les conditions des différentes sources naturelles dans des schémas d'oscillation à 2 saveurs, en ajustant E et L en fonction de la valeur de Δm^2 à laquelle on souhaite être sensible. Les sources artificielles permettent également de mesurer ou contraindre l'angle θ_{13} en étudiant les oscillations par apparition de ν_e (en observant $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$) ou par disparition (en observant $\nu_e \rightarrow \nu_e$), en se plaçant à une sensibilité de l'ordre de $|\Delta m_{23}^2|$.

neutrinos produits par les réacteurs

Les réacteurs nucléaires produisent des antineutrinos $\bar{\nu}_e$, par les réactions de fission de ^{238}U , ^{235}U , ^{239}Pu ou ^{241}Pu . Comme le montre la figure 1.13, l'énergie moyenne des neutrinos est de 3.6 MeV.

Comme on ne peut pas créer ni de muon ni de tau, les expériences de détection de neutrinos de réacteurs ne peuvent mesurer que des disparitions de $\bar{\nu}_e$. Suivant la valeur $\frac{L}{E}$, on peut se replacer dans le cadre des neutrinos solaires en utilisant une grande distance (LBL) ($L \approx 100$ km), ou bien être sensible au domaine atmosphérique avec des distances plus courtes (SBL) ($L \approx 1$ km). Dans le premier cas, on peut mesurer les paramètres solaires, et dans le deuxième cas, on peut chercher à mesurer ou contraindre le paramètre θ_{13} en fonction de la valeur de

⁴ou $|\Delta m_{13}^2|$ puisque $\Delta m_{12}^2 \ll |\Delta m_{23}^2|$

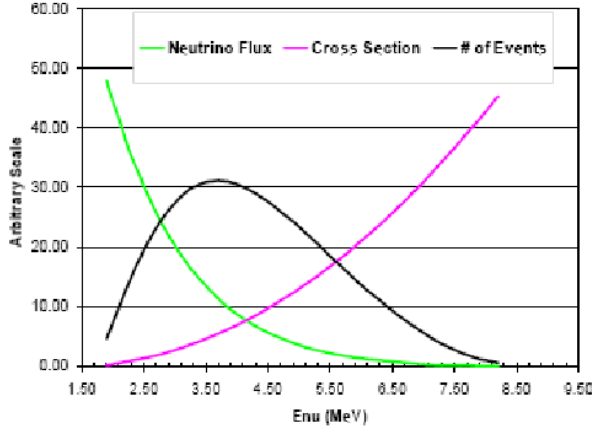


FIG. 1.13 – Distributions du flux de $\bar{\nu}_e$, de la section efficace, et du nombre d'interactions de $\bar{\nu}_e$ (convolution des 2 autres distributions) [60].

$|\Delta m_{23}^2|$, mesurée précisément par les expériences sur accélérateurs que nous allons voir plus bas.

La détection d'une interaction de $\bar{\nu}_e$ peut se faire par exemple avec un scintillateur liquide dopé au gadolinium ; les $\bar{\nu}_e$ peuvent interagir avec un proton pour donner un positron et un neutron :

$$\begin{array}{l} \bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n, \\ \text{puis} \quad e^+ e^- \rightarrow 2\gamma \text{ (511 keV),} \\ \text{et} \quad n p \rightarrow d + \gamma \text{ (8 MeV).} \end{array}$$

Le positron s'annihile après $1\mu\text{s}$ en 2γ de 511 keV, puis la capture du neutron est suivie de l'émission d'un photon de 8 MeV. La coïncidence entre les 2 signaux de photons à 8 MeV et 511 keV signe l'interaction d'un $\bar{\nu}_e$.

Le premier détecteur de ce type a permis de mettre en évidence l'existence du neutrino en 1956 auprès du réacteur de Savannah River. Depuis, plusieurs autres expériences sur réacteur ont fourni différents résultats sur les valeurs des paramètres d'oscillation.

L'expérience Kamland utilisait 53 réacteurs principalement japonais comme LBL, avec une distance moyenne de 180 km. Elle a fourni en 2002 des valeurs pour $\sin^2\theta_{12}$ et Δm_{12}^2 compatibles avec les données des expériences précédentes de détection des neutrinos solaires [61].

Le détecteur CHOOZ, situé en France à 1 km du réacteur dans les Ardennes, a fourni en 1998 après 16 mois de prise de données, la meilleure limite actuelle sur l'angle de mélange θ_{13} [62], qui est de $\sin^2 2\theta_{13} < 0.1$ à 2σ . Un nouveau projet, Double-CHOOZ [63], est en cours de préparation, basé sur deux détecteurs identiques en position lointaine (1 km) et proche. Les détecteurs seront similaires à celui de CHOOZ mais seront en plus équipés d'une zone de scintillateur liquide supplémentaire, sans gadolinium, autour de la zone active : ceci permet d'augmenter l'efficacité de détection des photons, ainsi que d'améliorer la reconstruction d'énergie du neutrino initial. Le détecteur lointain a été installé dans l'ancienne caverne du détecteur de CHOOZ, le détecteur proche sera installé dans une autre caverne. La limite sur

θ_{13} pouvant être atteinte par cette expérience après 4 ans (1.5 an avec un seul détecteur et 2.5 ans avec les deux détecteurs) est de $\sin^2 2\theta_{13} < 0.025$ [64].

Un projet futur de détection de neutrinos de réacteurs en Chine (Daya Bay) possèdera plusieurs détecteurs proches et lointains (8 détecteurs sont en projet). Afin de limiter les systématiques, ces détecteurs seront interchangeableables par un système de rails, ce qui rend cette expérience complexe dans la réalisation. La sensibilité de cette expérience après 3 ans est estimée à $\sin^2 2\theta_{13} < 0.01$ [64]. On peut également mentionner qu'il existe d'autres projets de neutrinos sur réacteur, en Corée (RENO) et au Brésil (ANGRA).

neutrinos produits sur accélérateurs

Le principe de production de neutrinos sur accélérateurs consiste tout d'abord en la production d'un faisceau de protons que l'on envoie sur une cible (graphite, béryllium, ...); les hadrons produits (pions et kaons) se désintègrent ensuite en μ et ν_μ . L'énergie des neutrinos produits est de l'ordre du GeV et dépend de l'énergie des protons initiaux. Le premier faisceau de ν_μ à Brookhaven a permis de le mettre en évidence en 1962. L'intérêt aujourd'hui est l'étude de l'oscillation atmosphérique et de l'angle θ_{13} , et donc d'observer si les ν_μ du faisceau oscillent sur une grande distance (quelques centaines de km). On dit que ces expériences sont à longue distance (LBL). Les expériences utilisent en général 2 détecteurs, un proche et un lointain; ainsi, la comparaison des flux avant et après oscillation permet de limiter les erreurs systématiques.

La première expérience en faisceau LBL était appelée K2K (Kek to Kamiokande) : un faisceau de neutrinos d'énergie moyenne 1.3 GeV, produit à l'accélérateur de Kek au Japon, était envoyé en direction du détecteur de SuperKamiokande à 260 km. Ses résultats sur la disparition de ν_μ ont confirmé ceux de SK sur les neutrinos atmosphériques [65].

Une expérience similaire actuelle, MINOS aux États-Unis, mesure également une disparition de ν_μ , et utilise un faisceau produit au Fermilab, pouvant prendre trois configurations d'énergie suivant la position de la cible des protons, configuration LE ($\langle E \rangle = 3$ GeV), ME ($\langle E \rangle = 6$ GeV) et HE ($\langle E \rangle = 10$ GeV). Le faisceau est envoyé vers le détecteur lointain placé dans la mine de Soudan, à 732 km. D'après les remarques sur les sections efficaces CC des neutrinos et la probabilité d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ faites dans les sections 1.2.1 et 1.2.2, la probabilité diminue avec l'énergie, mais le nombre d'interactions $\nu_\mu CC$ augmente. Le choix de la configuration du faisceau n'aura pas d'impact important sur le nombre d'interactions final. Les premiers résultats de MINOS obtenus en configuration LE depuis mars 2005 ont fourni des valeurs précises de $|\Delta m_{23}^2|$ et $\sin^2 \theta_{23}$, respectivement à 18% et 10% à 1σ [66]. Il est également possible avec MINOS de chercher une apparition de ν_e venant de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Pour l'instant, aucune expérience n'a détecté ce genre de signal, qui donnerait une valeur non nulle à l'angle θ_{13} .

Une autre expérience sur faisceau LBL, OPERA, qui fait l'objet de cette thèse, utilise un faisceau de neutrinos d'énergie moyenne de 17 GeV, créé au CERN et envoyé en direction du Gran Sasso (Italie) à 730 km. Le but de cette expérience est d'observer une apparition de ν_τ dans le faisceau de ν_μ , validant l'hypothèse des oscillations atmosphériques [67]. Cette partie est détaillée dans le chapitre 2.

Une dernière expérience sur faisceau que nous présentons ici est nommée T2K (Tokai to Kamiokande), qui devrait commencer sa prise de données fin 2009. Elle utilise un faisceau produit à Tokai par l'accélérateur de JParc au Japon et envoyé vers le détecteur de

SuperKamiokande à 295 km [68], faisceau 50 fois plus intense que celui utilisé pour K2K. La particularité du faisceau est d'utiliser la technique dite "hors-axe" décrite dans [69], qui consiste à envoyer le faisceau dans une direction décalée de quelques degrés par rapport à la position du détecteur lointain. En utilisant les propriétés cinématiques des désintégrations à 2 corps, cette technique permet de piquer le faisceau à une énergie déterminée suivant l'angle hors-axe. Ainsi, on élimine les queues à haute énergie, où les processus non quasi-élastiques dominent, gênants pour les détecteurs Cerenkov ; également, la technique hors-axe permet de réduire la composante en ν_e du faisceau qui constitue un bruit de fond pour les apparitions de ν_e , car ils sont produits par une désintégration à 3 corps. L'angle hors-axe de T2K est de 2, donnant une énergie moyenne de 0.7 GeV, autour du maximum d'oscillation. Les enjeux de T2K sont la recherche d'apparition de ν_e afin de contraindre θ_{13} avec une sensibilité de $\sin^2 2\theta_{13} < 0.01$, et l'étude de la disparition de ν_μ afin de connaître $|\Delta m_{23}^2|$ et $\sin\theta_{23}$ avec des précisions de l'ordre du pourcent.

1.4.4 Autres sources de neutrinos

Il existe des sources naturelles de neutrinos autres que le soleil ou l'atmosphère. Nous allons ici en citer quelques-unes sans détailler les processus de production ou de détection.

Les géoneutrinos sont des $\bar{\nu}_e$ produits dans la croûte et le manteau terrestres, par les désintégrations β des ^{238}U , ^{232}Th et ^{40}K [70]. Ces mécanismes fournissent 40% de l'énergie interne de la Terre, et contribuent à la tectonique des plaques, au volcanisme et au géomagnétisme. Également, la composition chimique de la Terre révèle ses origines et son histoire. Il existe un modèle traitant la Terre comme un bloc de silice, appelé BSE [71]. Le détecteur de Kamland a enregistré des flux de neutrinos correspondant aux désintégrations de ^{238}U et ^{232}Th (les neutrinos du potassium sont trop peu énergétiques), compatibles avec ce modèle [72]. Dans l'avenir, d'autres expériences comme Borexino et SNO+ (extension du détecteur de SNO rempli avec du scintillateur liquide) seront sensibles aux géoneutrinos.

Lors de l'explosion de Supernovae, des neutrinos de faible énergie (de l'ordre du MeV) sont émis. Une "bouffée" de neutrinos a déjà été observée en 1987 par les expériences Kamiokande [73] et IMB [74] en provenance de la supernova SN1987A dans le Grand Nuage de Magellan. Aujourd'hui des télescopes à neutrinos comme Antarès [75], lignes de photomultiplicateurs immergées dans la Méditerranée au sud de Toulon, ou ICECUBE au pôle sud [76], scrutent le ciel à la recherche de neutrinos qui peuvent provenir de phénomènes astrophysiques de haute énergie comme les sursauts gamma, les microquasars, les noyaux de galaxie ... Tous ces processus mettent en oeuvre l'accélération de particules subatomiques produisant des neutrinos, qui ont la faculté de ne pas être perturbés lors de leur voyage dans l'univers, et renseignent donc sur leurs mécanismes de production. Antarès et ICECUBE sont sensibles à des neutrinos d'énergie de l'ordre du TeV ou plus, mais leur système de déclenchement peut également être adapté afin de détecter des paquets de neutrinos même peu énergétiques, et ainsi être sensible à ceux émis lors de l'explosion de supernovae. L'astronomie par les neutrinos constitue un volet crucial de l'astrophysique.

Les neutrinos reliques sont des neutrinos froids non relativistes de 2K, et très abondants dans l'univers. Ils proviennent du découplage des neutrinos pendant la formation de l'univers, à une température de 2 MeV pour les ν_e , et 3 MeV pour les $\nu_{\mu,\tau}$, quand la force faible ne

pouvait plus garder les neutrinos en équilibre thermique avec le plasma électromagnétique. Ils sont intéressants à étudier car ils constituent une trace du rayonnement primordial, et peuvent renseigner sur leur nombre effectif ainsi que sur leur masse. Des outils cosmologiques comme les structures à grande échelle, le bruit de fond de rayonnement cosmologique et la nucléosynthèse primordiale peuvent être utilisés pour déterminer les propriétés des neutrinos reliques. L'étude de la nucléosynthèse primordiale a par exemple contraint le nombre effectif des neutrinos⁵ en fonction de la densité baryonique à $2.5_{-0.9}^{+1.1}$ à 2σ [77]. Cependant, de par leur faible énergie, les neutrinos reliques sont difficiles à détecter directement, mais le fait que les neutrinos soient massifs relance aujourd'hui le principe de détection des neutrinos reliques par capture β [78].

1.5 Connaissances actuelles et enjeux

On sait aujourd'hui des neutrinos qu'il n'en existe que 3 saveurs actives, mais on n'a aucune certitude sur l'existence ou non de neutrinos stériles ; on sait qu'ils ont une masse non nulle mais très faible, dont nous n'avons pour l'instant qu'une limite supérieure ; et on sait aussi qu'ils sont soumis à des oscillations gouvernées par plusieurs paramètres dont on ne connaît pas la valeur de certains. Dans cette section sont résumées tout d'abord les connaissances actuelles sur ces différents paramètres, puis nous verrons ce que les projets à long terme pourront apporter. Les différentes méthodes pour accéder à la masse absolue des neutrinos, ainsi que les possibilités d'existence d'un ou plusieurs neutrino(s) stérile(s) sont détaillées dans l'annexe 1.

1.5.1 Mesure des paramètres d'oscillation, phase δ de violation CP et hiérarchie de masse

Les expériences d'oscillation de neutrinos donnent des valeurs ou des limites aux paramètres d'oscillation.

Tout d'abord, les expériences de détection de neutrinos solaires, ainsi que les données de Kamland, ont permis de déterminer les paramètres solaires Δm_{21}^2 et $\sin^2\theta_{12}$ avec des précisions respectives à 1σ de 4% et 9%. Le contour de la figure 1.14 à gauche montre les valeurs permises dans le plan Δm_{12}^2 en fonction de $\sin^2\theta_{12}$ ainsi que les différentes contributions des expériences : on voit que $\sin^2\theta_{12}$ est mieux déterminé par les données solaires, et Δm_{21}^2 par Kamland.

Les valeurs de $|\Delta m_{23}^2|$ et $\sin^2\theta_{23}$ ont été déterminées par les données atmosphériques de SK, et confirmées par les expériences sur accélérateur K2K et MINOS. Le contour de la figure 1.14 à droite montre de même que pour les paramètres solaires, les valeurs permises dans le plan $|\Delta m_{13}^2|$ en fonction de $\sin^2\theta_{23}$, avec $|\Delta m_{13}^2| \approx |\Delta m_{23}^2|$. MINOS et T2K pourront donner une précision de l'ordre du pourcent aux paramètres atmosphériques.

La valeur de $\sin^2\theta_{13}$ n'est pas connue actuellement, il n'existe qu'une limite supérieure déterminée par l'expérience CHOOZ [62]. Toutefois, le meilleur fit global de toutes les expériences indiqué sur la figure 1.15 donne aujourd'hui une valeur non nulle à $\sin^2\theta_{13}$ de 0.01, mais on voit aussi que la limite inférieure disparaît au delà de 1σ de niveau de confiance. Les sensibilités à θ_{13} en fonction du temps pour chaque expérience actuelle ou à venir, séparément

⁵Le nombre de neutrinos détermine le taux d'expansion de l'univers pendant la nucléosynthèse primordiale

et combinées, sont données sur la figure 1.16.

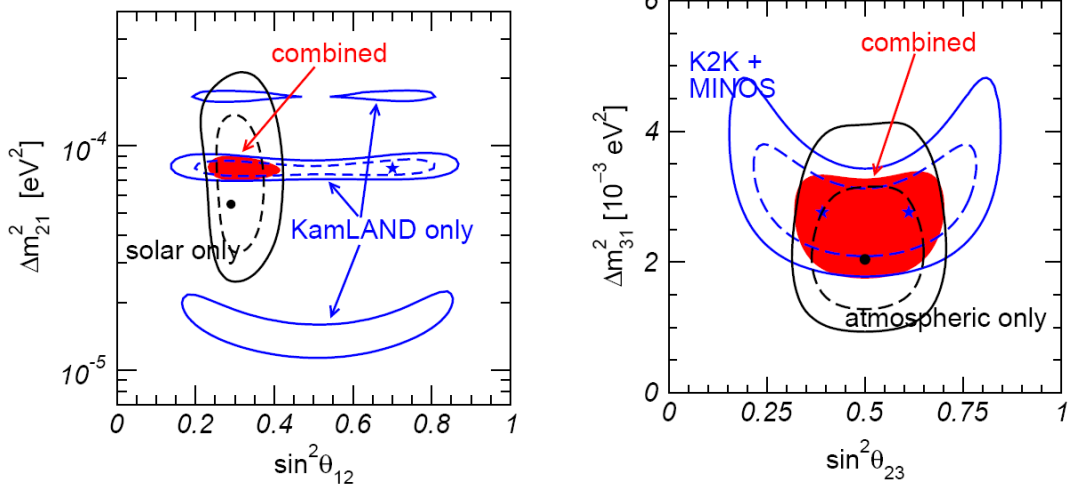


FIG. 1.14 – contours Δm^2 versus $\sin^2\theta$ pour les paramètres solaires à gauche et atmosphériques à droite [81]. Précisions à 90% CL (courbes pointillées) et 99.73% CL (courbes pleines).

Plusieurs enjeux subsistent en ce qui concerne les oscillations de neutrinos :

- Déterminer la nature de l'oscillation atmosphérique $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$; pour cela, l'expérience OPERA détaillée dans le chapitre 2 a pour but d'observer directement l'apparition de ν_τ dans un faisceau de ν_μ .
- Améliorer les précisions sur $|\Delta m_{23}^2|$ et $\sin^2\theta_{23}$: les expériences comme MINOS et T2K vont fournir des mesures précises dans les années à venir.
- Mesurer ou contraindre θ_{13} .
- Si θ_{13} est mesuré avec une valeur non nulle, il sera alors possible de déterminer la phase δ de violation CP, qui apparaît dans la probabilité d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ seulement si $\theta_{13} \neq 0$.
- Déterminer le signe de Δm_{23}^2 .

La mesure de l'angle θ_{13} joue un rôle primordial, puisqu'elle permettra de mesurer ou non la phase δ . On a vu précédemment que les neutrinos produits sur réacteur et accélérateur peuvent renseigner sur ce sujet. En effet, la probabilité de disparition des $\bar{\nu}_e$ pour une sensibilité à un $|\Delta m^2|$ atmosphérique s'écrit :

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \approx 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right) \quad (1.5.1)$$

L'étude de cette disparition effectuée avec les neutrinos de réacteurs donne donc une mesure qui ne dépend que de l'angle θ_{13} . Dans d'autres configurations, des paramètres supplémentaires sont présents dans la probabilité d'oscillation, qui ne donne donc pas une mesure pure de cet angle. Par exemple, la probabilité d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, étudiée en base longue avec les neutrinos produits sur accélérateur, est complexe et dépend de plusieurs paramètres, dont l'angle θ_{13} et la phase δ . En négligeant les effets de matière, elle peut s'écrire ainsi :

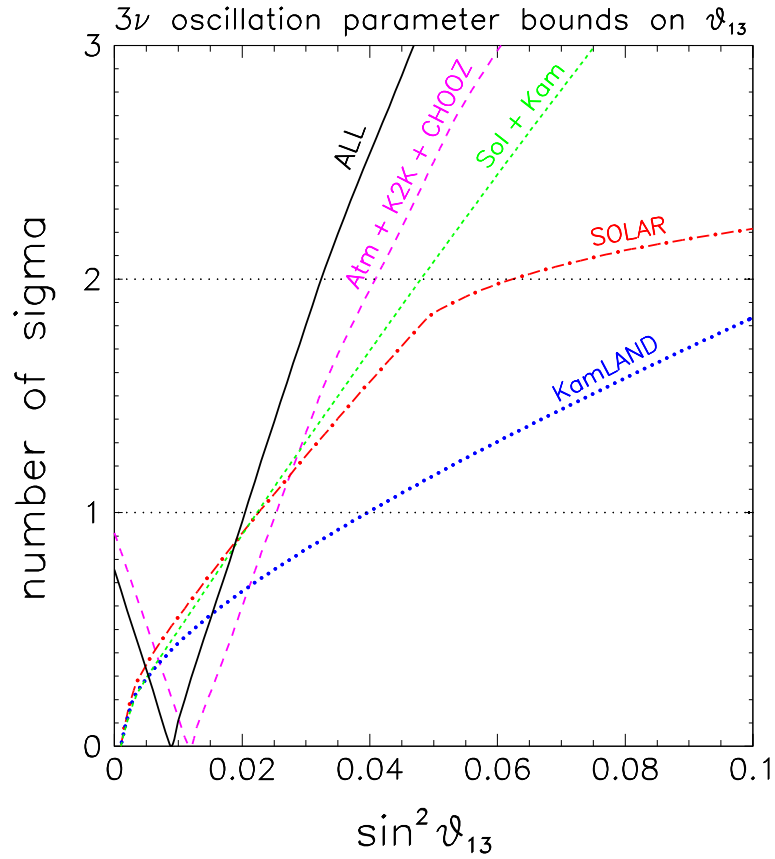


FIG. 1.15 – Déviation standard σ en fonction de la valeur de $\sin^2\theta_{13}$ ajustée par les différentes expériences [82].

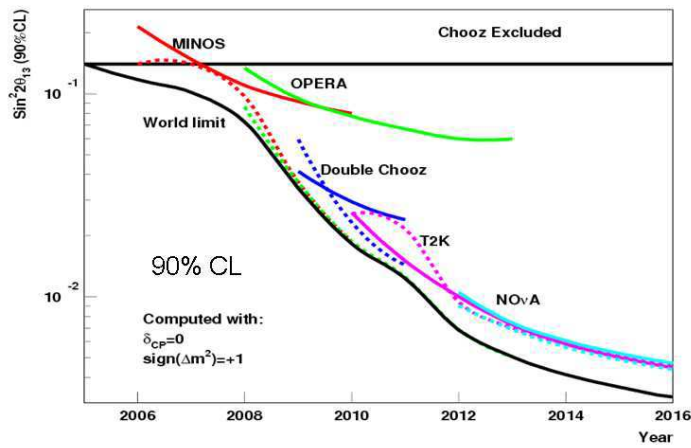


FIG. 1.16 – sensibilités à $\sin^2 2\theta_{13}$ en fonction du temps pour chaque expérience, séparément (traits pleins) et combinées avec les expériences précédentes (trait noir en gras). Les pointillés représentent la sensibilité à $\sin^2 2\theta_{13}$ des expériences combinées sans l'expérience concernée [83].

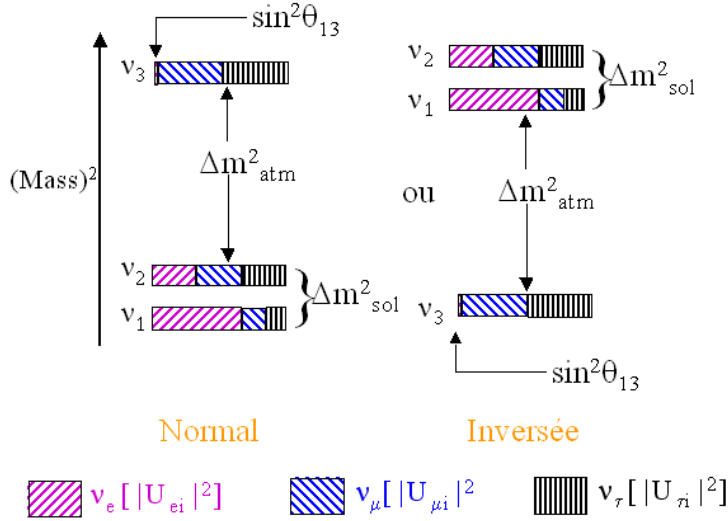


FIG. 1.17 – Schématisation des compositions des états de masse $\nu_{1,2,3}$ en états de saveur $\nu_{e,\mu,\tau}$, ainsi que des hiérarchies normale et inversée.

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &\approx \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) & (1.5.2) \\
 &+ \sin^2 2\theta_{13} \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{12} \sin \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \cos \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \pm \delta \right) \\
 &+ \sin^2 2\theta_{12} \cos^2 \theta_{23} \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right),
 \end{aligned}$$

avec $\Delta m_{21}^2 \approx \Delta m_{31}^2$. On peut donc dans ce cas être sensible aux deux paramètres, mais on n'obtient pas une mesure pure de θ_{13} . On voit également dans cette formule l'importance que l'angle θ_{13} soit non nul pour pouvoir mesurer la phase δ . La combinaison des différents types d'expérience (réacteurs et accélérateurs) permettra une meilleure détermination ou contrainte de ces deux paramètres.

En considérant les effets de matière pour les bases longues, on peut déterminer le signe de Δm_{23}^2 (voir section 1.2.2). On aura par exemple un rapport

$$\frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)}{P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)} \quad (1.5.3)$$

supérieur à 1 dans le cas de hiérarchie normale ($m_3^2 > m_2^2$), et inférieure à 1 dans le cas de hiérarchie inverse ($m_3^2 < m_2^2$). On peut observer cet effet sur les distributions de la figure 1.18.

Cependant, la phase δ agit aussi sur ce rapport, comme on l'a vu dans la section 1.2.2, mais les dépendances de chaque phénomène sont différentes suivant E et L ; si on parvient à être sensible au rapport de l'équation 1.5.3 différent de 1, il sera donc possible de séparer les

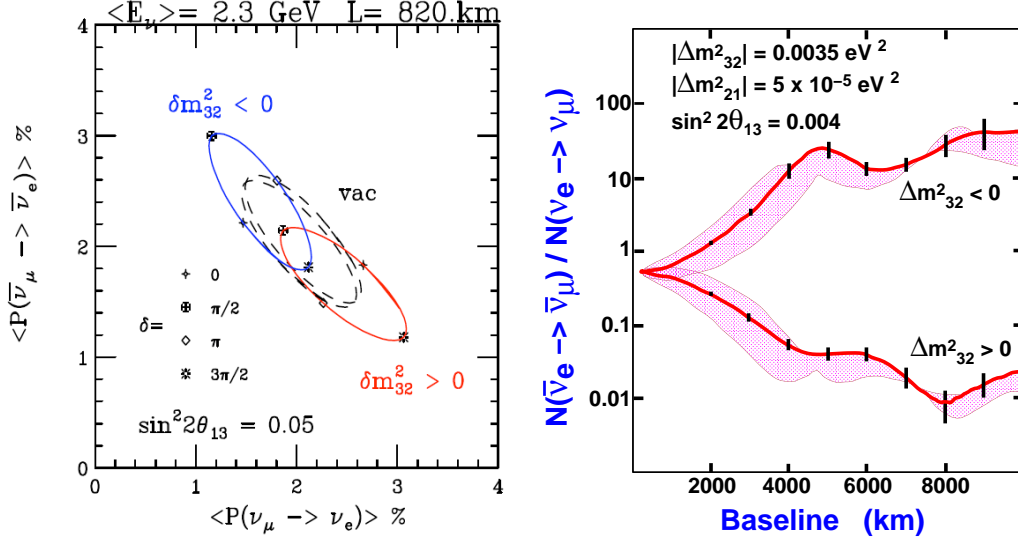


FIG. 1.18 – A gauche : probabilités d’oscillation $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ en fonction de $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$, calculée avec les paramètres de l’expérience NuA [79] : deux ensembles de solutions possibles en fonction du signe de Δm^2 , les différentes valeurs dans chaque ensemble étant déterminées par la phase δ . A droite : évolution du rapport $\frac{N(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)}{N(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}$ en fonction de la distance entre la source de neutrinos et le détecteur, c’est-à-dire en fonction de l’importance des effets de matière ; prédictions théoriques données pour une usine à neutrinos avec des ν_μ de 20 GeV ; la largeur des bandes (en rose) représente l’effet de la phase δ sur ce rapport entre $-\frac{\pi}{2}$ et $+\frac{\pi}{2}$, qui disparaît à $L=7000 \text{ km}$ [80].

effets respectifs en utilisant des combinaisons d’expériences. Par exemple, on pourra comparer les résultats des prochaines expériences d’apparition de ν_e T2K et NuA (autre expérience en projet sur faisceau LBL hors ligne aux États-Unis) ; ces expériences sont similaires mais possèdent des énergies et distances source-détecteur différentes, et pourront donc séparer les effets liés à la phase δ et à la matière. Par ailleurs, comme indiqué sur la figure 1.18, il existe une distance dite "magique" : pour $L=7000 \text{ km}$, les effets sur le rapport 1.5.3 liés à la phase δ disparaissent : on a donc une contrainte pure sur les effets de matière, et par conséquent sur la hiérarchie de masse.

Paramètres d’oscillation	Meilleur ajustement	Précision à 1σ
Δm_{21}^2	7.9210^{-5} eV^2	4%
$ \Delta m_{31}^2 $	2.510^{-3} eV^2	10%
$\sin^2 \theta_{12}$	0.3	9%
$\sin^2 \theta_{23}$	0.5	16%
$\sin^2 \theta_{13} < 0.025$ à 2σ		

TAB. 1.4 – Valeurs actuelles des paramètres intrinsèques d’oscillation [81]

Les différentes valeurs actuelles des paramètres d’oscillation ainsi que leur précision respective à 1σ sont données dans le tableau 4.11. Les compositions, reliées aux angles de mélange, des états de masse $\nu_{1,2,3}$ en états de saveur $\nu_{e,\mu,\tau}$, ainsi que les différences de masses carrées sont schématisées sur la figure 1.17.

1.5.2 Projets de super-faisceaux, faisceaux- β et usines à neutrinos

Des projets à moyen et long terme (2015, 2020 ...) sont imaginés afin d'améliorer considérablement la sensibilité à θ_{13} , à δ , ainsi qu'au signe de Δm_{23}^2 . Trois types d'expériences sont proposés à différentes échéances : les expériences avec super-faisceau, avec faisceau- β , et à très long terme, les usines à neutrinos.

Les super-faisceaux sont des faisceaux de neutrinos conventionnels, comme schématisé sur la figure 1.19, mais avec des faisceaux de protons de très haute intensité. On peut citer par exemple le projet de T2HK (Tokai to HyperKamiokande) [84], la deuxième phase de T2K : un faisceau de 4MW sera envoyé vers un détecteur cerenkov "mégatonne" situé symétriquement à SK par rapport à l'accélérateur de JParc. Un projet concurrent existe en Europe, MEMPHYS [85], où un faisceau sera envoyé du CERN SPL vers un détecteur mégatonne situé dans le tunnel du Fréjus.

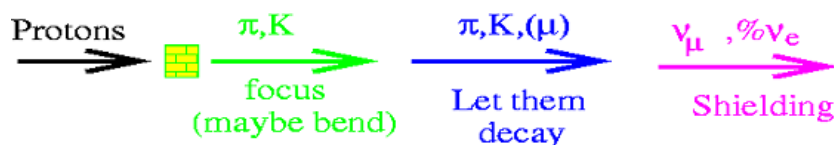
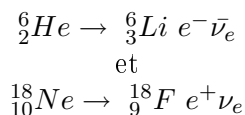


FIG. 1.19 – Schéma d'un super-faisceau de neutrinos.

Les faisceaux- β permettent de produire un faisceau pur et intense ν_e et $\bar{\nu}_e$, par accélération de noyaux radioactifs, comme schématisé sur la figure 1.20, suivant ces réactions :



Les ions utilisés sont choisis de telle manière à ce qu'ils aient une durée de vie suffisamment longue pour être accélérés, mais assez courte pour se désintégrer rapidement. Les énergies moyennes des ν_e et $\bar{\nu}_e$ sont de l'ordre de 100 MeV. En plus d'améliorer la sensibilité sur δ et θ_{13} , les expériences de faisceau- β sont une source intense de neutrinos de faible énergie dont le spectre est très bien connu, et pourront donc fournir des données de sections efficaces à basse énergie, là où les connaissances actuelles sont les plus limitées (voir section 1.3). Les projets de faisceau- β monochromatique par capture électronique pourront de plus fixer précisément l'énergie de l'interaction.

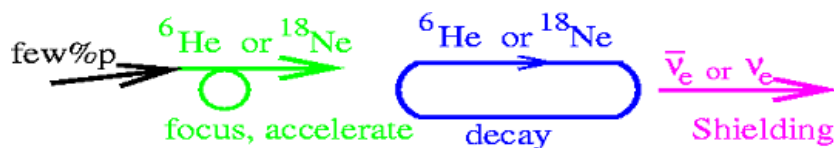


FIG. 1.20 – Schéma d'un faisceau- β de neutrinos.

Le principe des usines à neutrinos est schématisé sur la figure 1.21 : des muons μ^- (ou μ^+) sont accélérés et stockés, et donnent naissance après désintégration à un faisceau pur et intense de ν_μ et $\bar{\nu}_e$ (ou $\bar{\nu}_\mu$ et ν_e) en se désintégrant. L'observation d'un muon μ^+ dans le premier cas (ou μ^- dans le deuxième cas) représente la signature d'une oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ ou ($\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$), avec un bruit de fond de l'ordre de 0.1%. L'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ est appelée "canal d'or". Les usines à neutrino permettront également d'étudier le "canal de platine" $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, afin de tester la violation de CP dans le domaine leptonique (c'est à dire observer les effets de la phase δ), mais aussi le "canal d'argent" $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$, afin de lever les ambiguïtés sur l'oscillation des ν_e . Enfin, une usine à neutrinos avec une base longue de 7000 km (longueur "magique"), permettrait de résoudre la question de hiérarchie de masse.

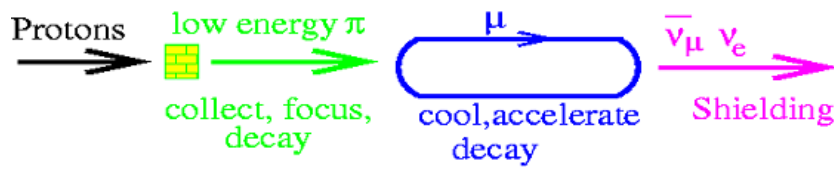


FIG. 1.21 – Schéma d'une usine à neutrinos.

Les sensibilités à $\sin^2 2\theta_{13}$ à 90% C.L., ainsi qu'au signe de Δm_{23}^2 en fonction de $\sin^2 2\theta_{13}$, des différents projets à court, moyen et long terme sont indiquées sur la figure 1.22 et 1.23 : on voit que les usines à neutrinos descendent la limite sur $\sin^2 2\theta_{13}$ à un facteur 1000 sous la limite que peuvent atteindre les expériences comme T2K ou No ν A, et ont une meilleure sensibilité à la hiérarchie de masse.

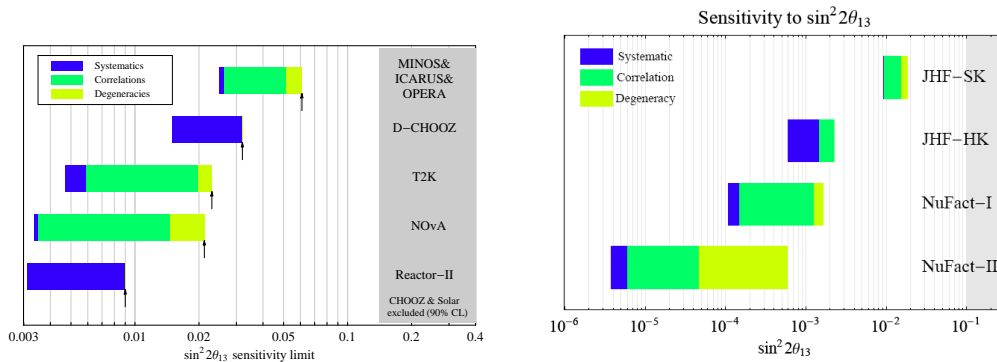


FIG. 1.22 – Comparaison des sensibilités à $\sin^2 2\theta_{13}$ et limites statistiques à 90% C.L., pour les expériences actuelles à gauche [86], et entre différents projets futurs à droite [87].

Par ailleurs, on peut voir sur la figure 1.24 les sensibilités à 3σ des différentes expériences futures à la phase δ de violation CP en fonction de $\sin^2 2\theta_{13}$; les expériences d'usine à neutrinos possèdent le meilleur potentiel, sauf à grand θ_{13} ($\sin^2 2\theta_{13} \approx 0.1$), où les incertitudes sur les effets de matière dominant : dans ce cas, T2HK possède la meilleure sensibilité à la phase δ .

Les expériences à long terme (faisceau- β et usines à neutrinos) possèdent donc un énorme potentiel de découverte mais leur orientation va dépendre fortement de ce qui sera découvert avec les expériences à court et moyen terme (T2K, No ν A, T2HK, SPL-MEMPHYS, ...).

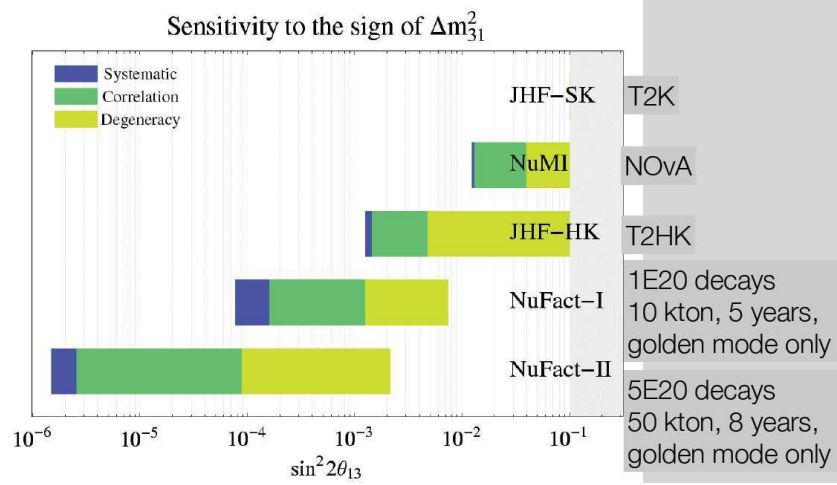


FIG. 1.23 – Comparaison des sensibilités au signe de Δm_{31}^2 en fonction de $\sin^2 2\theta_{13}$ pour les futures expériences sur accélérateur [88].

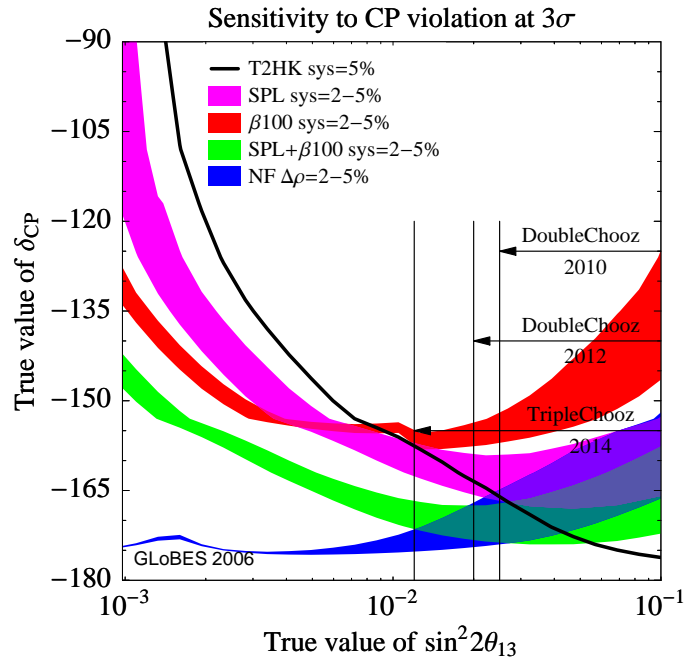


FIG. 1.24 – Sensibilités à 3σ des différentes expériences futures à la phase δ de violation CP en fonction de $\sin^2 2\theta_{13}$ [89].

Nous avons vu dans ce chapitre que depuis son observation la première fois en 1956, de nombreuses découvertes sur le neutrino ont été effectuées, tant en observant ceux venant des sources naturelles (univers, atmosphère, soleil, Terre) qu'en essayant d'en produire artificiellement suivant certaines stratégies. La certitude qu'ils possèdent la faculté d'osciller d'une saveur à une autre apportée en 2000 a amené des solutions (notamment au problème des neutrinos solaires) ainsi que de nombreux défis encore sources de réflexions et de recherches, comme la détermination de la masse absolue des neutrinos et des paramètres d'oscillation restants, et la question de l'existence de neutrinos stériles. Les expériences futures à court, moyen et long terme s'efforceront de répondre à la plupart de ces questions.

Chapitre 2

L'expérience OPERA

L'expérience OPERA (Oscillation Project with Emulsion tRacking Apparatus) [67] a été proposée en 1999 afin de valider sans ambiguïté l'hypothèse d'oscillation atmosphérique de neutrinos $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Un faisceau de neutrinos muoniques ν_μ est produit au CERN et envoyé en direction du laboratoire du Gran Sasso en Italie à 732 km (comme schématisé sur la figure 2.1), où on cherche à détecter l'apparition de neutrinos tauïques. OPERA permettra d'observer directement pour la première fois un changement de saveur dans un faisceau pur d'une saveur donnée. L'expérience a démarré sa prise de données le 24 septembre 2007.



FIG. 2.1 – Schéma du parcours des neutrinos du CERN au Gran Sasso

OPERA est une collaboration internationale de 36 instituts, dont trois laboratoires français (LAPP-Annecy, IPN-Lyon, IReS-Strasbourg), et compte environ 160 physiciens. L'expérience reprend le concept "Emulsion Cloud Chamber" (ECC) [90], déjà utilisé dans l'expérience DONUT qui a détecté le neutrino tau en 2000 [7], qui consiste à intercaler un matériau dense (du fer pour DONUT, du plomb pour OPERA) avec des émulsions photographiques. Les particules chargées produites lors des différentes interactions dans la matière ionisent les grains d'argent des émulsions, qui sont ensuite observés au microscope après développement pour reconstituer et identifier les traces des particules. La technique ECC fournit une précision micrométrique et est actuellement le détecteur de traces chargées le plus précis.

Ce chapitre est composé de deux parties : dans la première, nous détaillons tout d'abord la production du faisceau de neutrinos, puis la composition du détecteur et le fonctionnement

de l'expérience ; Ensuite, nous parlerons de la détection du lepton τ , et des performances d'OPERA sur 5 ans, puis enfin des premiers événements neutrino. Dans la deuxième partie, nous détaillons le principe d'acquisition de données des émulsions, le "scanning", procédé de balayage en surface et en profondeur des émulsions, qui permet de numériser leur contenu.

Partie 1 : Description et fonctionnement de l'expérience

2.1 Le faisceau CNGS

Le faisceau CNGS (CERN Neutrino to Gran Sasso) produit les neutrinos de type muonique et les envoie en direction du Gran Sasso, à 732 km. Le diamètre du faisceau au Gran Sasso est de 2 km, où il fait un angle de 3.2° par rapport à la Terre, et possède une énergie moyenne de 17 GeV.

La figure 2.2 schématise les différentes parties nécessaires à la production des neutrinos [91] :

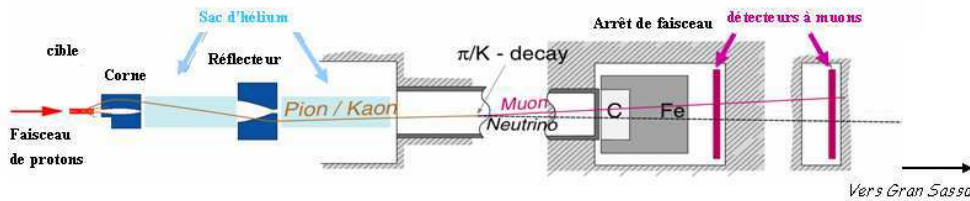


FIG. 2.2 – Schéma des différents composants pour la production du faisceau de ν_μ au CERN

- Un faisceau de protons de 400 GeV est extrait de l'anneau du SPS suivant des périodes de 27.6 secondes composées de 3 cycles de 6 secondes et d'un cycle dédié aux extractions lentes de protons (SE) pour les expériences sur cible fixe (FT), comme on peut le voir sur le schéma 2.3 ; chaque cycle contient 2 extractions rapides de protons successives de $10.5 \mu\text{s}$ séparées de 50 ms. L'intensité nominale est de $2.4 \cdot 10^{13}$ protons sur cible (pot) par extraction rapide, soit $4.5 \cdot 10^{19}$ pot/an (à raison de 200 jours de faisceau par an). A 100 m du point d'extraction, huit dipôles magnétiques permettent de diriger le faisceau de protons soit dans le tunnel du LHC ou soit vers la cible du CNGS. En présence du fonctionnement du LHC, il faudra compter des périodes de 36 secondes, avec un cycle d'extraction de protons vers le tunnel du LHC de 8.4 secondes.

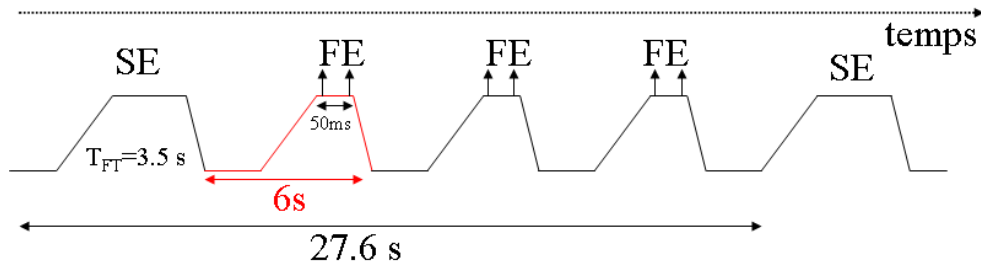


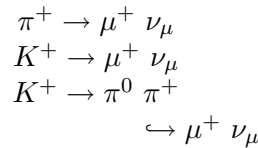
FIG. 2.3 – Schéma des cycles d'extraction des protons de 400 GeV du SPS

- La cible est composée de cinq unités, dont quatre sont des unités de remplacement et seulement une reçoit le faisceau de protons. Chaque unité cible consiste en 13 tiges de graphite de 10 cm de long, espacées de 9 cm ; le diamètre des deux premières est de 5mm, les autres ont un diamètre de 4mm. Les tiges sont soutenues par un tube carboné, à son tour inséré dans

un tube d'aluminium. Le tout est plongé dans du gaz d'hélium à 0.5 bar, assurant ainsi le refroidissement de la cible.

- L'interaction des protons sur la cible donne naissance à des hadrons secondaires, majoritairement des pions et kaons. Ceux-ci sont focalisés grâce à un système de deux lentilles magnétiques de chacune 7m de long, appelées corne et réflecteur ; elles sont parcourues par un courant pulsé respectivement de 150 kA et 180 kA, à raison de deux pulsions de quelques ms espacées de 50 ms, suivant les cycles de 6s des extractions. Ce système permet de focaliser les hadrons positifs de 20 à 50 GeV, ainsi que de défocaliser les hadrons négatifs.

- Les π^+ et K^+ se désintègrent ensuite dans un tube vide long de 1 km et de 2.45 m de diamètre, où ils donnent naissance à des μ^+ accompagnés de ν_μ , par les réactions suivantes :

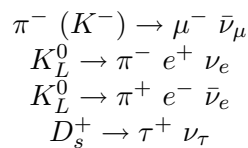


- La quasi totalité des kaons se désintègre dans le tube contre 80% des pions. Un stoppeur de hadrons en fer et carbone est disposé au bout du tunnel de manière à arrêter les hadrons restants.

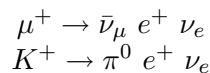
- Enfin, deux chambres à muons permettent de contrôler la direction du faisceau : la première est située derrière le stoppeur de hadrons, séparée de la deuxième par 67m de roche, ce qui sélectionne les muons de plus de 50 GeV dans la deuxième chambre (20 GeV pour la première). Chaque chambre est composée de 41 détecteurs à muons (chambres à ionisation remplies de N_2) disposés en croix, afin de fournir la distribution des profils vertical et horizontal des muons. Comme les neutrinos sont produits par une désintégration à 2 corps accompagnés d'un muon, le centre de la distribution de la position transverse des muons donne la direction du faisceau de neutrinos.

Le faisceau CNGS est opérationnel depuis mai 2006, et le premier faisceau CNGS a été envoyé vers le Gran Sasso en août 2006. Les photos de la figure 2.4 montrent les différents composants du CNGS cités ci-dessus.

Des réactions parasites de particules neutres, négatives ou charmées créées lors de l'interaction des protons sur la cible, produisent d'autres saveurs de neutrinos qui apparaissent dans le CNGS :



De plus, lors de la propagation entre le CERN et le Gran Sasso, les μ^+ et K^+ qui se désintègrent en e^+ produisent en même temps des $\bar{\nu}_\mu$ et ν_e :



La contamination du faisceau par les ν_τ venant de la désintégration de particules charmées est en fait négligeable ($10^{-2}\%$). Des simulations produites par FLUKA¹ permettent de calculer

¹calculs de 2004



FIG. 2.4 – Photos des différentes parties du CNGS ; en haut : à gauche la cible de graphite, à droite une corne ; en bas : à gauche le tube à désintégration, à droite le stoppeur de hadrons

les flux de neutrinos attendus au Gran Sasso pour chaque saveur, que l'on peut visualiser sur la figure 2.5. La cible du détecteur, décrite dans la section 2.2, est constituée d'environ 1.5 kt de plomb ; d'après le chapitre 1, on sait que 75% des interactions neutrino du CNGS se feront par courant chargé (CC) ; en convoluant les flux avec la section efficace courant chargé des neutrinos, on obtient le nombre d'événements CC que l'on attend au Gran Sasso par an et par kt de plomb, intégrés entre 0 et 100 GeV :

$$\begin{aligned}
 N_{\nu_\mu}^{CC} &= 3200 \\
 N_{\bar{\nu}_\mu}^{CC} &= 46 \\
 N_{\nu_e}^{CC} &= 24 \\
 N_{\bar{\nu}_e}^{CC} &= 1
 \end{aligned}$$

Les sections efficaces CC ont été corrigées par un facteur f_c pour rendre compte de la cible non isoscalaire ; le plomb utilisé étant du $^{207}_{82}\text{Pb}$, ce facteur est égal à :

$$f_c = \frac{A-Z}{Z} = 1.5$$

Ceci est en fait une approximation de la section efficace non isoscalaire, décrite dans [92] comme

$$\sigma_\nu = (A - Z)\sigma_n + Z\sigma_p,$$

où $\sigma_{n,p}$ sont les sections efficaces du neutrino sur un neutron ou proton. Néanmoins, cette approche permet de donner une bonne approximation de la quantité d'événements neutrino attendus dans la cible d'OPERA, dont les valeurs précises après efficacité de reconstruction sont calculées dans [92].

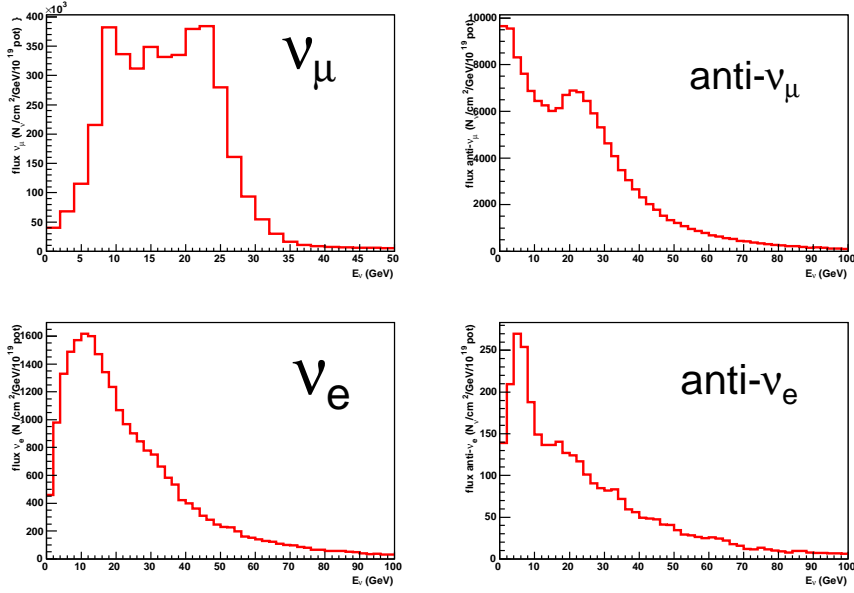


FIG. 2.5 – Flux des différentes saveurs de neutrinos du CNGS attendus au Gran Sasso

Le nombre d'événements ν_τ CC provenant des neutrinos ν_τ produits par oscillation des ν_μ du faisceau, se calcule en convoluant le flux de ν_μ attendu au Gran Sasso, avec la probabilité d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, et la section efficace $\sigma(\nu_\tau CC)$, soit :

$$N\nu_\tau CC = \int_{\text{energie}} (flux(\nu_\mu) \times P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) \times \sigma(\nu_\tau CC) \times f_c)$$

La probabilité d'oscillation est donnée d'après le chapitre 1 par :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) \approx \cos^4(\theta_{13}) \sin^2(2\theta_{23}) \sin^2(1.27 \frac{L}{E} \Delta m_{23}^2)$$

L'énergie moyenne du faisceau de 17 GeV donne, pour un Δm_{23}^2 égal à $2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, une probabilité d'oscillation des ν_μ en ν_τ de 2%. La figure 2.6 montre la superposition du flux de ν_μ avec la courbe de convolution entre la probabilité d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et la section efficace $\sigma(\nu_\tau CC)$: on voit que l'énergie du faisceau a été optimisée afin d'obtenir le meilleur compromis entre la probabilité d'oscillation qui diminue avec l'énergie, et la section efficace $\sigma(\nu_\tau CC)$ qui augmente avec l'énergie.

Le nombre d'événements ν_τ CC attendus au Gran Sasso par an et par kt de plomb est donné dans le tableau 2.1 pour différentes valeurs de Δm_{23}^2 .

Δm_{23}^2 (eV ²)	$1.9 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$3.0 \cdot 10^{-3}$
N interactions ν_τ CC	10	17	24

TAB. 2.1 – Nombre d'événements ν_τ CC attendus au Gran Sasso par an et par kt de plomb pour différentes valeurs de Δm_{23}^2

OPERA pourra également étudier l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ en détectant un excès d'événements

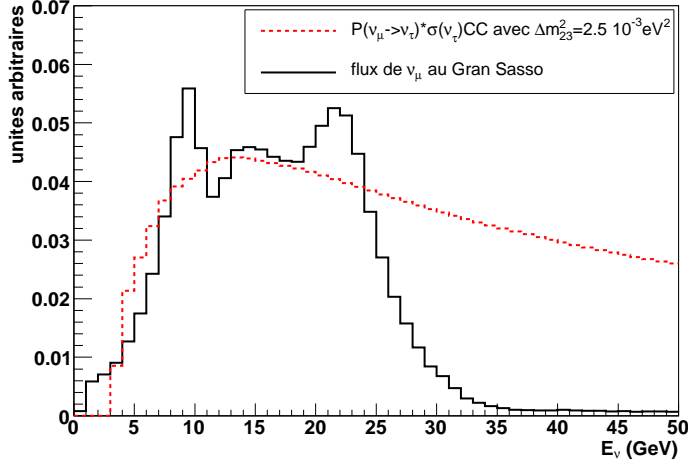


FIG. 2.6 – Superposition du flux de ν_μ attendu au Gran Sasso avec la courbe de convolution entre la probabilité d’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et la section efficace $\sigma(\nu_\tau CC)$, pour un Δm_{23}^2 de $2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$

ν_e , si la valeur de θ_{13} est suffisamment élevée. La probabilité d’oscillation dans OPERA des ν_μ en ν_e est donnée par :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx \sin^2(\theta_{23}) \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(1.27 \frac{L}{E} \Delta m_{23}^2),$$

La figure 2.7 montre le nombre d’interactions $\nu_e CC$ issues des ν_e du faisceau, ainsi que celles issues des ν_μ oscillés pour différentes valeurs de θ_{13} : on voit que l’énergie des événements $\nu_e CC$ du faisceau ($\langle E_{faisceau} \rangle = 37 \text{ GeV}$) sont plus énergétiques que ceux des neutrinos oscillés ($\langle E_{oscilles} \rangle = 14 \text{ GeV}$) ; ceci permet déjà de restreindre l’étude aux événements compris entre 0 et 30 GeV. Le nombre d’événements $\nu_e CC$ du faisceau et oscillés, par an et par kt de plomb, entre 0 et 30 GeV sont donnés ci-dessous :

$$\begin{aligned} N_{\nu_e}^{CC} \text{ faisceau} &= 12.4 \\ N_{\nu_e}^{CC} (\sin^2 \theta_{13} = 0.025) &= 3.6 \\ N_{\nu_e}^{CC} (\sin^2 \theta_{13} = 0.020) &= 3.0 \\ N_{\nu_e}^{CC} (\sin^2 \theta_{13} = 0.015) &= 2.2 \end{aligned}$$

où 0.025 correspond à la limite actuelle sur $\sin^2 \theta_{13}$ à 2σ . La détection de l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ se fera à l’aide d’une analyse multivariées avec les interactions $\nu_e CC$ enregistrées dans la cible d’OPERA, entre 0 et 30 GeV.

2.2 Le détecteur OPERA

Le détecteur OPERA est situé dans le laboratoire sous-terrain du Gran Sasso² schématisé sur la figure 2.8, à 1400m sous la montagne (3800 m équivalent d’eau), ce qui permet de réduire le flux de rayons cosmiques d’un facteur 10^{-7} , avec un flux de 1 muon /m²/h [67]. Il est localisé dans le Hall C derrière le détecteur de BOREXINO, qui prend actuellement des données avec les neutrinos solaires du ⁷Be.

²Italie, à 120 km de Rome

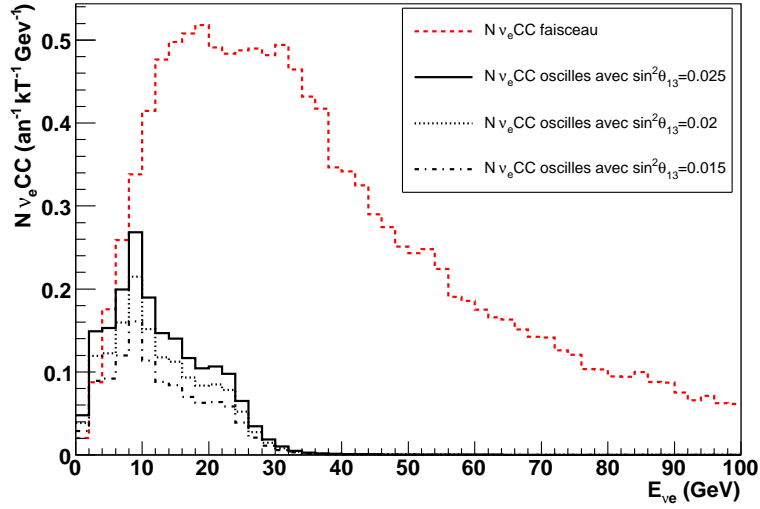


FIG. 2.7 – Superposition du nombre d’interactions ν_e CC attendues au Gran Sasso issues des ν_e du faisceau, ainsi que celles issues des ν_μ oscillés, pour différentes valeurs de θ_{13} et un Δm_{23}^2 de $2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$

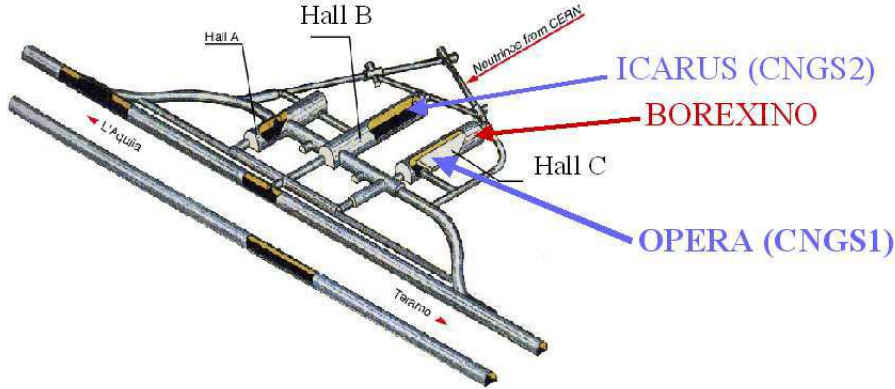


FIG. 2.8 – Schéma du laboratoire sous-terrain du Gran Sasso

Le détecteur est composé de deux super-modules représentés sur la figure 2.9, chacun comprenant une partie cible instrumentée et un spectromètre magnétique à muons.

La partie cible de chaque module est composée de 31 murs de 64 rangées chacun ; par manque d’émulsions, toute la cible n’est pas utilisée, et seulement 27 murs de 56 rangées chacun pour chaque super-module sont remplis avec 52 briques ECC (que nous décrirons plus tard) ; ceci représente un total de 157248 briques ou 1.35 kt de plomb. Les murs sont disposés en alternance avec des plans de scintillateurs croisés (Target Tracker ou TT) horizontalement et verticalement, de 6.7 m de hauteur et 1.7 m de longueur. ces derniers sont composés de 256 barreaux de scintillateurs plastiques par plan, donnant une précision sur la position de la trace d’une particule chargée de 1cm, ainsi qu’une résolution angulaire de 10 à 20 mrad. Cette partie

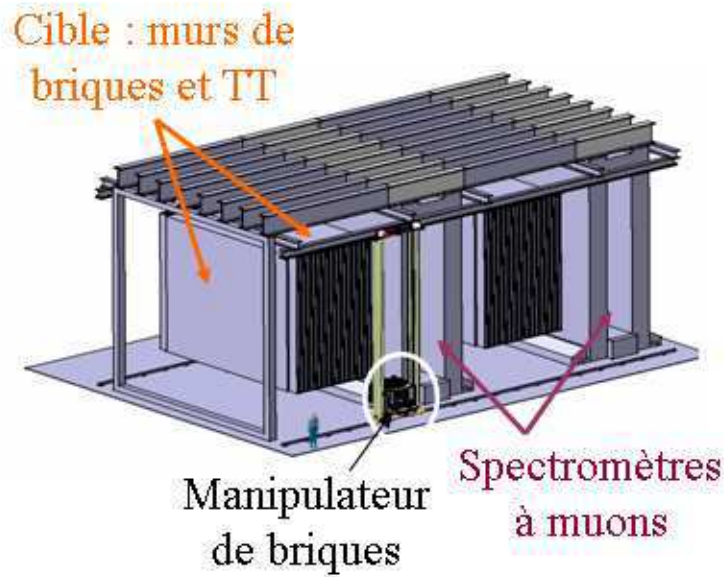


FIG. 2.9 – Schéma des deux super-modules du détecteur OPERA

électronique de la cible joue le rôle d'une zone active qui permet de localiser un événement qui a eu lieu dans la zone passive de la cible composée des briques, avec une efficacité de déclenchement supérieure à 99% et une efficacité de trouver la bonne brique de 70 à 90%, qui dépend du type d'événement ainsi que de sa topologie [93].

Après chaque cible est disposé un spectromètre à muons composé de différents détecteurs électroniques :

- Le spectromètre est un dipôle constitué de deux bobines parcourues par un courant de 1600 A ; le champ magnétique créé est de 1.52 T, et est canalisé uniformément par 24 plans en fer, répartis en deux bras latéraux.

- Six groupes de quatre³ murs de tubes à dérive (High Precision Tracker ou HPT) sont placés de part et d'autre et au centre du spectromètre, pour mesurer l'impulsion des muons en calculant la courbure de leur trajectoire à 300 μ m près.

- Dans l'enceinte du spectromètre, onze plans de RPC (Resistive Plane Chamber), détecteurs gazeux en bakelite, servent à la reconstruction de la trace des muons ainsi qu'au déclenchement des HPT. Afin de lever l'ambiguïté sur la reconstruction spatiale de la trace, deux plans de XPC (RPC incliné à 45 $^\circ$) sont placés en amont des HPT, entre le spectromètre et le dernier plan de TT de la cible.

Finalement, les muons sont identifiés correctement à 95%, avec une efficacité dépendant de leur énergie, comme montré sur la figure 2.10 : au delà de 5 GeV, l'efficacité d'identification est supérieure à 99%. La résolution en impulsion $\frac{\Delta P}{P}$ des spectromètres à muons est de 20% en dessous de 50 GeV, et une mauvaise reconstruction de la charge apparaît dans 0.2 % des cas.

³Trois murs sont nécessaires pour lever l'ambiguïté sur la reconstruction de la trace, le quatrième mur sert à maintenir une efficacité élevée.

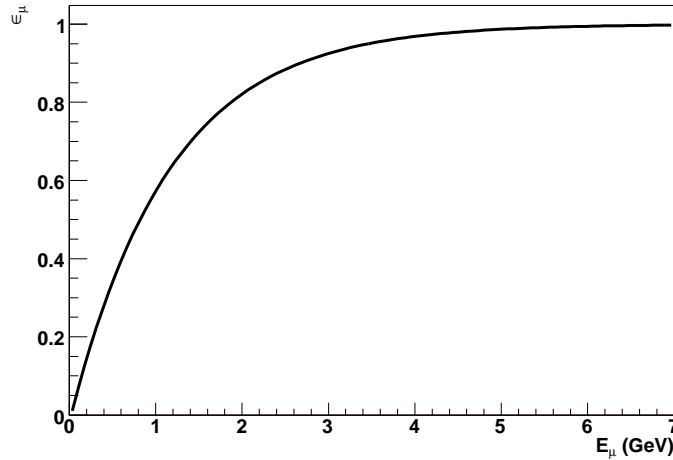


FIG. 2.10 – Efficacité d’identifier un muon avec les spectromètres suivant leur énergie [94].

2.2.1 Les briques OPERA

Les 157248 briques OPERA constituent l’élément principal du détecteur. Elles sont élaborées suivant le principe ECC, avec 56 plaques de plomb de 1mm d’épaisseur intercalées avec 57 feuilles d’émulsion photographique de 300 μm . Les dimensions totales sont indiquées sur la figure 2.11. Dans chaque brique, les particules peuvent donc interagir avec le plomb sur une longueur de $10 X_0^4$. Les feuilles d’émulsion, visibles sur la figure 2.11, sont en fait constituées de 2 couches d’émulsion photographique de 45 μm d’épaisseur séparées par une base plastique de 210 μm .

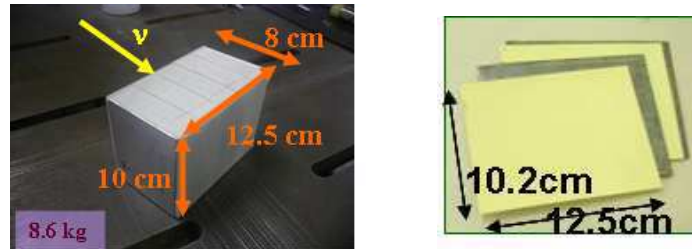


FIG. 2.11 – Photographie d’une brique OPERA à gauche et de feuilles d’émulsion photographique à droite

Comme schématisé sur la figure 2.12, les particules chargées issues des interactions de neutrinos et des ré-interactions ou désintégrations de particules dans les briques ionisent les grains d’argent des émulsions ; les traces de ces particules chargées seront donc visibles après développement des émulsions. Ce type de détecteur de traces chargées est le plus précis actuellement, avec une précision micrométrique nécessaire à la détection du τ .

Chaque brique est de plus dotée de 2 feuilles amovibles (CS), situées en aval de la brique par rapport au faisceau de neutrino, contre les murs de TT ; les CS servent de confirmation : si on y retrouve les prédictions de l’électronique, la procédure décrite dans la section 2.2.2 est

⁴longueur de radiation pour le plomb : $X_0=5.6\text{mm}$

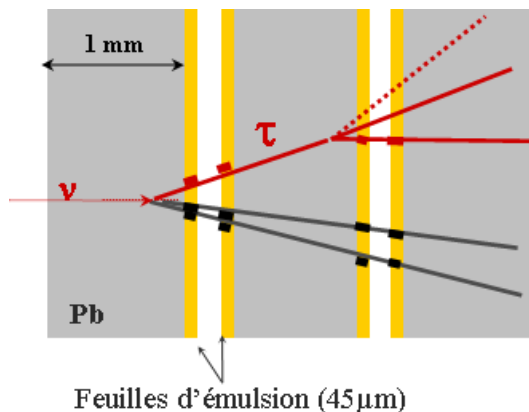


FIG. 2.12 – Schéma d’une interaction neutrino τ dans une brique ECC ; chaque trait épais symbolise une trace de $45 \mu\text{m}$ laissée dans une couche d’émulsion par une particule

enclenchée. Sinon, la brique est remise dans le détecteur avec de nouvelles CS. Les caractéristiques et performances des CS sont détaillées dans [95].

Les briques sont produites dans le Hall B du laboratoire sous-terrain du Gran Sasso par la BAM (Brick Assembling Machine), où des robots articulés empilent plomb et feuilles d’émulsion à un rythme moyen de 700 briques par jour. Le plomb est produit et envoyé par l’entreprise allemande GOSLAR et les émulsions sont fournies par l’entreprise japonaise FUJI. Ces dernières sont rafraîchies⁵ dans la mine de Tono au Japon avant leur envoi par bateau en Italie ; les conditions pendant leur transport sont différentes des conditions d’exposition : l’ordre de rangement des émulsions est inverse à celui qu’elles ont dans une brique, et de plus, il n’y a pas de plomb entre deux émulsions. Il est donc ensuite possible d’éliminer les traces de particules fortuites accumulées pendant le transport lors de l’analyse.

Les briques produites par la BAM sont ensuite insérées dans le détecteur par le BMS (Brick Manipulation System), conçu et élaboré au L.A.P.P. : 2 robots automatés de part et d’autre du détecteur sont chargés de l’insertion des briques, ainsi que de leur extraction suivant des procédures intelligentes pendant l’exposition au faisceau ; les robots doivent extraire 20 à 30 briques par jour. Les briques extraites pour analyse d’événements n’étant pas remplacées dans le détecteur, ce dernier va diminuer de volume, et le rôle du BMS est également de garder une compacité maximum du détecteur. Au cours de cette thèse, j’ai été amenée à participer au remplissage du détecteur ainsi qu’à l’extraction de briques candidates avec les automatés. La structure de gestion des BMS est organisée comme schématisé sur la figure 2.13 : le noyau du BMM (Brick Manipulation Manager) reçoit des informations du système d’acquisition électronique (DAQ), du scanning des feuilles amovibles, ainsi que de l’interface utilisateur, et envoie en conséquence des ordres de service à un deuxième noyau, le superviseur. Le rôle de celui-ci est d’une part de décomposer le service envoyé par le BMM en une suite de différentes missions exécutables par le BMS, et de transmettre les ordres de missions aux automatés ; d’autre part, il a un rôle de contrôle des défaillances et communique au BMM tout arrêt et reprise de service. Le superviseur informe le BMM de tous les mouvements de briques effectués par le manipulateur ; ceci permet, grâce à une base de données ORACLE, un contrôle de l’historique

⁵conditions extrêmes d’humidité et de température afin d’éliminer les traces présentes dans les feuilles d’émulsion

des briques ainsi que la connaissance du contenu du détecteur tel qu'il est ou était à n'importe quel moment. On trouve également une interface appelée "buffer", qui permet à l'utilisateur d'avoir accès manuellement à toutes les commandes des automates ; ceci permet, entre autre, de résoudre les défaillances.

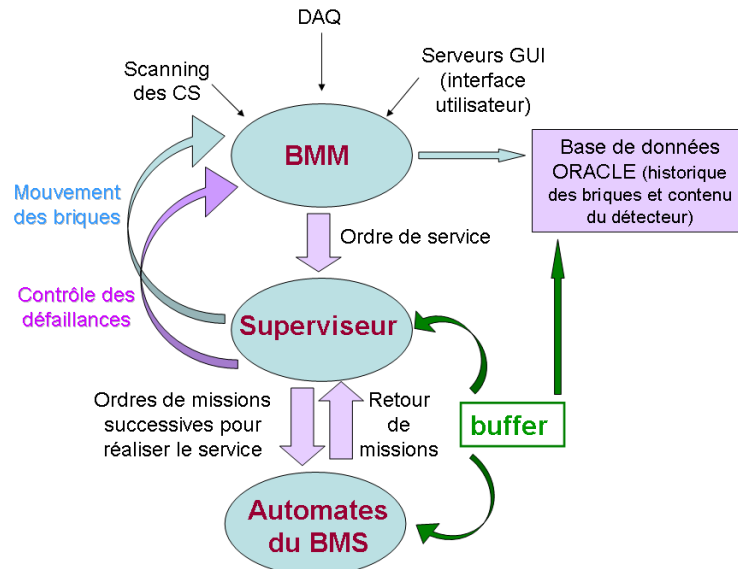


FIG. 2.13 – Schéma de fonctionnement du système de gestion du BMS



FIG. 2.14 – Photographies d'un robot de la BAM à gauche et d'un des BMS à droite

Les robots de la BAM et du BMS sont visibles sur les photos de la figure 2.14. La figure 2.15 montre la quantité intégrée de briques produites et insérées dans le détecteur depuis début 2007 jusqu'à aujourd'hui : la quantité de briques produites et insérées est aujourd'hui de 130000, et on attend une cible complète pour juillet 2008.

2.2.2 Chaîne d'analyse d'un événement neutrino

Un événement sera pris en compte par les détecteurs électroniques s'il est corrélé en temps avec le faisceau dans une fenêtre d'ouverture T_{gate} , telle que :

$$T_{evenement} - (T_{SPS} + TOF) < T_{gate}$$

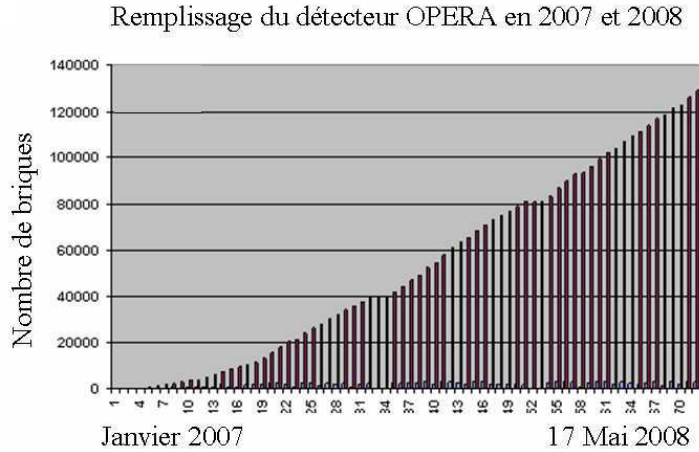


FIG. 2.15 – Evolution intégrée du nombre de briques produites et insérées dans le détecteur, de janvier 2007 à mi-mai 2008.

avec $T_{\text{evenement}}$ le temps de l'événement observé au Gran Sasso, T_{SPS} le moment de l'extraction de protons au CERN, et TOF le temps de vol des neutrinos du Cern au Gran Sasso, qui est de 2.2 ms. L'horloge du Gran Sasso est reliée à celle du CERN par GPS avec une précision d'environ 100 ns. Une valeur de T_{gate} de 1 ms autour de l'extraction (qui dure $10.5 \mu\text{s}$) donne un taux de bruit de fond cosmique autour de 0.1%.

Lorsqu'un événement neutrino est détecté, l'information des TT donne la position de la brique candidate avec une efficacité moyenne de 80%, comme précisé précédemment ; la brique candidate est alors extraite par le BMS.

Un premier marquage aux rayons X schématisé sur la figure 2.16, qui pénètre dans les CS et dans la première feuille d'émulsion de la brique, permet de connaître la position des feuilles amovibles par rapport à la brique, afin de réaliser l'alignement ultérieurement. Les rayons X étant arrêtés par le plomb, les autres feuilles d'émulsion ne sont pas atteintes.

Les CS de la brique sont ensuite développées dans le laboratoire souterrain, puis scannées au microscope afin de retrouver les traces prédites par l'électronique dans les émulsions. Comme indiqué dans la section précédente, si on ne retrouve pas les prédictions de l'électronique dans les CS, la brique est remise dans le détecteur avec des nouvelles CS.

Si on retrouve les prédictions de l'électronique dans les CS, une chaîne de plusieurs procédures est mise en route :

- La brique est tout d'abord exposée à un autre faisceau mince de rayons X, comme schématisé sur la figure 2.16, afin de connaître la position des feuilles d'émulsion les unes par rapport aux autres comme elles étaient pendant l'exposition.

- Elle est ensuite apportée au laboratoire de surface par transport routier en quelques minutes.

- La brique est alors exposée au rayonnement cosmique pendant 1 jour dans un puits possédant un blindage de 40 cm de fer [96], afin de filtrer la quantité, l'énergie et l'angle des rayons cosmiques : comme le montre la figure 2.17 (simulation complète des rayons cosmiques reconstruits dans chaque émulsion d'une brique après 1 jour d'exposition), la brique reçoit ainsi environ 50000 muons cosmiques de haute énergie (énergie moyenne de 4 GeV) et d'angle inférieur à 1 rad, qui produisent des traces droites dans les émulsions. Ces traces servent

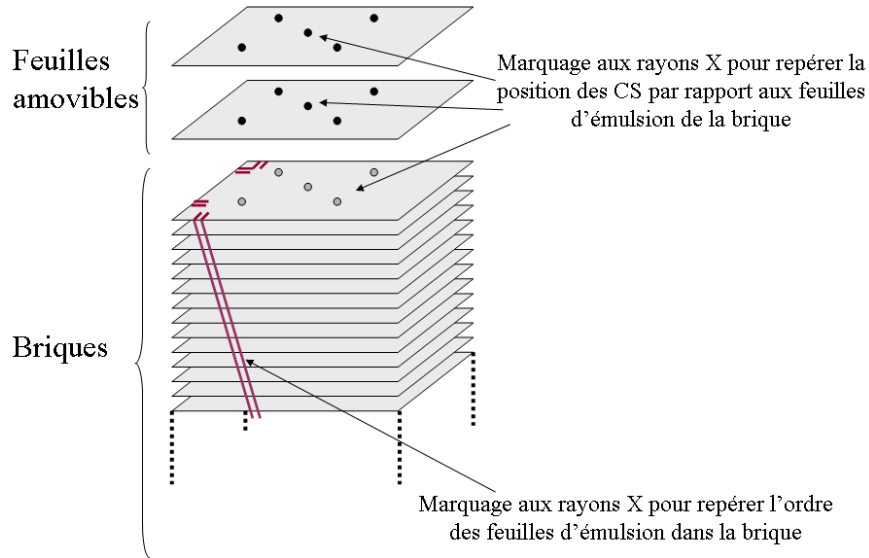


FIG. 2.16 – Schéma des différents marquages aux rayons X.

à aligner les feuilles d'émulsion entre elles pendant l'analyse. Cependant, les traces de ces rayons cosmiques constituent également un bruit de fond pour les traces de particules issues d'interactions neutrino. Nous verrons l'influence de ce bruit de fond sur la reconstruction de vertex neutrino dans le chapitre 4.

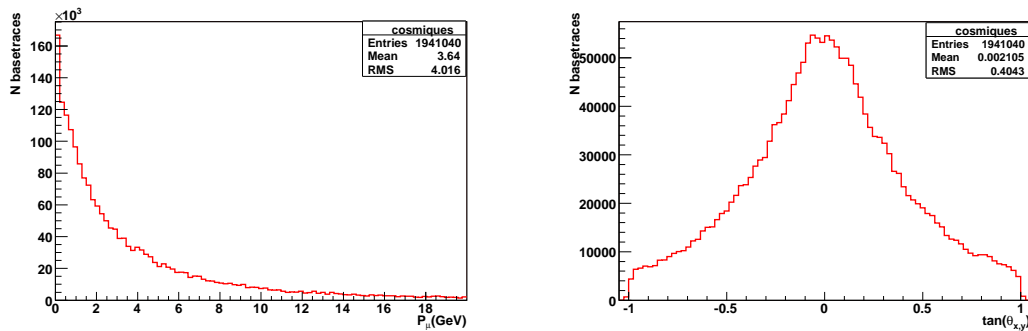


FIG. 2.17 – Distributions tirées d'une simulation complète des rayons cosmiques reconstruits dans chaque émulsion d'une brique après 1 jour d'exposition : impulsion à gauche et distribution angulaire à droite.

- La brique est finalement démantelée en chambre noire ; avant le développement, trois marques optiques d'environ $100 \mu\text{m}$ de diamètre, appelées marques fiducielles, sont imprimées sur les feuilles d'émulsions une à une, formant ainsi un système de coordonnées dans lequel il sera possible d'aligner les émulsions les unes par rapport aux autres. La figure 2.18 schématise la position des 3 marques sur une émulsion.

- Les feuilles d'émulsion de la brique sont ensuite développées dans le laboratoire de surface, et sont envoyées dans les différents laboratoires de scanning, où des microscopes automatiques numérisent le contenu des émulsions et reconstruisent les traces de particules. Cette partie est

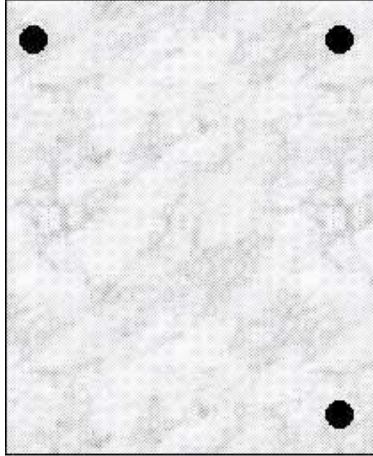


FIG. 2.18 – Position des marques fiducielles optiques sur les feuilles d’émulsion avant ouverture de la brique)

détaillée dans la deuxième partie de ce chapitre. Enfin, le contenu des 57 feuilles d’émulsion d’une brique peut être analysé pour reconstruire des vertex et des variables topologiques afin de comprendre quel type d’événement a eu lieu dans la brique. La reconstruction et l’analyse de vertex sont détaillées dans le chapitre 4.

2.3 Détection du lepton τ

L’apparition de ν_τ est signée par la production du lepton τ^- après interaction du neutrino avec les neutrons des noyaux de plomb. Ce dernier possède une distance de vol moyenne d’environ $600 \mu\text{m}$ (inférieure à l’épaisseur d’une plaque de plomb) et ne sera donc pas toujours observé dans les émulsions. Il sera donc détecté par ses produits de désintégration ; le τ possède 4 canaux de désintégration principaux :

$$\begin{aligned}
 \tau^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau && (17.36\%) \\
 \tau^- &\rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau && (17.84\%) \\
 \tau^- &\rightarrow h^- \nu_\tau (+n\pi^0) && (49.22\%) \\
 \tau^- &\rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau (+n\pi^0) && (15.19\%)
 \end{aligned}$$

Les 3 premiers canaux sont reconstruits grâce au coude dans la trajectoire de la particule τ , schématisé sur la figure 2.19. Le dernier canal, étudié dans cette thèse, possède une topologie remarquable à 2 vertex.

On peut distinguer trois sortes de bruit de fond principaux aux interactions $\nu_\tau\text{CC}$:

- les réinteractions de pions.
- les diffusions de muons à grand angle.
- la production de particules charmées.

A part pour le canal $\tau \rightarrow \mu$, pour lequel les diffusions de muons à grand angle constituent le bruit de fond dominant, le bruit de fond charmé est le plus important pour les autres canaux. Les particules charmées sont créées par interaction CC et NC d’un neutrino sur un quark

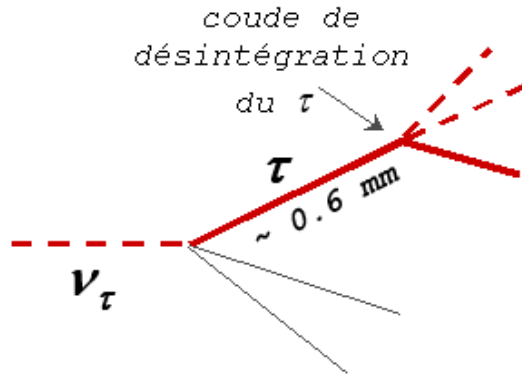


FIG. 2.19 – Schéma d'un lepton τ se désintégrant avec un coude

down ou strange⁶, suivant les réactions suivantes :

$$a) \nu_l q \rightarrow c l^- \text{ hadrons}, \quad b) \nu_l q \rightarrow c\bar{c} l^- \text{ hadrons}, \quad c) \nu_l q \rightarrow c\bar{c} \nu_l \text{ hadrons}$$

La figure 2.20 schématise la formation d'une particule charmée D^+ par interaction courant chargé d'un ν_μ (échange de W^+), et la création d'une paire de quarks $c\bar{c}$ par courant neutre (échange de Z^0). Les sections efficaces des réactions a), b) et c) se mesurent par rapport

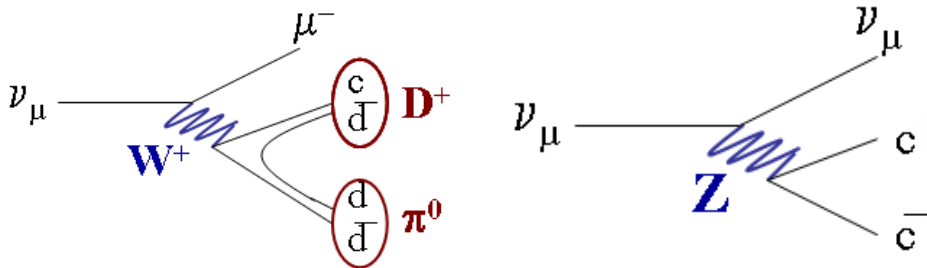


FIG. 2.20 – Schéma de la formation d'une particule charmée D^+ par interaction courant chargé d'un neutrino (échange de W^+) à gauche, et de la création d'une paire de quarks $c\bar{c}$ par courant neutre (échange de Z^0) à droite.

aux sections efficaces totales CC et NC. Les résultats de l'expérience CHORUS [103] sur la production de quarks charmés associés ($c\bar{c}$) à partir d'un faisceau de ν_μ ont donné ces rapports de sections efficaces [104] :

$$(b) \frac{\sigma(c\bar{c}\mu^-)}{\sigma_{CC}} < 9.69 \cdot 10^{-4} \text{ à } 90\% \text{ de niveau de confiance,}$$

et

$$(c) \frac{\sigma(c\bar{c}\nu_\mu)}{\sigma_{NC}} = [3.69_{-2.42}^{+2.95}(\text{stat.}) \pm 0.54(\text{syst.})] \cdot 10^{-3}.$$

Par ailleurs, La section efficace de production de particules charmées par la réaction CC (a) a été ré-évaluée récemment avec les données de l'expérience CHORUS [103] dans [105] :

⁶de la mer

$$(a) \frac{\sigma(c\mu^-)}{\sigma_{CC}} = [3.26 \pm 0.17] 10^{-2} \text{ (résultat préliminaire).}$$

Compte tenu du fait que $\sigma_{CC} = \sigma_{NC} \times 3$ (voir chapitre 1), la production de quarks charmés associés s'effectue dans un rapport d'environ $5 \cdot 10^{-2}$ par rapport à la production d'une seule particule charmée par courant chargé.

Les particules charmées principalement produites par l'interaction d'un neutrino sont Λ_c^+ , D^+ , D_s^+ et D^0 . La production de quark charmé et l'hadronisation dépendent des fonctions de structure du nucléon et de l'énergie initiale du neutrino ; ces processus sont décrits dans [106]. Les taux de branchement pour la production de chaque particule charmée sont calculés dans [107] par tranche d'énergie du neutrino incident. Dans le cas d'OPERA on obtient les rapports de branchement suivants indiqués dans le tableau 2.2.

particule charmée	rapport de branchement
Λ_c^+	26%
D^+	10%
D_s^+	18%
D^0	45%

TAB. 2.2 – Rapports de branchement pour la production des différentes particules charmées dans OPERA.

Les particules charmées possèdent des masses et temps de vol similaires à ceux du τ , résumés dans le tableau 2.3, ainsi que des canaux de désintégration semblables. Dans le cas où on ne détecte pas le muon associé à l'interaction $\nu_\mu CC$, ces événements constituent donc un bruit de fond pour la détection du ν_τ . Sur les 4000 événements $\nu_\mu CC$ par an attendus dans la cible, on aura au total environ 120 événements à une particule charmée, et environ 6 événements à 2 quarks charmés, à comparer aux quelques 20-30 événements $\nu_\tau CC$ attendus par an. On voit ici que l'on peut négliger la production de paires de quarks charmés, mais le bruit de fond charmé est considérable, et il est donc nécessaire d'établir des variables topologiques et des méthodes de reconnaissance de particules, afin de discriminer ces événements des événements τ .

	Masse (GeV)	$c\tau$ (μm)
τ	1.78	87
Λ_c^+	2.28	60
D^+	1.87	312
D^0	1.86	123
D_s^+	1.97	147

TAB. 2.3 – Masses et distances de vol des particules charmées

Les performances d'OPERA sont obtenues grâce à des études préliminaires avec des simulations Monte Carlo, et basées sur les connaissances acquises avec les précédentes expériences de détection du lepton τ avec le procédé des émulsions nucléaires. Les performances après 5 ans de fonctionnement pour le canal d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ sont données pour chaque canal de désintégration du τ dans le tableau 2.4, pour différentes valeurs de Δm_{23}^2 , avec $4.5 \cdot 10^{19}$

pot/an et une masse de plomb totale de 1.35 kt. Une partie du travail effectué dans cette thèse consiste à affiner les valeurs données pour le canal de désintégration du τ en trois hadrons.

canal	efficacité de reconstruction	Signal		bruit de fond
		$\Delta m_{23}^2=2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$	$\Delta m_{23}^2=3.0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$	
$\tau \rightarrow \mu^-$	3.74	2.9	4.2	0.17
$\tau \rightarrow e^-$	3.08	3.5	5.0	0.17
$\tau \rightarrow h^-$	3.19	3.1	4.4	0.24
$\tau \rightarrow 3h$	1.05	0.9	1.3	0.17
Total	11.06	10.4	15.0	0.76

TAB. 2.4 – Performances d’OPERA sur 5 ans en fonction de la valeur de Δm^2 .

2.4 Premiers événements neutrino

Nous décrivons ici dans un premier temps les différentes périodes du fonctionnement du CNGS : les premiers neutrinos ont été produits en août 2006, et les premiers événements ont été enregistrés au Gran Sasso en octobre 2007.

Dans un deuxième temps, nous passons en revue les données actuelles d’OPERA, composées non seulement des événements neutrino de la période de faisceau d’octobre 2007, mais aussi d’événements de muons cosmiques collectés en avril et mai 2007. Ces différents types d’événement ont servi à la validation de la procédure d’analyse des interactions neutrino enregistrés dans les blocs cible d’OPERA.

2.4.1 Fonctionnement du CNGS en 2006 et 2007

Le faisceau CNGS est opérationnel depuis le printemps 2006 ; la première période de fonctionnement a eu lieu du 18 au 28 Août 2006, alors que seule la partie électronique du détecteur OPERA était en place. Cette phase de prise de données a permis de tester et ajuster le CNGS lui-même ainsi que les différents détecteurs électroniques d’OPERA. Durant cette phase, $8.4 \cdot 10^{17}$ protons ont été envoyés sur la cible du CNGS, avec une intensité maximum de $1.7 \cdot 10^{13}$ pot par extraction rapide (FE), soit 70% de l’intensité nominale. Les détecteurs électroniques d’OPERA au Gran Sasso ont enregistré plus de 300 événements corrélés en temps avec le faisceau [108], issus d’interactions neutrino avec la roche et dans le fer des aimants ou le plastique des détecteurs électroniques. La figure 2.21 illustre un événement neutrino qui a eu lieu dans le fer d’un des aimants ; comme le plomb de la cible n’était pas encore en place, on peut voir nettement les hits laissés par les particules issues de l’interaction dans les différents détecteurs électroniques.

La figure 2.22 montre la distribution de l’angle azimuthal (angle par rapport à la surface de la Terre) des événements de cosmiques et du CNGS enregistrés par les détecteurs électroniques d’OPERA lors de cette première période de faisceau : on voit d’une part que la simulation Monte Carlo pour les cosmiques est compatible avec les événements enregistrés, qui sont très majoritairement répartis à grand angle ($>20^\circ$) ; d’autre part, les événements corrélés en temps

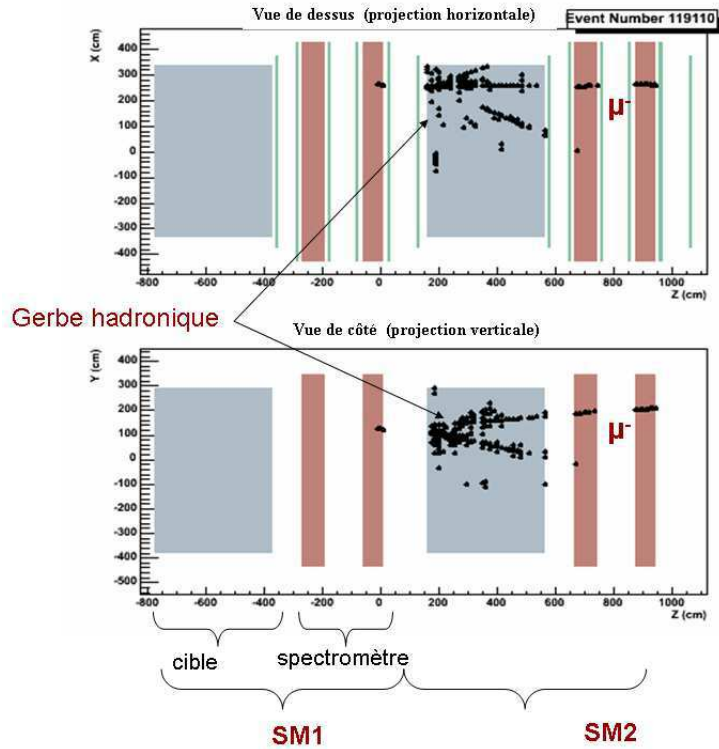


FIG. 2.21 – Schéma des hits des différents détecteurs électroniques d'OPERA lors d'un événement neutrino dans le fer de l'aimant du premier super-module [108].

avec le CNGS sont à angle faible, et piqués à $3.4 \pm 0.3^\circ$, angle compatible avec la prédiction de 3.2° .

Une deuxième phase de faisceau a eu lieu fin octobre 2006. Cependant, à la suite d'un problème technique lié à une fuite dans le système de refroidissement du réflecteur, le faisceau a dû être stoppé après deux jours de fonctionnement.

Le faisceau CNGS a repris après réparation pour une troisième phase de fonctionnement à partir du 24 septembre 2007, alors que la cible en plomb était remplie à 40%. La première étape, jusqu'au 4 octobre, était consacrée à une période d'ajustement du faisceau à faible intensité, suivie d'une deuxième étape consacrée à la physique jusqu'au 20 octobre, pendant laquelle les premiers événements neutrino dans la cible en plomb d'OPERA ont été observés. On a pu tout d'abord vérifier l'alignement du faisceau grâce aux deux détecteurs à muons situés en fin de chaîne des éléments du CNGS : la figure 2.23 montre le profil horizontal des muons dans les deux détecteurs ; comme les muons sont issus d'une désintégration à deux corps avec le neutrino associé, le centre du profil des muons correspond au centre du faisceau de neutrinos. On voit donc ici que le faisceau est parfaitement centré en zéro.

La figure 2.24 montre le nombre de protons sur cible par extraction rapide obtenus au cours des deux étapes : à la fin de l'étape d'ajustement, l'intensité de $1.7 \cdot 10^{13}$ pot/FE, a été atteinte, correspondant à l'intensité maximum de la période de 2006 ; durant les quatre premiers jours de l'étape de physique, le fonctionnement du CNGS a été stable à une moyenne de $1.58 \cdot 10^{17}$ pot/jour, avec un maximum d'intensité de $1.98 \cdot 10^{13}$ pot/FE, soit plus de 80% de l'intensité

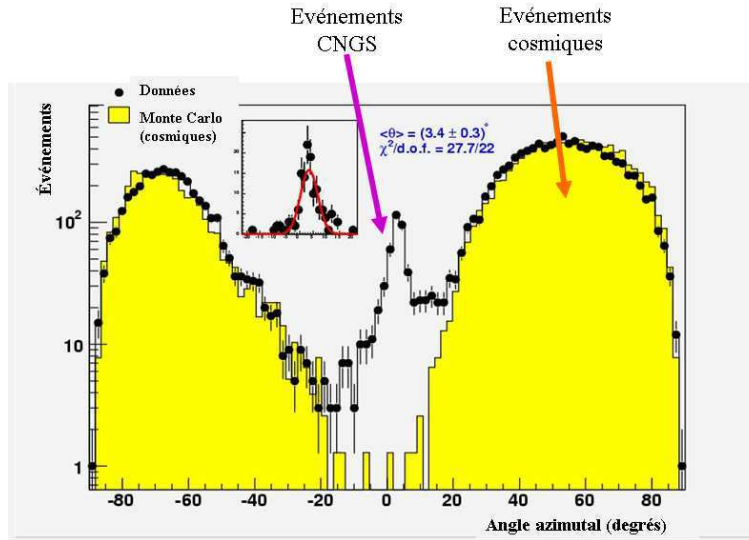


FIG. 2.22 – Distribution de l’angle azimutal des événements de cosmiques et du CNGS enregistrés par les détecteurs électroniques d’OPERA lors de la période de faisceau de août 2006 [108].

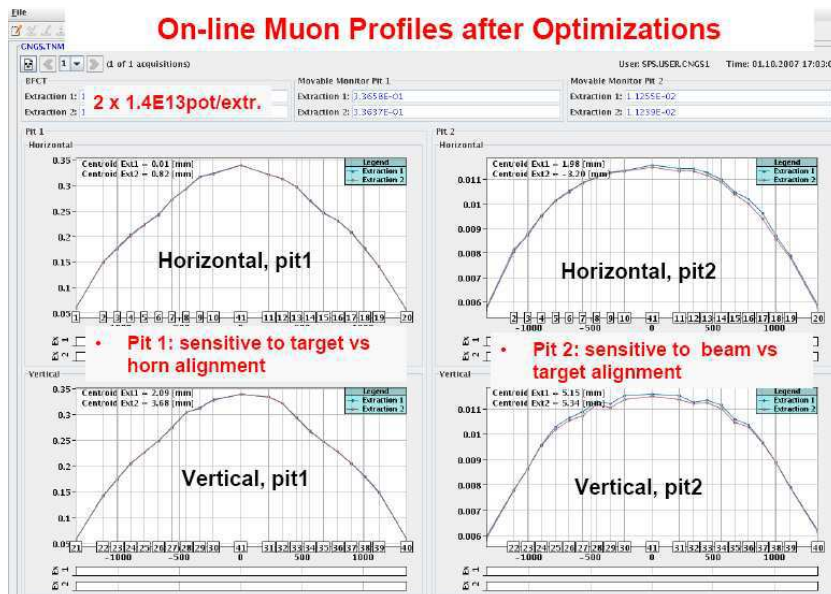


FIG. 2.23 – Profils horizontal et vertical des muons dans les deux détecteurs à muons du CNGS [109].

nominale. Le faisceau a été stoppé le 9 octobre pour un contrôle anticipé du système de ventilation de la cible de protons ; l’activité du CNGS a repris peu après , mais la période de faisceau a finalement été arrêtée définitivement pour l’année 2007 le 20 octobre, à cause de la perte de contrôle de ce système de ventilation, dont les unités se sont trouvées trop fortement irradiées lors du fonctionnement du faisceau.

La figure 2.25 montre l’intensité intégrée au cours de cette troisième phase : au total, $8.24 \cdot 10^{17}$ pot ont été accumulés pendant la période de faisceau de 2007, soit 1.8% du nombre total de protons attendus pour le fonctionnement du CNGS sur 1 an (200 jours). Sur les 31.5 ± 6

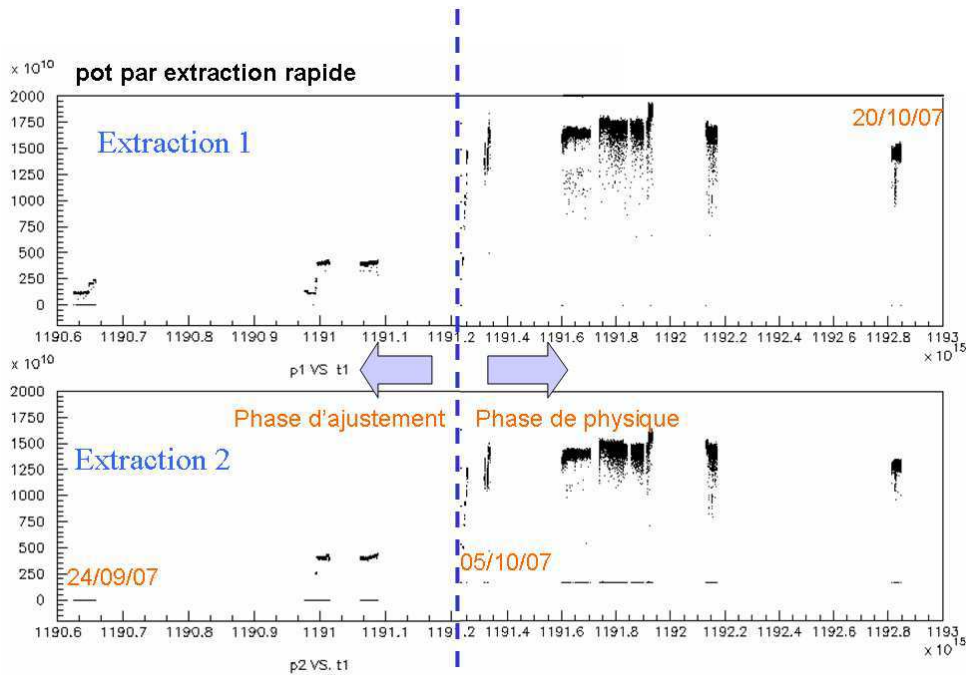


FIG. 2.24 – Distribution en temps des protons sur cible pendant les périodes de faisceau d’ajustement et de physique de 2007.

événements attendus dans le plomb d’OPERA, on a observé 38 événements neutrino dans la cible du détecteur. Ces différents événements sont détaillés dans la partie 2.4, et une analyse cinématique est effectuée dans le chapitre 7.

La prochaine phase de faisceau CNGS est attendue pour l’été 2008.

2.4.2 Premiers résultats d’OPERA

• Événements de muons cosmiques

La période de prise de données du 17 avril au 15 mai 2007 a permis d’accumuler 30 événements de muons cosmiques. Ce nombre d’événements est compatible avec le fait qu’en moyenne un seul muon par jour à l’intérieur de l’acceptance d’OPERA atteint le détecteur [67]. La figure 2.26 montre un exemple de traces de muons traversant le détecteur OPERA.

Ces événements ont tout d’abord permis de valider la chaîne d’analyse d’OPERA décrite dans la section 2.2.2 :

- L’analyse des feuilles amovibles a permis de retrouver les prédictions de l’électronique pour 28 événements, donnant les résolutions moyennes des détecteurs électroniques en position et angulaire de 12 mm et 5 mrad, comme le montre la figure 2.27. La figure 2.28 montre un exemple de traces de muons retrouvées dans les deux feuilles amovibles.
- L’analyse par scanning de suivi dans les briques des prédictions de l’électronique retrouvées dans les feuilles amovibles ont permis de suivre la trace du muon dans la brique entière pour tous les événements.

Les résultats obtenus avec les événements de cosmiques du printemps 2007 ont permis de valider toute la chaîne d’analyse ainsi que la précision des détecteurs électroniques, en vue de

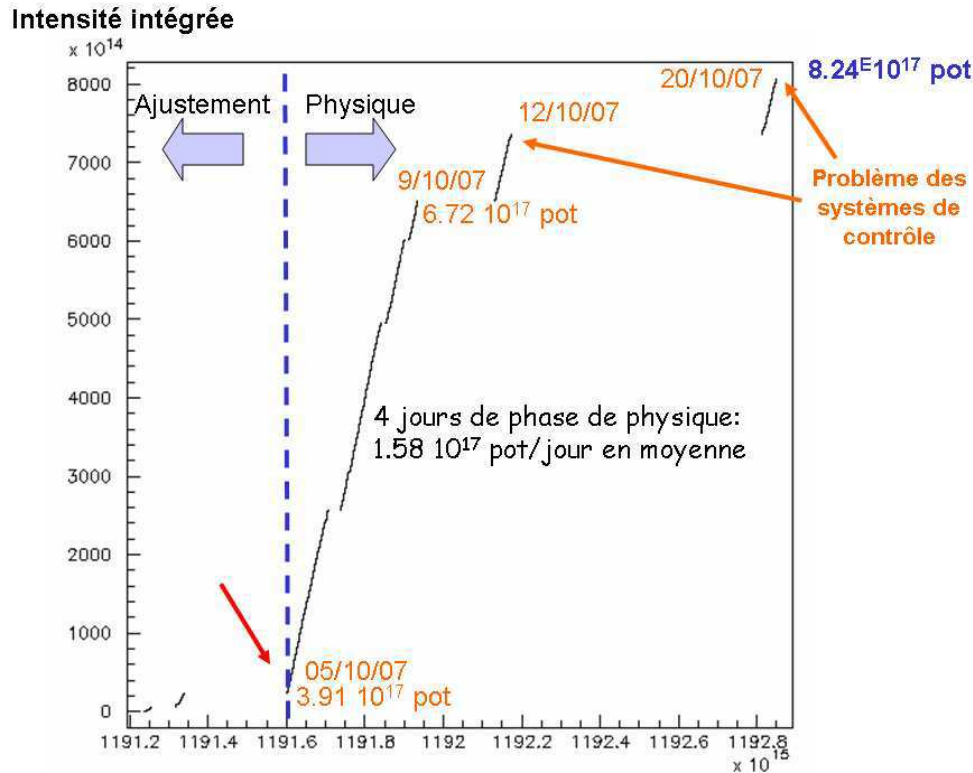


FIG. 2.25 – Nombre de protons sur cible intégrés pendant les périodes de faisceau d’ajustement et de physique de 2007.

l’analyse d’événements neutrino pour la période de faisceau d’automne 2007.

- *Événements neutrino de la période de faisceau de 2007*

Durant la période de fonctionnement du CNGS en automne 2007, les 38 premiers événements neutrino dans la cible OPERA ont été observés ; le premier événement dans les blocs cible d’OPERA a eu lieu le 2 octobre 2007. Parmi ces événements, 29 événements ont été identifiés comme Courant Chargé (CC), et 9 comme Courant Neutre (NC). D’après le chapitre 1, 75% des interactions neutrino se font par CC, et 25% par NC ; pour les 38 événements de la période de faisceau, on aurait donc théoriquement 9.5 ± 2 NC et 28.5 ± 5 CC : les nombres d’événements respectifs CC et NC sont donc compatibles avec les prédictions théoriques. Les figures 2.29 et 2.30 montrent respectivement les hits laissés dans les détecteurs électroniques d’OPERA lors d’interactions neutrino CC et NC.

Au total, une centaine de briques ont été extraites afin de retrouver ces événements. La figure 2.31 montre un événement CC (scanné au laboratoire de Bari) et un événement NC (scanné au laboratoire de Nagoya) reconstruits dans les feuilles d’émulsion : sur les illustrations des vertex, les morceaux de traces en couleur représentent les basetraces reconstruites, et les pointillés représentent la trace entière (la volumetrace) reconstruite avec les différentes basetraces.

Actuellement, 19 vertex neutrino CC sur 29 et 5 NC sur 9 ont été localisés et reconstruits dans les émulsions ; l’analyse est encore en cours. Une analyse cinématique détaillée de ces

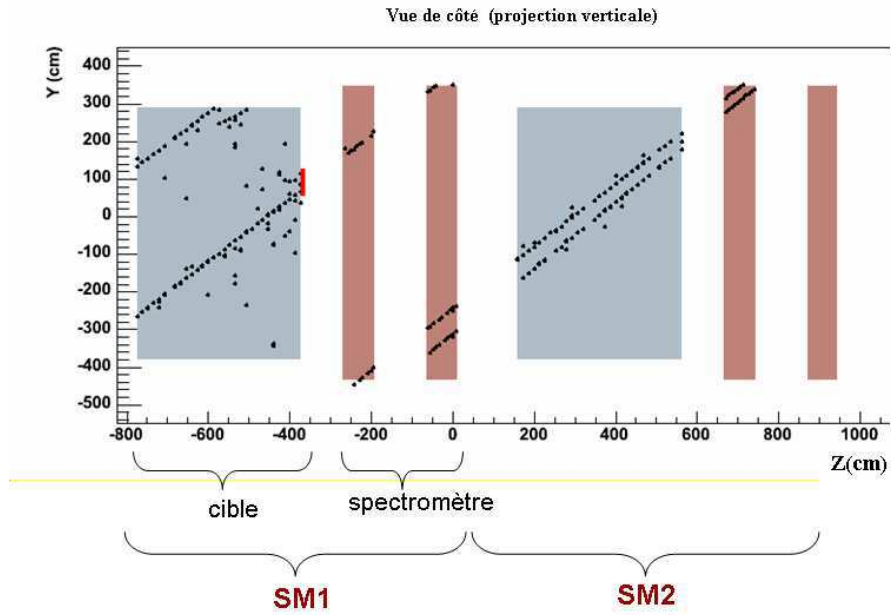


FIG. 2.26 – Traces de muons cosmiques traversant le détecteur OPERA.

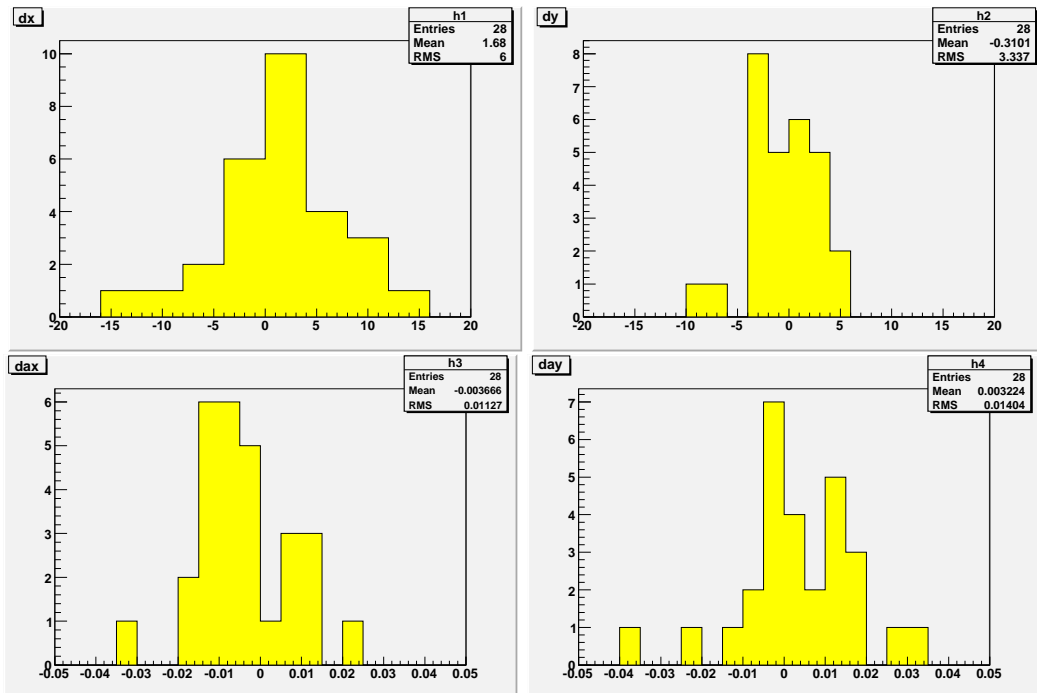


FIG. 2.27 – Résolutions en position (μm) en haut et angulaire (mrad) en bas des traces candidates retrouvées dans les feuilles amovibles par rapport aux prédictions des détecteurs électroniques [110].

événements est réalisée dans le chapitre 7.

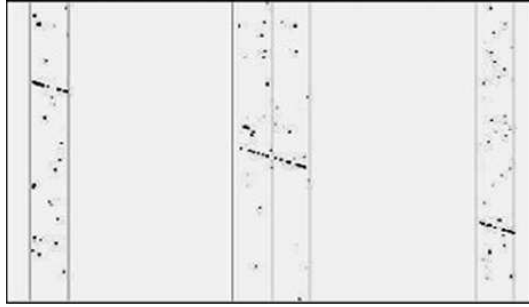


FIG. 2.28 – Traces de muons cosmiques retrouvées dans les deux feuilles amovibles des briques OPERA, où on reconnaît la base plastique entourée des deux couches d'émulsion photographique.

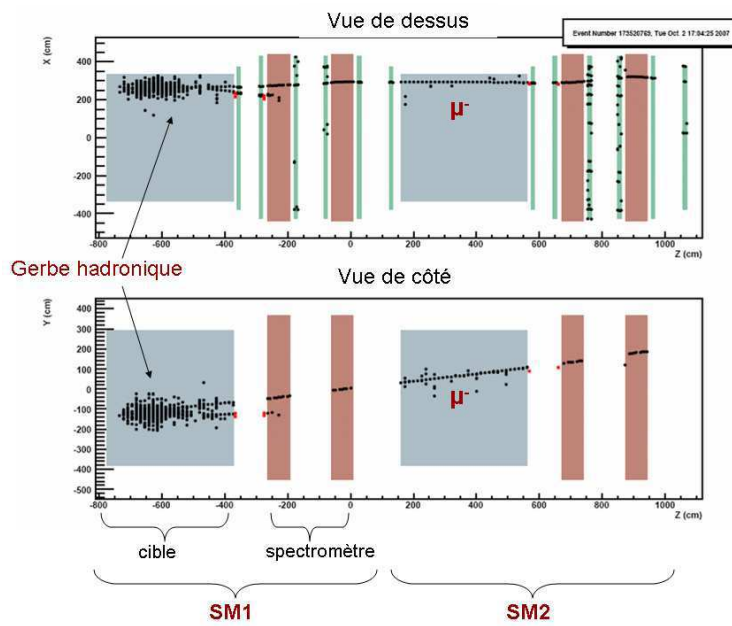


FIG. 2.29 – Illustration des hits laissés dans les détecteurs électroniques d'OPERA pour le premier événement neutrino CC.

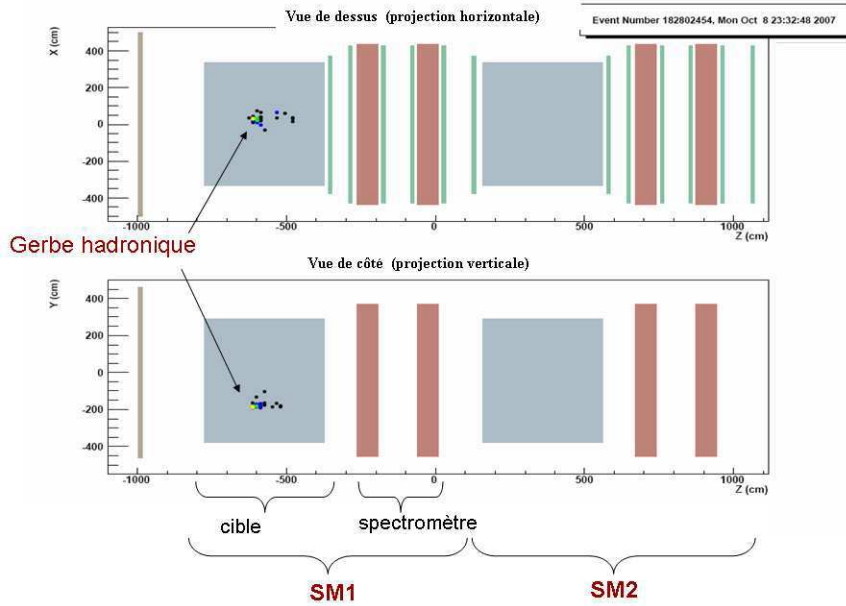


FIG. 2.30 – Illustration des hits laissés dans les détecteurs électroniques d’OPERA pour un événement neutrino NC.

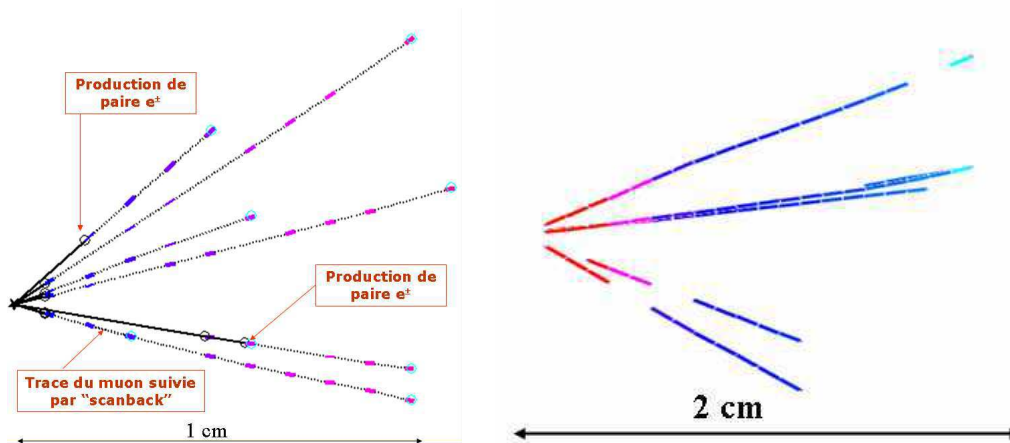


FIG. 2.31 – Illustration d’un vertex neutrino CC à gauche et NC à droite reconstruits dans une brique OPERA respectivement par les laboratoires de scanning de Bari et de Berne.

Partie 2 : Acquisition et traitement de données des émulsions

2.5 Scanning des émulsions et reconstruction de traces

Le scanning des émulsions d’OPERA est réalisé en Europe et au Japon ; les techniques sont différentes dans la conception ainsi que dans le fonctionnement. Les performances des deux systèmes sont équivalentes, mais la vitesse du système japonais pourra aller jusqu’à 5 fois la vitesse de scanning du système européen, qui est actuellement de $20\text{cm}^2/\text{h}$. Nous ne détaillons ici que le scanning européen et renvoyons à la référence [97] pour ce qui est des

détails du système japonais.

La reconstruction de traces dans les émulsions photographiques des briques OPERA peut être réalisée suivant deux procédés que nous allons détailler :

- Le scanning de volume : ce premier procédé consiste en deux étapes : la première est le scanning en ligne où le contenu des émulsions est analysé sur une surface donnée pouvant aller de quelques mm^2 à plusieurs cm^2 ; la deuxième est une étape d'analyse hors-ligne de reconstruction de traces.

- Le scanning de suivi : ce procédé ne nécessite pas de scanner les feuilles d'émulsion sur une grande surface, et permet un suivi automatique des traces dans les émulsions pendant le scanning, sans reconstruction hors-ligne ; ce procédé est aussi appelé "scanback".

2.5.1 Présentation des laboratoires de scanning européens

Il existe en Europe dix laboratoires de Scanning : Bari, Berne, Bologne, Frascati, Gran-Sasso, Lyon, Naples, Padova, Rome, Salerne. Ces laboratoires totalisent 35 microscopes qui sont tous équipés avec les composants suivants :

- un microscope motorisé dans les 3 directions de l'espace (un objectif mobile en Z et une table mobile en XY sur laquelle est posée l'émulsion), visible sur la figure 2.32.
- une caméra CCD
- une carte d'acquisition reliée à un PC
- un logiciel de reconstruction de traces en ligne (SySal [99])
- un robot "changeur de feuilles", afin d'automatiser le changement des feuilles d'émulsion sur le microscope.

L'ensemble des systèmes de scanning doit respecter les exigences d'OPERA sur la rapidité de scanning d'environ une brique par microscope par jour, soit $20 \text{ cm}^2/\text{h}$ (il faut absorber 20 à 30 briques par jour), la résolution sub-micrométrique (un grain d'argent a une dimension comprise entre 0.6 et $0.8 \mu\text{m}$ [98]), et une efficacité de scanning élevée.

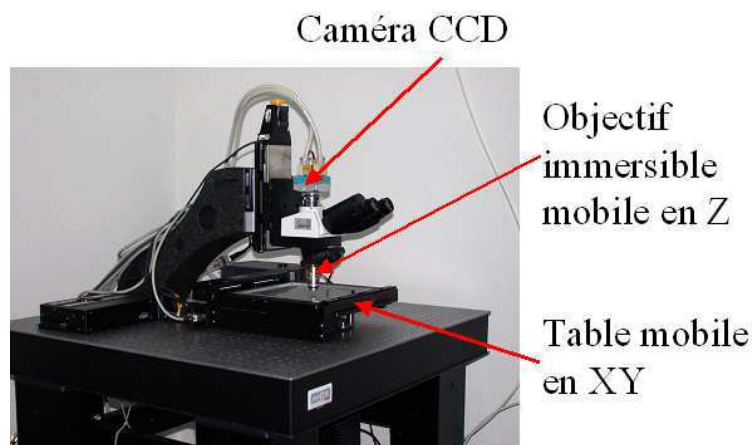


FIG. 2.32 – Photographie d'un des microscopes du laboratoire de scanning de Lyon (IPNL)

2.5.2 Numérisation des émulsions

Le but du scanning est la numérisation des émulsions par un microscope automatique. La figure 2.33 montre à quoi ressemble une émulsion vue au microscope. La quasi totalité des grains noirs provient des grains intrinsèques aux émulsions appelés brouillard. La densité de brouillard est donnée par FUJI à moins de 5 grains par $10^3 \mu m^3$ à la production. Cette quantité varie suivant les conditions de développement des émulsions. Au delà de 15 grains par $10^3 \mu m^3$, il devient très difficile voire impossible de scanner les émulsions.



FIG. 2.33 – Capture d'écran d'une feuille d'émulsion vue au microscope

Procédure de scanning :

1) Avant de commencer le scanning, les émulsions sont plaquées sur la table mobile du microscope⁷ avec une pompe à air afin d'assurer une planéité maximum. Suivant la politique des laboratoires, on peut utiliser une lentille à immersion en ajoutant de l'huile de scanning (fournie par FUJI) sur l'émulsion, ce qui permet d'avoir un milieu du même indice de réfraction que celui de l'émulsion dans lequel est immergé l'objectif du microscope. Les techniques de scanning avec et sans huile sont similaires, les paramètres doivent simplement être adaptés, ainsi que l'objectif du microscope.

2) Une fois que la feuille est positionnée sur la table, il faut scanner en premier lieu les marques fiducielles, qui servent de repère de coordonnées pour les émulsions. La figure 2.34 montre à quoi ressemble une marque vue au microscope.

3) La dernière étape est la numérisation elle-même. En ajustant la distance focale du microscope, on peut observer successivement différents niveaux de l'émulsion : la première couche de l'émulsion de $45 \mu m$ appelée le "top", la base plastique de $210 \mu m$, puis la deuxième couche d'émulsion appelée "bottom". Pendant le scanning, le microscope numérise séparément les 2 couches.

Chaque couche est découpée artificiellement en 16 vues tomographiques, comme schématisé sur la figure 2.35, afin d'avoir des vues d'une épaisseur égale à celle de la profondeur de

⁷ une marque appelée "coin de référence" permet de disposer les émulsions toujours dans le même sens sur la table

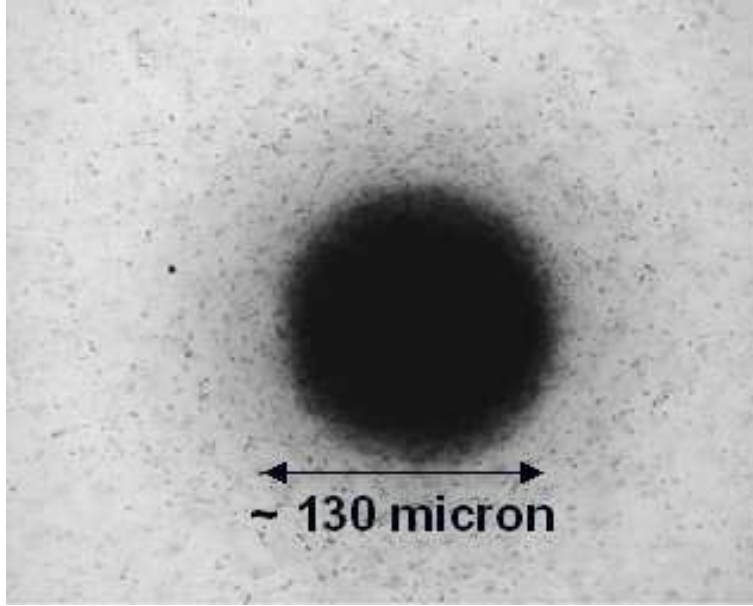


FIG. 2.34 – Marque fiducielle faite aux rayons X telle qu'elle apparaît au microscope

champ du microscope, qui est de $2.5 \mu\text{m}$ environ ; chaque vue a une aire de $390 \times 310 \mu\text{m}^2$. Les vues tomographiques des couches d'émulsion sont tout d'abord binarisées : grâce à un filtre d'images et à une coupure sur le niveau de gris des pixels⁸, un grain d'argent sera vu comme un point noir, appelé cluster, ou une zone blanche. Dans chaque vue, on peut donc reconstruire un seul cluster sur la profondeur ; les reconstructions de clusters en 2 dimensions des 16 vues permettent ensuite de reconstruire, grâce aux algorithmes de "tracker" et "fitter", un morceau de trace en 3 dimensions dans une couche d'émulsion "top" ou "bottom", que l'on nomme microtrace. Les propriétés et spécificités techniques du scanning européen sont détaillées dans [100] et [101].

Qualité des microtraces :

Afin d'évaluer la qualité d'un scan et de valider les paramètres utilisés, il est important d'observer l'allure de certaines distributions concernant les microtraces obtenues, même si la plupart sont des microtraces non physiques qui seront éliminées dans la suite de la procédure.

Prenons un exemple avec une feuille d'émulsion scannée à Lyon venant d'une brique-référence sans plomb exposée à des pions de 7 GeV à différents angles en θ_X , utilisée pour le calcul d'efficacité de scanning détaillé dans la section 2.5.5.

- Puisque la plupart des microtraces proviennent d'une fausse association de grains de brouillard, il est important de vérifier l'homogénéité des clusters et des microtraces observés sur une vue ($390 \times 310 \mu\text{m}^2$) ; on peut voir sur les 2 distributions en haut de la figure 2.36 que la densité de clusters et de traces dans le plan de l'émulsion sont homogènes globalement mais qu'il apparaît des inhomogénéités locales. Ces inhomogénéités discrètes sont en général dues à des différences de teintes locales dues au développement ; dans le cas d'inhomogénéités continues, ceci provient en général d'une mauvaise répartition de la lumière qu'il faut régler

⁸Le grossissement de l'objectif est tel que $1 \text{ pixel} \approx 0.3 \mu\text{m}$

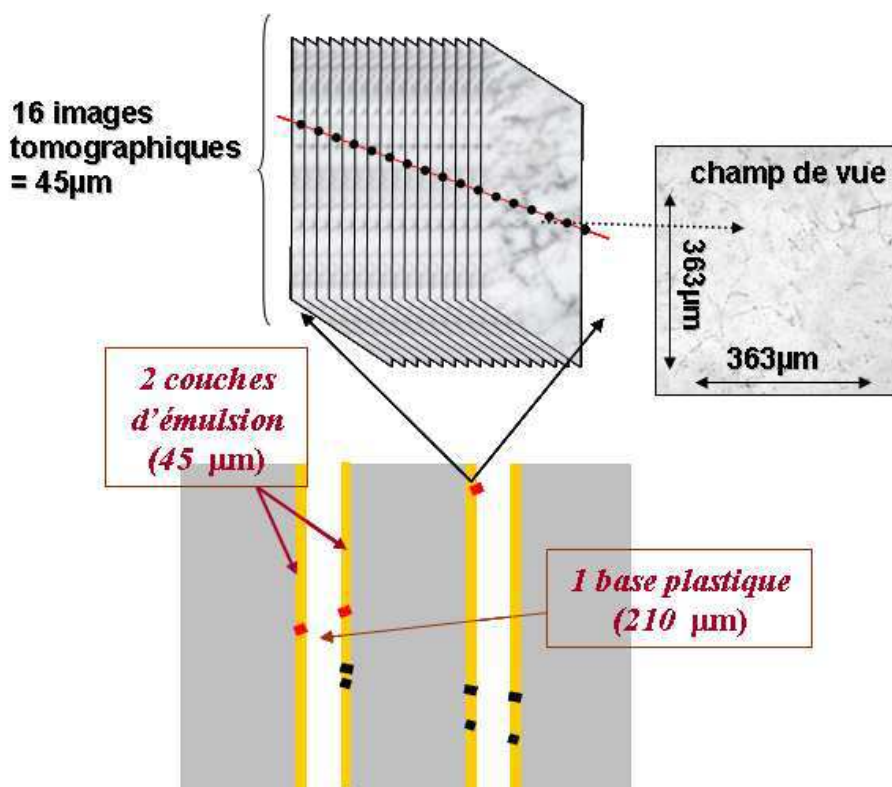


FIG. 2.35 – Schéma de la procédure de formation des microtraces (numérisation des couches d'émulsion)

à l'aide d'un condenseur. Les distributions du bas de la figure 2.36 montrent la quantité de clusters et de traces par vue trouvés dans le top (en vert), le bottom (en rouge), et la somme des deux (en noir). Connaissant la quantité de brouillard nominale et la taille de la vue, on devrait avoir environ 1600 à 2400 clusters par vue et environ 300 microtraces. On voit dans notre exemple que ces quantités sont respectées à la fois dans le top et dans le bottom ; dans le cas contraire, il faut adapter la coupure sur le niveau de gris qui transforme un grain d'argent en cluster, et ce pour chaque couche d'émulsion.

- Ensuite, il est important de vérifier l'homogénéité de la distribution angulaire des microtraces. La figure 2.37 montre les distributions angulaires en $\tan(\theta_X)$ et $\tan(\theta_Y)$ des microtraces (angles par rapport à l'axe Z, respectivement dans les plans X :Z et Y :Z). On voit qu'elles sont parfaitement symétriques. Dans le cas d'asymétries, celles-ci proviennent des mêmes phénomènes que ceux décrits précédemment. Le comportement à faible angle, où le nombre de traces augmente, s'explique à l'aide de la figure 2.38 : l'ionisation augmente à grand angle, car la particule traverse plus d'émulsion ; or comme un seul cluster est retenu par vue tomographique, le système de scan a donc à faire à un recouvrement de plusieurs grains qu'il doit transformer en cluster, et la reconstruction des microtraces est donc altérée par ce phénomène de recouvrement. Ainsi, le nombre de traces diminue à grand angle.

- De plus, la résolution transverse des microtraces se dégrade avec l'angle à cause de l'incertitude sur la position en Z (nous reviendrons sur ce point dans le chapitre 3), et un cluster sera alors moins facilement associé à une microtrace.

Cet effet dépend des paramètres de scanning et de la quantité de brouillard (plus le brouillard

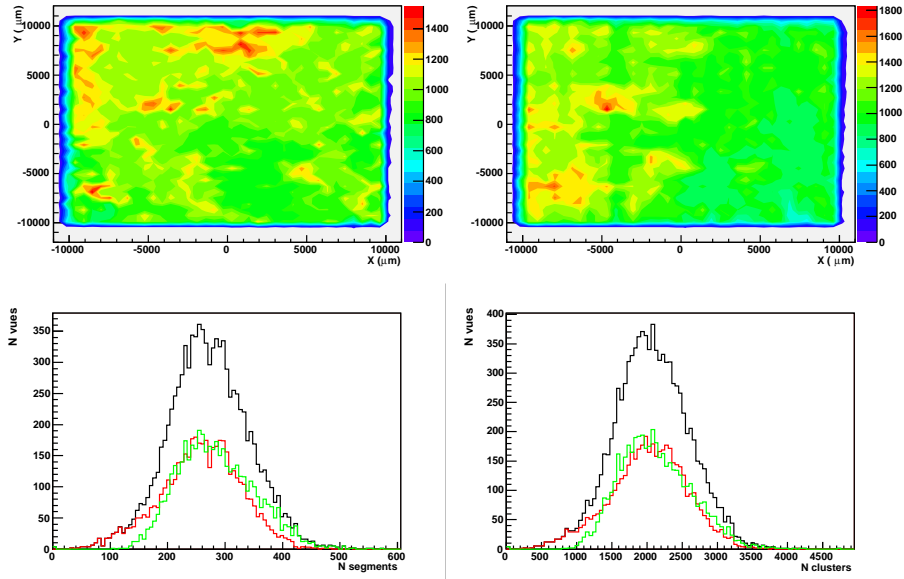


FIG. 2.36 – Distributions des microtraces et clusters par vue scannée. En haut : à gauche, densité de microtraces par vue, à droite densité de clusters par vue ; en bas : nombre de traces à gauche et clusters à droite trouvés dans le top (vert), le bottom (rouge) et la somme des deux (noir).

est important, plus il y a de fausses associations et plus la différence entre grand et faible angle est importante).

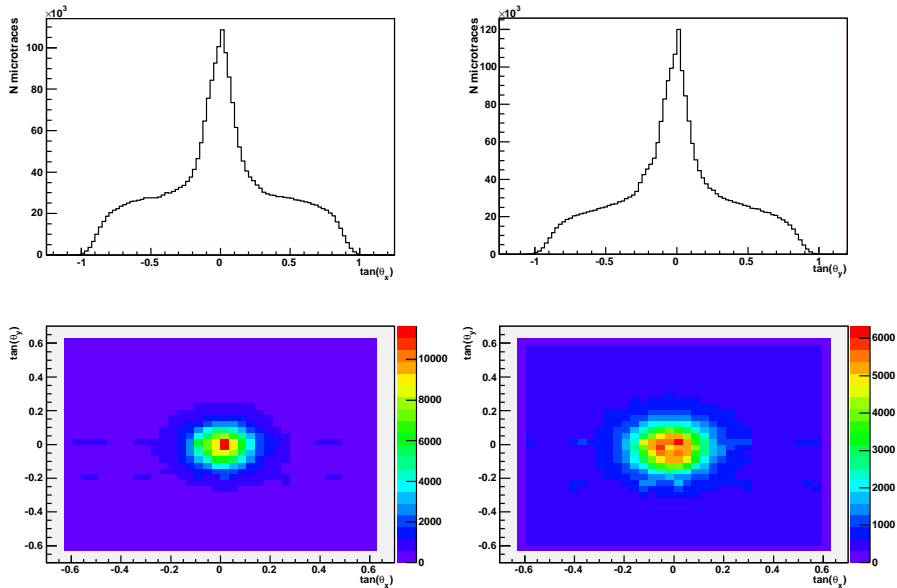


FIG. 2.37 – Distributions angulaires des microtraces. En haut : à gauche $\tan(\theta_X)$, à droite $\tan(\theta_Y)$; en bas : $\tan(\theta_X)$ versus $\tan(\theta_Y)$, pour le bottom à gauche, pour le top à droite.

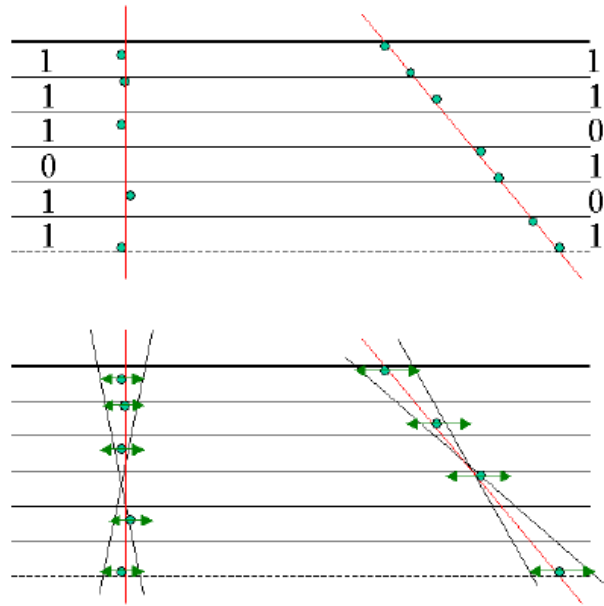


FIG. 2.38 – Le nombre de microtraces est plus important à angle faible. En haut : illustration du fait que le nombre de clusters enregistrés par le système de scan diminue avec l’angle; en bas, où ne sont représentés que les clusters retenus pour former la microtrace, illustration du fait que la résolution spatiale de la microtrace se dégrade avec l’angle

- On peut aussi contrôler la qualité des microtraces reconstruites avec le nombre de clusters par microtrace et la répartition des clusters autour de la microtrace ajustée, qui doivent avoir des comportements similaires dans le top et le bottom. On peut observer ces distributions sur la figure 2.39 : comme on voit sur les images du haut, le nombre minimum de clusters pour former une microtrace est fixé à 6 clusters après des études réalisées dans [98] avec des particules énergétiques à ionisation minimum (MIP) : cette coupure permet de ne pas perdre de traces de signal. Le nombre maximum de clusters est bien sûr égal à 16, correspondant au nombre de vues. Dans les deux cas top et bottom, le nombre moyen de clusters ici est de 7. Les distributions en bas de la figure 2.39 montrent la position des clusters par rapport à la microtrace ajustée, qui est dans notre cas de $0.1 \mu\text{m}$ en moyenne.

Il est impossible à ce niveau de distinguer quelles sont les microtraces de signal, c’est à dire les traces physiques, et quelles sont les fausses microtraces construites avec des grains de brouillard. Il faut maintenant passer à l’étape de reconstruction hors-ligne et associer les microtraces entre elles afin de les sélectionner à l’aide de variables précises.

2.5.3 Scanning de volume : reconstruction hors-ligne de traces

La reconstruction hors-ligne utilise, pour la majorité des laboratoires de scanning européens, un algorithme nommé FEDRA [102], et se déroule en 3 étapes majeures : la reconstruction de traces dans les feuilles d’émulsion (basetraces), l’alignement des feuilles entre elles, et finalement la reconstruction de traces sur plusieurs feuilles d’émulsion ou bien sur une brique entière (volumetraces).

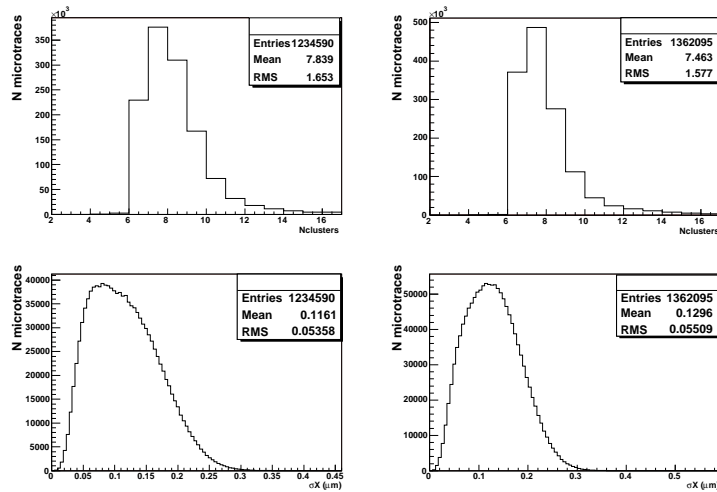


FIG. 2.39 – Nombre de clusters par microtrace en haut et répartition des clusters autour de la microtrace ajustée en bas, pour le bottom à gauche, pour le top à droite.

Formation de basetraces :

Afin de purifier les microtraces reconstruites, la première étape hors-ligne consiste à associer les microtraces du top avec celles du bottom dans chaque feuille d'émulsion, comme schématisé sur la figure 2.40. Des tolérances angulaires (une dizaine de mrad) et en position (quelques microns) sont appliquées, avec une dépendance angulaire qui augmente les tolérances en position à grand angle (on a vu précédemment que la résolution spatiale d'une microtrace augmente avec l'angle) ; la meilleure combinaison entre 2 basetraces qui rentre dans les critères de tolérances est conservée par l'algorithme.

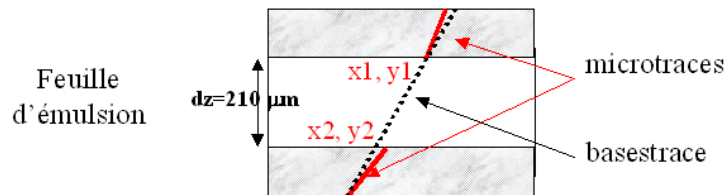


FIG. 2.40 – Schématisation de la formation d'une basetrace dans une feuille d'émulsion avec 2 microtraces du top et bottom.

Si on reprend l'exemple de la feuille d'émulsion étudiée pendant la reconstruction en ligne, on peut observer sur la figure 2.41 la distribution angulaire des basetraces, que l'on a construites avec $2 \mu\text{m}$ et 0.013 mrad de tolérances spatiale et angulaire : la distribution de θ_X laisse apparaître des pics à 6 angles bien définis. Ces pics correspondent aux angles d'exposition de la brique pendant le test en faisceau ; ils constituent donc le signal recherché, et on voit que la reconstruction de basetraces permet déjà d'éliminer des fausses microtraces (non physiques) : la pureté est de 20% en moyenne sur tous les angles.

On voit cependant qu'il reste encore une quantité de bruit de fond non négligeable. On

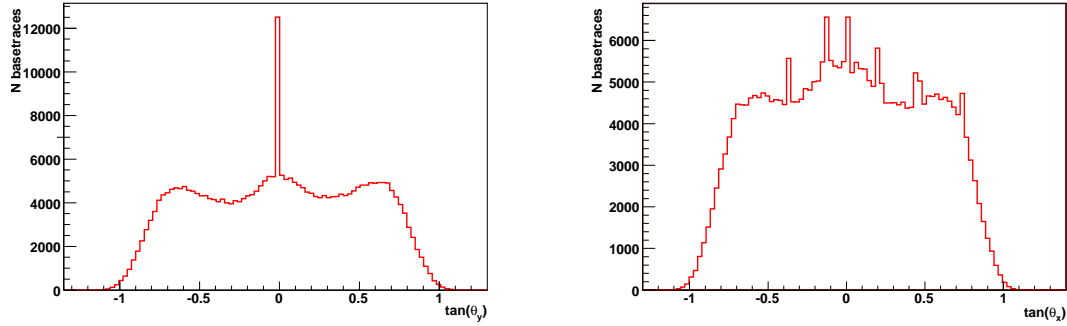


FIG. 2.41 – Distributions angulaires des basetraces : à gauche θ_Y , à droite θ_X ; le pic à zéro en θ_Y ainsi que les pics à différents angles en θ_X représentent le signal des pions envoyés lors du test en faisceau.

peut encore purifier les basetraces en leur appliquant une coupure de qualité qui dépend du nombre de grains des basetraces et de leur χ^2 . Le χ^2 d'une basetrace est calculé ainsi :

$$\chi^2 = \frac{1}{4} \left(\left(\frac{\Delta S_{x1}}{\sigma S_x} \right)^2 + \left(\frac{\Delta S_{x2}}{\sigma S_x} \right)^2 + \left(\frac{\Delta S_{y1}}{\sigma S_y} \right)^2 + \left(\frac{\Delta S_{y2}}{\sigma S_y} \right)^2 \right)$$

Les indices 1 et 2 font référence respectivement au top et bottom, comme représenté sur la figure 2.40. ΔS_{xi} est la différence entre l'angle de la basetrace calculé avec les coordonnées des microtraces $\frac{(x2-x1)}{dz}$ (dz est l'épaisseur de la base plastique de $210 \mu\text{m}$), et l'angle θ_{xi} de la microtrace i . De même, $\Delta S_{yi} = \frac{(y2-y1)}{dz} - \theta_{yi}$. σS_x et σS_y sont les tolérances angulaires en x et y données pour former les basetraces.

Le χ^2 représente en fait une sorte de distorsion entre la pente de la basetrace et celles des microtraces qui ont servi à former la basetrace. La figure 2.42 montre la distribution du χ^2 des basetraces que l'on a formées, ainsi que le nombre de clusters par basetrace. On distingue deux populations : à grand χ^2 , la distorsion des basetraces par rapport aux microtraces est grande, ce qui correspond à des traces non physiques ; les basetraces de petit χ^2 en revanche sont des traces de signal ; pendant la formation des basetraces, une coupure $\chi^2 < 3.5$ est déjà appliquée. Également, les basetraces susceptibles d'être des basetraces physiques comportent un plus grand nombre de clusters.

On est donc amené à observer sur la figure 2.43 les basetraces dans le plan χ^2 en fonction

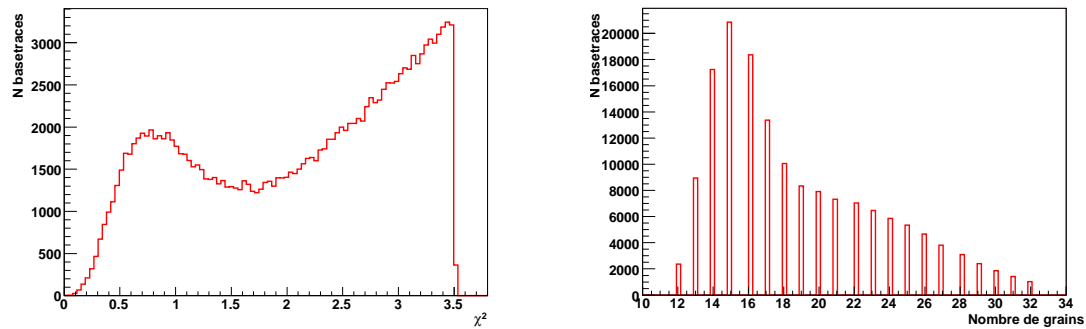


FIG. 2.42 – Distributions à gauche du χ^2 des basetraces, à droite du nombre de clusters par basetrace.

du nombre de clusters, où on peut séparer nettement les 2 populations avec une droite affine d'équation :

$$\chi^2 = 0.165 * Nclusters - 1.5$$

Toutes les basetraces situées sous cette droite sont conservées, les autres sont éliminées. On

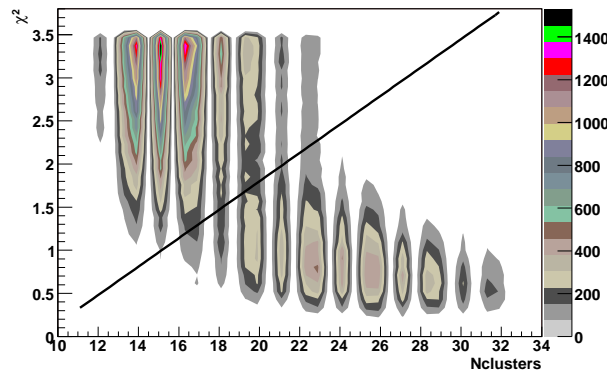


FIG. 2.43 – Distribution du χ^2 des basetraces en fonction du nombre de clusters, ainsi que la coupure de qualité $\chi^2 < 0.15 * Nclusters - 1.5$ permettant de conserver les traces de signal.

voit sur la figure 2.44, où sont représentées les distributions angulaires des basetraces, l'effet de cette coupure de qualité sur les basetraces que l'on avait sur la figure 2.41 : on a ici une pureté moyenne d'environ 72%.

L'efficacité de scanning est discutée dans la section 2.5.5.

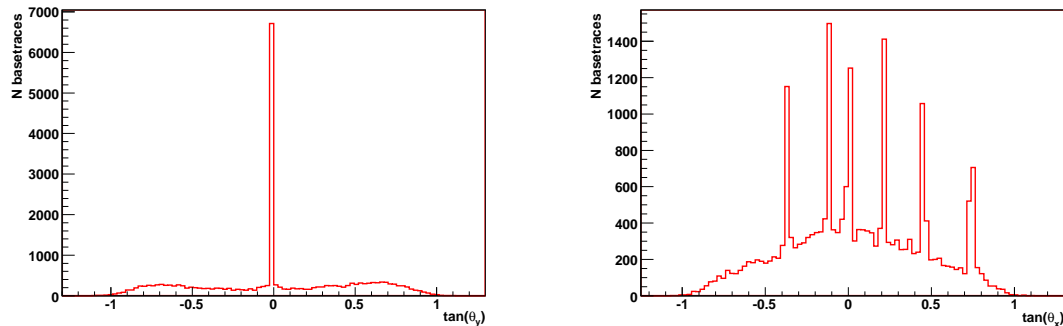


FIG. 2.44 – Distributions angulaires des basetraces en Y à gauche et en X à droite après la coupure de qualité $\chi^2 < 0.165 * Nclusters - 1.5$.

Alignement des feuilles d'émulsion entre elles :

L'alignement des feuilles d'émulsion doit être le plus précis possible, de l'ordre du micron, afin d'obtenir la résolution finale escomptée ; or, les marques fiducielles donnent une précision de quelques dizaines de microns sur l'alignement des feuilles. Dans le cas de tests en faisceau de pions ou muons de haute énergie, nous disposons de traces droites traversant les émulsions qui permettent de les aligner ; dans la cas des interactions neutrino d'OPERA, nous utilisons

les traces des particules cosmiques dans les briques, volontairement exposées pendant une journée dans le puits à cosmiques avant leur développement. Dans chaque feuille d'émulsion, une coupure très stricte sur la qualité des basetraces permet de sélectionner de très bonnes traces droites, et de les aligner d'une émulsion à l'autre avec des tolérances en position de l'ordre du micron et angulaire de quelques mrad. Une correction de chaque feuille par rapport à la précédente est donnée sous forme d'une transformation affine et d'une rotation dans les coordonnées des marques fiducielles, comme schématisé sur la figure 2.45.

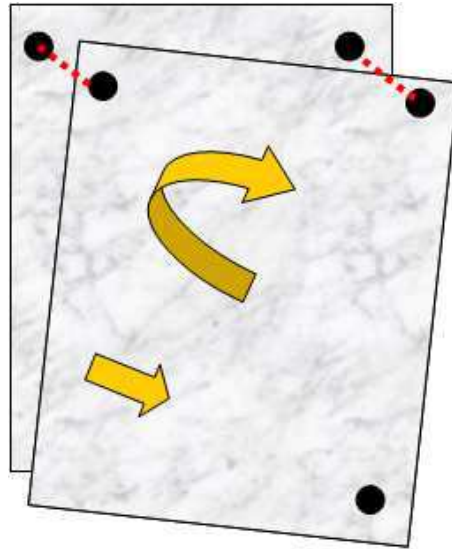


FIG. 2.45 – Alignement des feuilles d'émulsion dans le repère de coordonnées des marques.

Formation de volumetraces :

La dernière étape de reconstruction de traces est la formation de volumetraces sur plusieurs émulsions, ou bien dans une brique entière. Avec la coupure de qualité sur les basetraces et l'alignement micrométrique réalisé, les basetraces des feuilles d'émulsion sont reliées entre elles avec des tolérances en position de quelques microns et angulaire d'une dizaine de mrad. Pendant cette étape, si une basetrace d'une feuille n'est pas reliée à une basetrace de la feuille suivante, l'algorithme autorise ce qu'on appelle un trou, et cherche à relier la basetrace à une autre basetrace située 2 feuilles plus loin ; au maximum, 3 trous consécutifs sont autorisés. A la fin, les traces sont caractérisées par leur nombre de segments n_{seg} (nombre de basetraces effectives), leur nombre de trous n_0 (nombre de basetrace(s) manquante(s)), et leur nombre total de feuilles traversées n_{pl} (étendue totale de la trace). On a $n_{pl} = n_{seg} + n_0$.

La figure 2.46 montre les distributions angulaires de volumetraces reconstruites sur 10 feuilles d'émulsion ($n_{pl}=10$), obtenues sur l'exemple précédent avec $6 \mu m$ et 0.013 mrad de tolérances. On voit que l'on a une pureté de traces proche de 100%. L'efficacité de reconstruction de volumetraces est discutée dans le chapitre 4.

Avec toutes les volumetraces reconstruites, on peut ensuite procéder à la reconstruction de vertex, détaillée dans le chapitre 4.

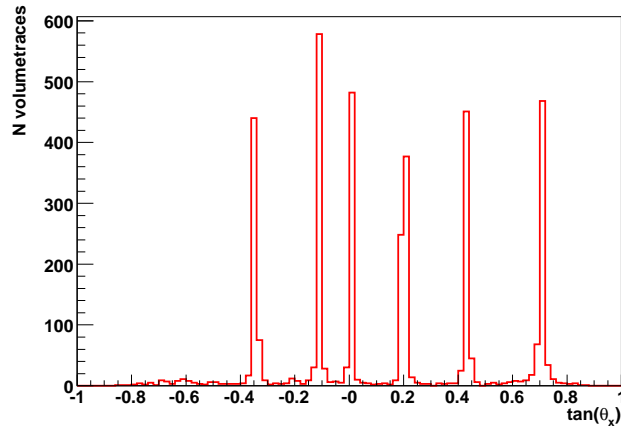


FIG. 2.46 – Distribution angulaire en X des volumetraces reconstruites sur 10 feuilles d'émulsion.

2.5.4 Procédure de scanning de suivi avec utilisation de la base de données

C'est la technique de scanning officielle utilisée dans OPERA. Ce procédé de reconstruction de traces est automatisé, et revient à réaliser la reconstruction de basetraces et l'alignement des feuilles entre elles en-ligne ; le principe repose sur le suivi de prédictions de traces d'une feuille à l'autre.

Les feuilles d'émulsion sont déposées sur la table du microscope et changées par un robot,

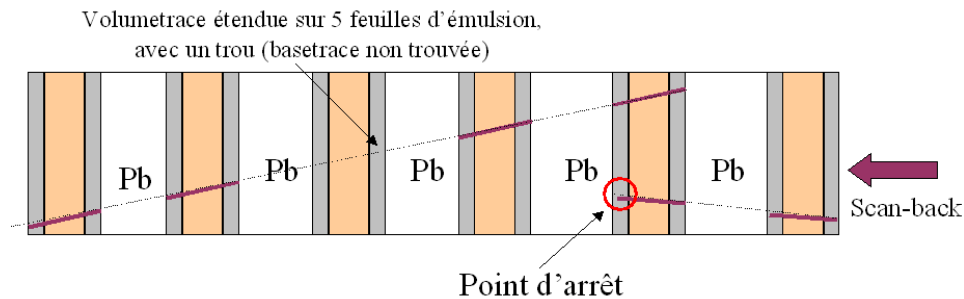


FIG. 2.47 – Schéma du principe de scanning de suivi, où on a représenté en gras les basetraces suivies dans les émulsions, les pointillés représentant le suivi.

dans l'ordre de la brique en partant de la plus en aval du faisceau (située contre les CS), comme schématisé sur la figure 2.47 (d'où le nom de "scanback"). Trois étapes sont réalisées pour chaque feuille :

- 1) Scanning des trois marques fiducielles.
- 2) L'intercalibration : trois zones de environ 1mm^2 chacune sont scannées dans trois zones espacées de la feuille, où un certain nombre de basetraces reconstruites en-ligne sont sélectionnées suivant des critères de qualité (angle, coupure de qualité décrite dans la section 2.5.3, ...) puis mémorisées, et servent de traces d'alignement avec la feuille suivante.
- 3) Le scanning des prédictions : les basetraces trouvées dans une émulsion sont suivies dans l'émulsion suivante, avec des tolérances angulaire et en position équivalentes à celles données dans la dernière étape de reconstruction hors-ligne du scanning de volume (reconstruction de

volumetraces) ; pour la première feuille aval, les prédictions des traces à retrouver sont données par le scan des CS, où on a retrouvé précédemment les prédictions données par la reconstruction des traces dans les détecteurs électroniques. L'alignement des CS avec la première feuille se fait par la position de marques imprimées aux rayons X. Si une basetrace présente dans une émulsion n'est pas retrouvée dans l'émulsion suivante, la prédiction est conservée jusqu'aux 3 feuilles suivantes ; si au bout de 3 feuilles la basetrace n'a pas été associée à une autre basetrace, elle est alors considérée comme un point d'arrêt, c'est à dire un vertex potentiel.

Durant toute la procédure de scanning de suivi, les informations concernant les paramètres de scanning, les basetraces trouvées et l'intercalibration pour chaque feuille sont enregistrées dans une base de donnée ORACLE commune à tous les laboratoires de scanning ; tous les laboratoires ont ainsi accès à toutes les informations sur toutes les briques scannées. Pour réaliser le scan de suivi sur une brique, l'opérateur n'agit pas directement sur le microscope, mais rentre des paramètres de scanning dans la base de données en lui indiquant quelle brique il désire scanner (numéro d'identifiant de la brique, nombre de feuilles, position des marques fiducielles) ; c'est ensuite un gestionnaire de tâches qui envoie les ordres d'action directement au microscope et au robot changeur d'émulsions, en utilisant les informations de la base de données sur les prédictions et intercalibrations successives⁹.

Une fois que toutes les feuilles de la brique ont été scannées par suivi, tous les points d'arrêt sont analysés afin de déterminer s'il s'agit d'un vertex ou d'une trace que le système n'a pas été capable de suivre jusqu'au bout : un scanning de volume (détaillé dans la section 2.5.3) autour de chaque point d'arrêt est réalisé, sur une surface de $2.5 \times 2.5 \text{ mm}^2$ et sur -3 feuilles en amont, +7 feuilles en aval, soit au total 11 feuilles, comme schématisé sur la figure 2.48 ; on espère ainsi reconstruire les traces issues d'un vertex d'interaction neutrino qui n'auraient pas traversé jusqu'à la fin de la brique, et n'auraient donc pas laissé de traces dans la CS. La reconstruction et l'analyse de vertex sont détaillées dans le chapitre 4.

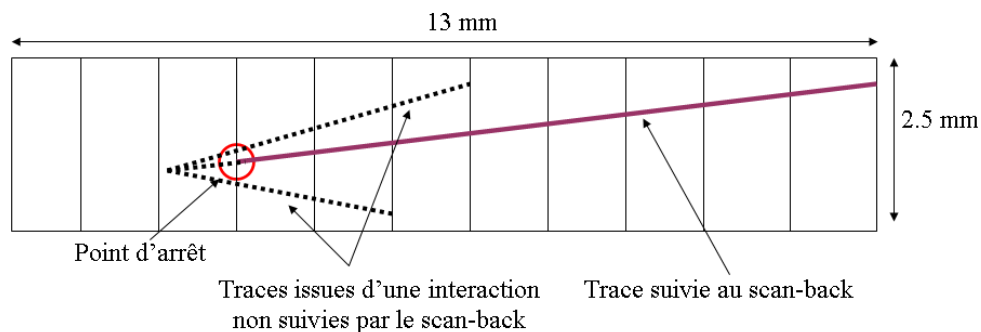


FIG. 2.48 – Scan de volume autour d'un point d'arrêt sur -3 feuilles en amont et +7 feuilles en aval. En gras est représentée une trace suivie par la procédure de "scanback", en pointillé les traces issues d'un vertex qui n'ont pas donné lieu à des prédictions de l'électronique, mais qui peuvent être retrouvées lors du scan de volume autour du point d'arrêt.

⁹Le premier fichier de prédictions correspond aux prédictions sortant des CS

2.5.5 Efficacité de scanning

Une partie du travail de cette thèse réside dans le scanning d'émulsions, réalisé au laboratoire de scanning français, à Lyon (IPNL). Le laboratoire de Lyon possède 3 microscopes utilisés pour le scanning des feuilles d'émulsion OPERA, et un quatrième dédié à la recherche et au développement. La première étude de scanning réalisée pendant cette thèse consiste en la mesure d'efficacité de scanning d'un des microscopes de Lyon, afin de comparer un nouveau filtre d'images à un ancien. Le filtre d'images intervient au niveau de la binarisation de l'image lors du scanning en ligne : il consiste en la convolution de l'image à une matrice de valeurs 5×5 , qui traite les pixels voisins de façon opposée (filtre passe-haut) ; ainsi, ce type de filtre permet d'accentuer les contrastes entre chaque pixel des vues tomographiques. Un seuil en niveau de gris permet ensuite de transformer un ensemble de pixels de différents niveaux de gris en zone blanche ou zone noire qui forme ainsi un cluster.

L'efficacité de scanning est définie comme la capacité à reconstruire une basetrace dans une émulsion, et se mesure à l'aide des données de tests en faisceau de pions énergétiques envoyés sur des briques OPERA sans plomb, ceci afin de s'affranchir des effets physiques d'interaction et de diffusion des particules dans le plomb. Les pions sont envoyés suivant différents angles en X, et suivant un angle de 0 rad en Y, afin de mesurer la dépendance de l'efficacité de scanning avec l'angle des particules. Pour réaliser notre étude, nous avons utilisé 10 feuilles d'émulsion issues d'un test en faisceau réalisé au CERN en juillet 2006, où des pions de 7 GeV ont été envoyés suivant 6 angles différents en θ_x :

$$-0.3 \text{ rad}, -0.1 \text{ rad}, 0.0 \text{ rad}, 0.2 \text{ rad}, 0.4 \text{ rad}, 0.7 \text{ rad}.$$

Les distributions angulaires des basetraces en X et en Y après coupure de qualité sont montrées sur la figure 2.44, et les distributions angulaires des volumetraces de 10 feuilles sur la figure 2.46.

L'efficacité de scanning est définie comme étant le nombre de volumetraces de 10 segments ($n_{\text{seg}}=10$) divisé par le nombre de volumetraces à 9 et à 10 segments, c'est à dire

$$\epsilon = \frac{N_{10}}{N_9 + N_{10}}$$

En pratique, comme schématisé sur la figure 2.49, il suffit d'utiliser un échantillon de traces étendues sur 10 feuilles d'émulsion ($n_{\text{pl}}=10$), N_9 correspond alors aux traces de cet échantillon avec 1 trou (1 basetrace manquante), N_{10} correspond aux traces sans trou. La valeur

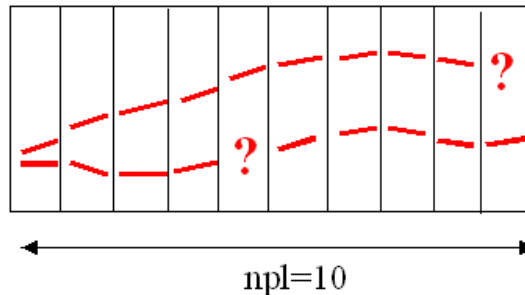


FIG. 2.49 – Schéma du calcul d'efficacité avec des traces de 10 feuilles, contenant 1 ou 0 trou.

d'efficacité est calculée pour chaque angle en X^{10} , défini ainsi :

¹⁰les angles θ_X et θ_Y d'une volumetrace correspondent aux angles de la première basetrace de la volumetrace.

$$|\theta_X - \langle \theta_i \rangle| < 0.03$$

où $\langle \theta_i \rangle$ représente la valeur centrale de l'angle en X considéré. On peut visualiser les 6 angles considérés ici sur la figure 2.46.

Le résultat du calcul de l'efficacité en fonction de l'angle de la volumetrace pour le nouveau filtre et l'ancien filtre est montré sur la figure 2.50. Le nouveau filtre donne une efficacité moyenne de 82%, contre 75% avec l'ancien filtre. Le test va donc en faveur du nouveau filtre et donne une efficacité compatible avec celles des autres laboratoires de scanning obtenues avec ce filtre. Un autre filtre est aujourd'hui utilisé, et donne une efficacité de scanning de 92%.

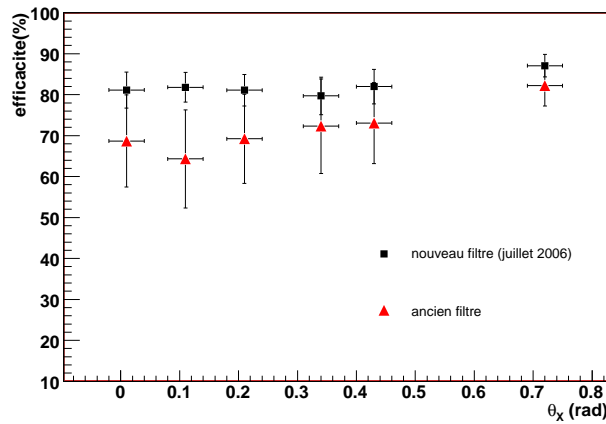


FIG. 2.50 – Efficacité de scanning en fonction de l'angle des volumetraces, pour l'ancien et le nouveau filtre testé sur un des microscopes de Lyon en juillet 2006.

On a vu dans ce chapitre que grâce aux premières périodes de faisceau du CNGS, on a pu observer et reconstruire les premiers événements neutrino dans les briques OPERA. Ceci a permis de valider entièrement la chaîne d'analyse ainsi que de tester et optimiser les procédures de scanning, en vue de la prochaine période de fonctionnement du CNGS.

Grâce aux très bonnes performances de scanning obtenues jusqu'à présent, notamment sur la résolution, ainsi que sur l'efficacité de scanning étudiée dans ce chapitre, il est possible d'utiliser la structure des briques OPERA pour développer des outils et méthodes d'analyse. En particulier, une méthode a été proposée par le groupe du LAPP pour la reconstruction d'impulsion par diffusion coulombienne multiple, qui fait l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 3

Détermination d'impulsion par diffusion coulombienne multiple

La structure des blocs cibles d'OPERA permet de mesurer l'impulsion des particules grâce à leur diffusion coulombienne multiple (MCS) dans le plomb des briques ECC. Des premiers résultats ont déjà été obtenus dans le cadre d'OPERA grâce à des études réalisées en Italie [111], puis au LAPP [112] ainsi que dans l'expérience DONUT [113].

Dans ce chapitre, nous décrivons tout d'abord la méthode développée dans le cadre de cette thèse, inspirée d'un travail initial effectué au LAPP [112] : la méthode a été améliorée et implémentée dans le logiciel d'OPERA de reconstruction de traces. Ensuite, les différents tests en faisceau de pions utilisés sont détaillés, et finalement, les résultats et comparaisons des données réelles et Monte Carlo sont donnés.

3.1 Description de la méthode

L'impulsion d'une particule est reliée à sa diffusion coulombienne par la formule suivante [9] :

$$\Theta_0^2 = \frac{13.6^2}{(Pc\beta)^2} \times \frac{x}{X_0} \times (1 + 0.038 \ln(\frac{x}{X_0})) \quad (3.1.1)$$

Où Θ_0 (en radian) est la largeur de la distribution des diffusions dans une épaisseur donnée d'un même matériau ; P (en MeV) est l'impulsion de la particule, X_0 (en m) est la longueur de diffusion du matériau, et x (en m) est l'épaisseur traversée par la particule.

Dans le cas d'OPERA, les particules traversent des cellules composées de 1 mm de plomb + 300 μm de feuille d'émulsion. La longueur de radiation du plomb est de 5.6 mm. On note N_{cell} le nombre de cellules traversées par une particule. On peut ainsi comparer les angles de diffusion des particules de cellule en cellule grâce aux basetraces présentes dans chaque feuille d'émulsion. Toutefois, il faut tenir compte ici de la résolution angulaire $\delta\theta$ de ces basetraces, qui est de l'ordre de 2.5 mrad à 0 rad. La largeur effective mesurée Θ_{mes} s'écrit :

$$\Theta_{mes}^2 = \Theta_0^2 + \delta\theta^2 \quad (3.1.2)$$

La valeur standard de $\delta\theta$ habituellement donnée par les systèmes de scanning est la résolution angulaire d'une seule basetrace $\delta\theta_s$, avec $\delta\theta = \delta\theta_s \times \sqrt{2}$. On utilisera dans la suite $\delta\theta_s$ et $\delta\theta$

pour faire référence à chacune de ces valeurs.

Or la formule 3.1.1 est une approximation, et une meilleure formulation est suggérée dans le manuel de GEANT [114], qui modélise les angles de diffusion plus précisément avec une distribution de Molière ; en utilisant la formule donnée dans la section PHYS320 du manuel, l'expression obtenue peut être simplifiée en une équation similaire à 3.1.1, en remplaçant le terme 13.60 par 14.64. On a donc finalement :

$$\Theta_{mes}^2 = \frac{14.64^2}{(Pc\beta)^2} \times \frac{N_{cell}}{5.6} \times (1 + 0.038 \ln(\frac{N_{cell}}{X_0})) + \delta\theta^2 \quad (3.1.3)$$

Dans la suite, comme les particules issues des interactions neutrino d'OPERA sont relativistes, on considérera que $P \approx Pc\beta$.

Il faut remarquer ici que la valeur moyenne de $\delta\theta$ est de l'ordre de la diffusion d'un pion de 2 GeV dans 1 mm de plomb. Il ne serait donc pas possible de mesurer des impulsions de particules supérieures à 2 GeV avec une résolution acceptable en ne considérant que des espacements de 1 mm, ce qui limiterait fortement l'analyse cinématique des événements d'OPERA. La méthode décrite ici permet de mesurer des impulsions de particules dont la diffusion est inférieure à la résolution de basetraces, et ce jusqu'à 8 GeV.

3.1.1 Méthode "Ncell dépendance + décalages"

La méthode proposée par le LAPP est appelée "Ncell dépendance + décalages", et est schématisée sur la figure 3.1 ; elle utilise la dépendance de la largeur de diffusion avec l'épaisseur de plomb traversée. La largeur de diffusion Θ_{mes} entre deux cellules successives ($N_{cell}=1$) se

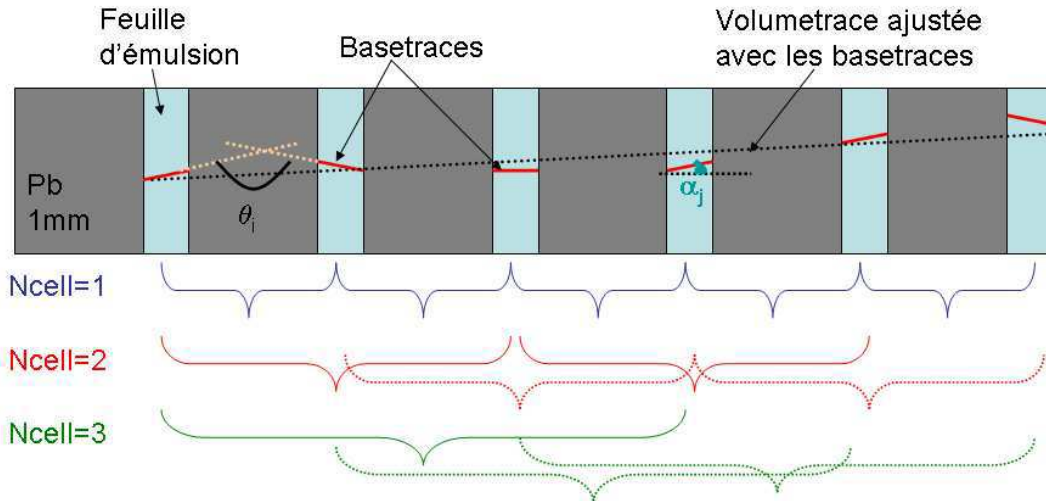


FIG. 3.1 – Illustration de la méthode "Ncell dépendance + décalages" : Schéma de 5 cellules d'une brique OPERA où est représentée une volumetrace, ainsi qu'une illustration de la diffusion angulaire entre chacune de ses basetraces associées.

calcule à l'aide des angles de diffusion des traces θ_i entre les cellules (i+1) et i, telle que :

$$\Theta_{mes}^2 = \frac{1}{N_{mes}} \sum_{i=1}^{N_{mes}} \theta_i^2 \quad (3.1.4)$$

Où N_{mes} correspond au nombre de mesures possibles. La figure 3.2 montre la distribution des θ_i à Ncell=1 pour des traces de pions MC de 4 GeV ; la largeur de diffusion est ici $\Theta_{mes}=2.8$ mrad.

Il est également possible de calculer cette largeur entre deux cellules non successives (Ncell=j) ;

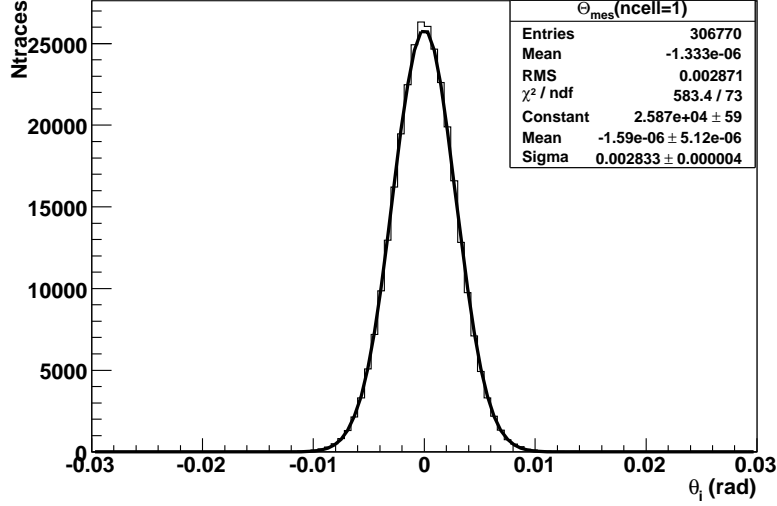


FIG. 3.2 – Distribution des diffusions angulaires dans 1mm de plomb pour des traces de pions MC de 4 GeV.

les angles θ_i correspondent donc à la diffusion calculée entre les cellules (i+j) et i. Cependant le nombre de mesures diminue avec Ncell ; afin de palier le nombre de mesures qui serait trop faible pour des grandes valeurs de Ncell, on effectue ce que l'on appelle des décalages pour Ncell supérieur ou égal à 2, comme schématisé sur la figure 3.1. Par exemple, avec α_i l'angle de la basetrace de la cellule i, on calcule Θ_{mes} pour Ncell=3 :

$$\Theta_{mes}^2(Ncell = 3) = \frac{1}{N_{mes}} \times [(\alpha_4 - \alpha_1)^2 + (\alpha_7 - \alpha_4)^2 + (\alpha_{10} - \alpha_7)^2 + \dots,$$

ce à quoi on peut ajouter deux décalages :

$$\begin{aligned} &+(\alpha_5 - \alpha_2)^2 + (\alpha_8 - \alpha_5)^2 + (\alpha_{11} - \alpha_8)^2 + \dots, \\ &+(\alpha_6 - \alpha_3)^2 + (\alpha_9 - \alpha_6)^2 + (\alpha_{12} - \alpha_9)^2 + \dots \end{aligned}$$

Ainsi, on peut construire la variable Θ_{mes} en fonction de Ncell, et ajuster les points avec l'équation 3.1.3, ayant pour paramètres libres P et $\delta\theta$, ou bien P uniquement, selon les cas que nous allons expliquer. Dans l'absolu, cette dépendance peut être ajustée sur toute la longueur de la trace ; cependant, des diffusions locales trop importantes ou trop faibles peuvent entraîner des erreurs de mesure si elles sont propagées à des grandes valeurs de Ncell. La limite de longueur d'ajustement dépend de l'impulsion, toutefois nous utilisons dans cette méthode une valeur maximum de Ncell=14, qui convient pour l'intervalle d'impulsion que l'on cherche à mesurer.

La valeur N_{mes} du nombre de mesures effectuées pour calculer chaque angle $\Theta_{mes}(Ncell)$ est ici une approximation : en effet, en toute rigueur, il faudrait tenir compte des corrélations

entre les mesures effectuées à chaque décalage. Pour une trace reconstruite sans "trou" (c'est-à-dire toutes les basetraces de la volumetrace sont reconstruites), le nombre de mesures effectives N_{eff} peut être calculé ainsi [112] :

$$N_{eff}(N_{cell}) = \frac{N_{pl} - 1}{N_{cell}} + \sum_{i=2}^{N_{cell}} \frac{N_{pl} - i}{N_{cell}^2} = \frac{N_{pl} - 1}{N_{cell}} + \frac{1}{N_{cell}^2} \left[(N_{pl} - 1)(N_{cell} - 1) - \frac{N_{cell}(N_{cell} - 1)}{2} \right], \quad (3.1.5)$$

où N_{pl} représente l'étendue de la trace en nombre de cellules. Le premier terme correspond au nombre de mesures sans décalages, le second au gain statistique amené par les $N_{cell}-1$ décalages supplémentaires. Dans le cas général, la formule 3.1.5 ne s'applique pas de façon triviale pour les traces possédant des trous. On utilise donc dans l'analyse présentée ici $N_{eff} = N_{mes}$, sans tenir compte des corrélations; nous allons voir que ceci n'entraîne aucun biais dans la reconstruction.

Dans la prochaine section, nous expliquons comment mesurer l'impulsion à partir de la dépendance $\Theta_{mes}(N_{cell})$.

3.1.2 Détermination de l'impulsion et de la résolution en impulsion

Dans l'équation (3.1.3), la résolution angulaire $\delta\theta$ dépend du microscope utilisé et doit être déterminée avant de mesurer l'impulsion. Ceci est possible avec un échantillon d'un grand nombre de traces de particules de même impulsion traversant une brique : on construit $\Theta_{mes}(N_{cell})$ en utilisant toutes les traces pour le calcul des $\Theta_{mes}(N_{cell}=i)$, pour ensuite ajuster les points avec l'équation 3.1.3, ayant pour paramètres libres P et $\delta\theta$. La figure 3.3 montre cette dépendance pour environ 4000 traces de pions MC de 4 GeV ayant traversé une brique (5000 pions ont été générés, mais seulement 3941 ont été reconstruits sur une brique entière), avec une valeur de $\delta\theta_s$ simulée à 1.67 mrad; ici, les valeurs reconstruites sont $\delta\theta_s = 1.68 \pm 0.01$, qui correspond à la valeur simulée, et $P = 3.87 \pm 0.01$ GeV. Il faut remarquer ici que le fit de la dépendance est plus sensible aux faibles valeurs de N_{cell} , car elles contiennent la plus grande proportion de statistique; d'après l'équation 3.1.3, c'est justement à bas N_{cell} que l'on est sensible à la valeur de $\delta\theta$, la valeur de P étant déterminée par l'évolution à plus grand N_{cell} . Le but de cette étape étant d'évaluer la valeur du $\delta\theta_s$, la valeur de P n'est pas un critère de qualité.

Après avoir évalué le $\delta\theta$, il est possible de mesurer l'impulsion trace par trace en ajustant $\Theta_{mes}(N_{cell})$ avec pour unique paramètre libre la valeur de P . On obtient ainsi une fonction de l'impulsion p reconstruite pour chaque trace, $f(p)$, fonction non symétrique; considérant que Θ_{mes}^2 suit une distribution gaussienne, $f(p)$ est une gaussienne inverse de formule :

$$f(p) = \frac{P_0}{p^2} \times \exp\left(-\frac{1/p^2 + 1/P_1^2}{1/P_2^2}\right) \quad (3.1.6)$$

où P_0 , P_1 et P_2 sont des paramètres. P_1 , dit P_{rec} , représente la valeur de l'impulsion globale reconstruite pour l'échantillon de traces.

La figure 3.4 à gauche montre un exemple pour les 4000 traces de pions MC de 4 GeV dont le $\delta\theta$ a été évalué ci-dessus, où la fonction $f(p)$ permet d'ajuster la distribution de P . Ici, on reconstruit $P_{rec} = 3.89 \pm 0.01$ GeV. L'erreur de 3% sur la valeur Monte Carlo initiale est due à une erreur de fit systématique sur $f(p)$. Cette constatation nous a amené à extraire la valeur du fit gaussien de la distribution de $1/p$, que l'on voit sur la figure 3.4 à droite. On obtient

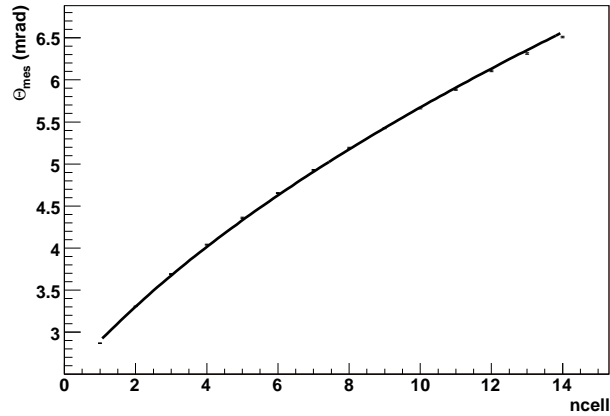


FIG. 3.3 – Dépendance en Ncell de la largeur de diffusion pour des pions MC de 4 GeV.

une valeur pour P égale à 4.05 GeV. La moyenne de ces deux valeurs de P donne finalement une valeur moyenne de P_{rec} , et leur différence une erreur systématique sur la détermination de P pour un échantillon de même impulsion, très supérieure à l'erreur statistique. On a donc finalement pour cet exemple :

$$P_{\text{rec}} = 3.97 \pm 0.01 \text{ (stat)} \pm 0.08 \text{ (syst.) GeV},$$

compatible avec la valeur MC originale. Dans la suite, les valeurs de P_{rec} seront données à partir de cette méthode.

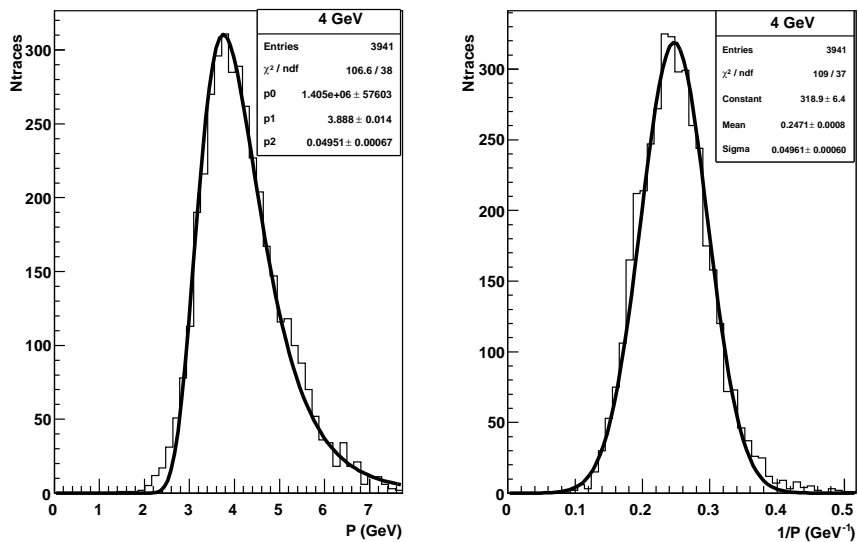


FIG. 3.4 – A gauche : distribution ajustée de l'impulsion reconstruite pour des pions MC de 4 GeV ; A droite : distribution de l'inverse de l'impulsion reconstruite.

Afin d'extraire la résolution en impulsion $\frac{\Delta p}{p}$, il faut utiliser la distribution en $1/p$ qui est gaussienne, car la distribution de p n'est pas symétrique : la dispersion de la distribution ($\frac{P_{\text{rec}}}{p} - 1$) donne en revanche exactement la valeur de la résolution en impulsion. La figure 3.5 montre cette distribution pour les 4000 traces de pions MC de 4 GeV.

Afin de connaître l'erreur sur $\frac{\Delta p}{p}$, il faut tenir compte de l'erreur sur la détermination de P_{rec} :

$$\sigma\left(\frac{\Delta p}{p}\right) = \sqrt{\Delta\left[\frac{\Delta p}{p}\right]^2 + \left[\frac{\Delta p}{p} \times \frac{\sigma(P_{\text{rec}})}{P_{\text{rec}}}\right]^2} \quad (3.1.7)$$

Finalement, pour l'exemple des pions MC de 4 GeV, la résolution est calculée comme :

$$19.3 \pm 0.6 \%$$

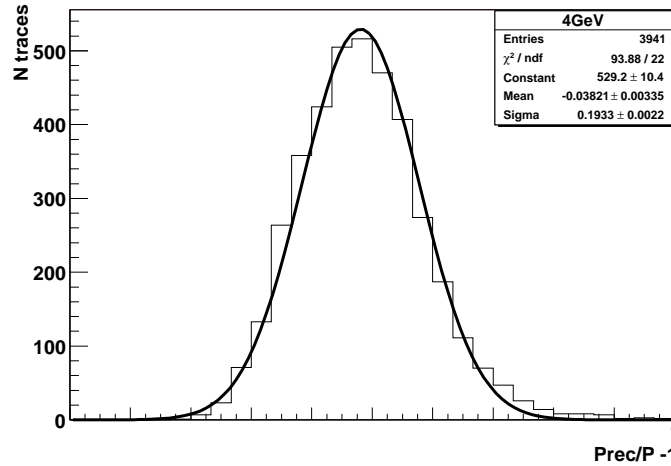


FIG. 3.5 – Distribution de l'inverse de l'impulsion reconstruite normalisée par P_{rec} , pour des pions MC de 4 GeV.

Afin de tester cette méthode, nous allons dans la suite examiner les résultats obtenus avec différents échantillons de données Monte Carlo, ainsi que de données réelles issues de tests en faisceau détaillés dans la section 3.2.

3.2 Tests en faisceau de pions

Les tests en faisceau de pions utilisés dans cette thèse ont été réalisés au CERN, en juin 2003, avec la ligne de faisceau de protons T7 du PS sur une cible en aluminium, ainsi qu'en juillet 2007 avec la ligne de protons T9.

Le montage expérimental est similaire dans les deux cas : une brique OPERA est exposée au faisceau de pions d'énergie donnée, avec différents détecteurs électroniques : un compteur Cerenkov à l'hélium pour l'identification des particules, deux compteurs de scintillateurs plastiques pour contrôler le flux du faisceau, deux chambres à fils pour la direction, et un calorimètre en verre de plomb pour monitorer la contamination en électrons. Afin de réduire cette contamination, une plaque de plomb de 2.5 cm avait été disposée sur la ligne de faisceau avant

le dernier aimant de focalisation. La contamination en électrons a été mesurée en combinant les informations du compteur Cerenkov et du calorimètre ; la contamination en muons a été déduite de l'analyse des traces traversantes dans des briques ECC de test.

On définit l'angle du faisceau de pion par rapport à l'axe Z de la brique comme schématisé sur la figure 3.6. Des lots de données de π^- à 0 rad ont été produits pendant le test en faisceau

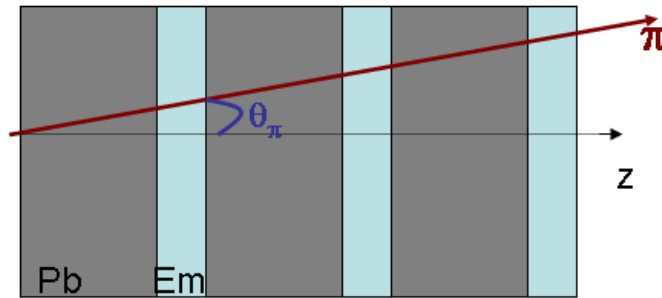


FIG. 3.6 – Schéma de l'angle du faisceau de pions traversant une brique OPERA.

de 2003, à des énergies de 2, 4 et 6 GeV. La contamination en électrons est d'environ 0.6% à 2 GeV, et inférieure à 0.4% à 4 et 6 GeV. La contamination en muons a été évaluée à 38% pour les 2 GeV, et 6% pour 4 et 6 GeV. Les données utilisées dans cette thèse ont été scannées à Naples pour les 2 et 4 GeV, et à Bologne pour les 6 GeV.

Suite à une requête formulée afin de compléter l'analyse présentée ici, des échantillons de π^- à grand angle ont été produits pendant le test en faisceau de 2007 ; différentes énergies à différents angles ont été collectées dans une brique :

- π de 2 GeV à 0.2 rad, 0.4 rad et 0.6 rad
- π de 4 GeV à -0.2 rad, -0.4 rad et -0.6 rad
- π de 6 GeV à 0.1 rad, 0.3 rad et 0.5 rad

Un échantillon de π^- de 8 GeV à 0 rad a également été produit pour compléter les mesures du test en faisceau de 2003. Pendant cette prise de données, la contamination du faisceau en électrons a été évaluée à environ 1%, la contamination en muons n'a pas été déterminée. Cet brique a été scannée dans le cadre de cette thèse au laboratoire de scanning français de Lyon en Novembre 2007.

3.3 Résultats et comparaison données réelles / Monte Carlo

3.3.1 Réalisation des simulations Monte Carlo

Les fichiers de π^- MC ont été simulés à l'aide de logiciels propres à OPERA :

- Les pions sont générés aux énergies et angles souhaités par le logiciel OpRoot basé sur GEANT, qui simule l'interaction des particules dans une brique OPERA sous forme de hits laissés sur les extrémités des émulsions.

- Ensuite, le logiciel ORFEO [115] permet la simulation complète de la brique et du scanning : tout d'abord, les microtraces sont reconstruites à l'aide des hits issus de la simulation OPROOT. Puis l'efficacité de scanning, définie à l'aide d'un polynôme en fonction de l'angle de la microtrace, supprime certaines microtraces, produisant ainsi les "trous" qui apparaissent dans les données réelles. L'incertitude sur la position des microtraces en X, Y et Z est simulée à l'aide d'un étalement gaussien ou uniforme ; comme nous le verrons plus bas, c'est cette incertitude qui détermine la valeur de la résolution angulaire d'une basetrace $\delta\theta_s$ dans la simulation. Enfin les basetraces sont reconstruites à l'aide des précédentes microtraces et écrites dans le même format que celui des données réelles.

La reconstruction des traces (ou volumetraces) dans la brique entière est ensuite réalisée avec le même logiciel que celui utilisé pour reconstruire les données réelles, appelé FEDRA.

Des échantillons de 5000 π^- Monte Carlo de 1, 2, 3, 4, 6 et 8 GeV ont été créés à 0 rad, en respectant la valeur du $\delta\theta_s$ mesurée avec les lots de données correspondants (lorsqu'ils existent). Nous allons voir maintenant comment simuler la valeur du $\delta\theta_s$. Comme précisé ci-dessus, on utilise l'incertitude sur la position des microtraces. Dans le Monte Carlo, celle-ci est simulée en X et Y avec une distribution gaussienne de largeur Δpos ; elle est schématisée dans le plan (X,Z) sur la figure 3.7 pour deux microtraces dans le "top" et le "bottom" utilisées pour former une basetrace : pour une basetrace formée de deux microtraces, d'angle proche de 0 rad, on obtient :

$$\tan(\delta\theta_{sX}) \approx \delta\theta_{sX} = \sqrt{2} \times \frac{\Delta X}{L}, \quad (3.3.1)$$

L étant l'épaisseur de base plastique entre 2 couches d'émulsion égale à 210 μm , et ΔX l'incertitude en X d'une microtrace. En 3 dimensions, $\delta\theta_s$ s'écrit sous la forme d'une somme quadratique des projections $\delta\theta_{sX,Y}$:

$$\delta\theta_s^2 = \frac{1}{2}(\delta\theta_{sX}^2 + \delta\theta_{sY}^2) \quad (3.3.2)$$

or, comme $\Delta X = \Delta Y = \Delta pos$, l'équation 3.3.1 devient :

$$\Delta pos = \delta\theta_s \times \frac{L}{2} = \delta\theta_s \times 0.15 \quad (3.3.3)$$

Avec $\delta\theta_s$ en mrad et Δpos en μm .

L'effet de l'incertitude en Z sur la position des microtraces, schématisée sur la figure 3.7, intervient à grand angle ; physiquement, cette valeur est dominée par la profondeur de champ du microscope, de l'ordre de 2.5 μm , comme décrit dans le chapitre 2. Cette incertitude est simulée dans ORFEO par une distribution uniforme allant de 0 à une valeur maximum dz. L'incertitude en Z n'a pas d'effet à 0 rad, cependant, elle provoque une augmentation de la résolution angulaire des basetraces à grand angle, où les résolutions angulaires en θ_X et θ_Y sont fortement corrélées. En effet, comme indiqué dans le chapitre 2, les pentes en X et Y d'une basetrace sont définies comme

$$\theta_X = \frac{x_2 - x_1}{z_2 - z_1}, \text{ et } \theta_Y = \frac{y_2 - y_1}{z_2 - z_1},$$

où les indices 1 et 2 réfèrent aux coordonnées des microtraces sur la base plastique respectivement sur le "top" et le "bottom" ; une incertitude uniforme sur $z_2 - z_1$ génère une corrélation qui se manifeste par une ellipse dans le plan θ_X versus θ_Y . Cet effet est visible sur la figure 3.8

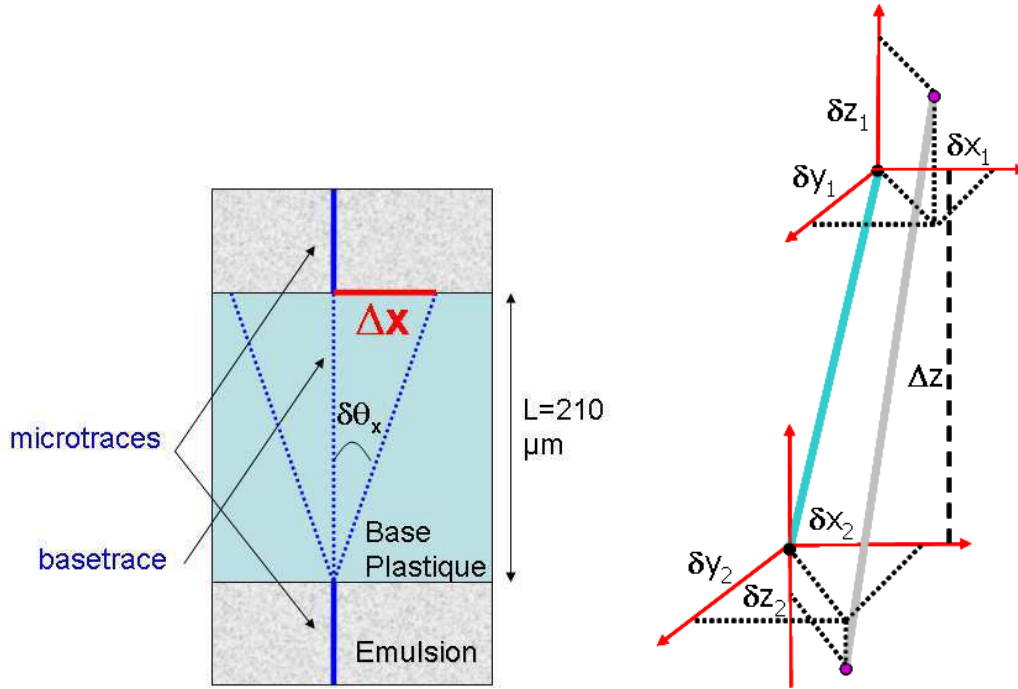


FIG. 3.7 – Effets de l'incertitude de la position des microtraces : à gauche, calcul de la résolution angulaire de basetraces en projection x-z ; à droite, effet de l'incertitude des trois coordonnées.

à gauche, où les valeurs de (θ_x, θ_y) sont représentées pour un fichier de muons MC de 10 GeV, avec et sans correction en Z. Ce fichier est simulé avec un angle de 0 rad en X et de 600 mrad en Y : on voit que la figure obtenue avec la correction en Z est une ellipse et non un cercle, signe de la corrélation en X et Y. Dans ce schéma, on a donc $\delta\theta_x$ et $\delta\theta_y$ qui augmentent avec l'angle, mais d'une façon corrélée qui est difficilement modélisable. Afin de palier cet effet, on

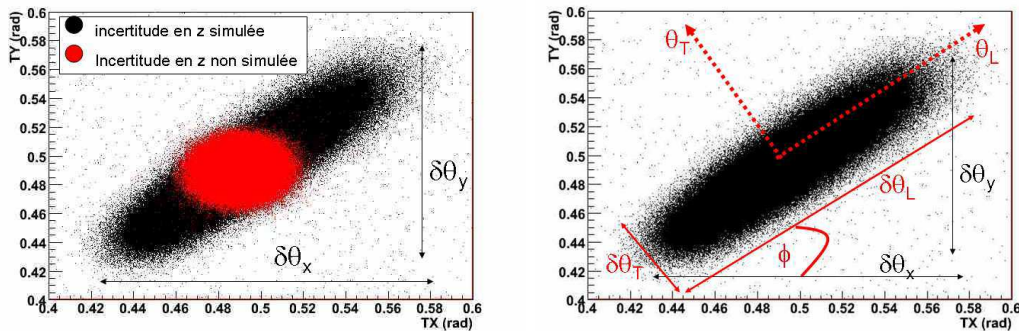


FIG. 3.8 – A gauche, distribution de θ_x en fonction de θ_y pour des muons MC de 10 GeV, avec et sans correction ; à droite, schéma du référentiel (T,L) par rapport à l'ellipse de θ_x versus θ_y .

peut effectuer un changement de référentiel et se placer dans le repère (L,T) schématisé sur la figure 3.8 à droite. Ainsi, on peut utiliser les coordonnées appelées Longitudinale (L) le long de l'axe principal de l'ellipse, et Transverse (T), perpendiculaire à l'axe principal. On obtient

les coordonnées (L,T) par une rotation :

$$\theta_T = \theta_X \cos(\phi) + \theta_Y \sin(\phi) \quad (3.3.4)$$

$$\theta_L = -\theta_X \sin(\phi) + \theta_Y \cos(\phi), \quad (3.3.5)$$

avec $\phi = \tan^{-1}(\frac{\theta_Y}{\theta_X})$.

La particularité intéressante de ce repère est de donner une valeur nulle à l'angle θ_T . En effet, on peut observer à titre d'exemple un fichier MC de 4 GeV, possédant un angle de 400 mrad en θ_x et 200 mrad en θ_y ; sur la figure 3.9, on peut voir les distributions angulaires des basetraces en coordonnées X, Y, L et T, et on constate bien que la variable θ_T est centrée en 0 rad. Ce nouveau repère permet donc d'avoir une valeur $\delta\theta_L$ qui dépend de l'angle θ_L ,

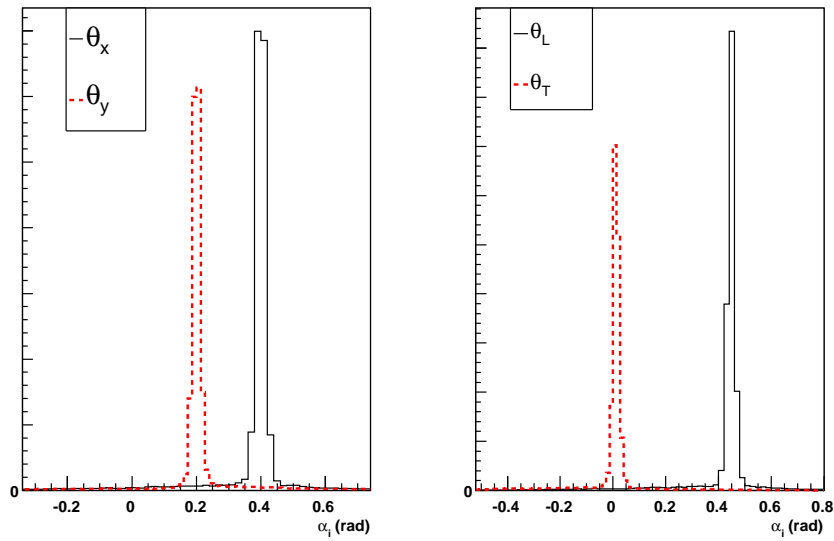


FIG. 3.9 – Distributions des angles α_i des basetraces (angles par rapport à l'axe du neutrino, définis dans la section 3.1) pour des pions MC de 4 GeV simulés avec un angle de 400 mrad en θ_x et 200 mrad en θ_y , en coordonnées X, Y, L et T.

et une valeur $\delta\theta_T$ invariante avec l'angle. Dans ce référentiel on peut finalement exprimer la dépendance de $\delta\theta_L$ en fonction de θ [116] :

$$\delta\theta_L(\theta) = \delta\theta_L(0) + \epsilon_z \tan\theta, \quad (3.3.6)$$

où $\epsilon_z = \frac{2 \times dz}{L}$, avec L l'épaisseur de la base plastique de 210 μm , et dz l'incertitude en z.

On peut résumer ici les différents paramètres du Monte Carlo qui permettent de simuler la résolution angulaire des basetraces. pour $\theta=0$ rad, on a :

$$\delta\theta_{3D} = \delta\theta_X(0) = \delta\theta_Y(0) = \delta\theta_L(0) = \delta\theta_T(0) = \frac{\Delta(pos)}{L},$$

simulé par une distribution gaussienne de sigma $\Delta(pos)$; et à grand angle :

$$\begin{aligned} \delta\theta_T(\theta) &= \delta\theta_T(0) \\ \delta\theta_L(\theta) &= \delta\theta_L(0) + \frac{2 \times dz}{L} \tan\theta, \end{aligned}$$

simulé par une distribution uniforme répartie entre 0 et dz.

Les études de données réelles et MC présentées dans la section 3.3.2 sont menées dans le repère (L,T), équivalent au repère (X,Y) pour des angles proches de 0 rad.

3.3.2 Résultats pour des traces à 0 rad

Nous allons présenter ici tout d'abord une étude Monte Carlo avec des fichiers possédant des mêmes caractéristiques standard de simulation ; ensuite, nous présenterons les résultats de comparaison des données réelles à des fichiers de Monte Carlo ajustés afin de reproduire le comportement des données.

La figure 3.10 montre les dépendances de $\Theta_{mes}(N_{cell})$ obtenues avec des échantillons de traces MC à 0 rad simulés avec un $\delta\theta_s$ de 1.67 mrad (c'est-à-dire un $\Delta(\text{pos})$ de $0.25\mu\text{m}$), pour différentes valeurs d'impulsion, de 1 à 8 GeV ; Comme attendu, la diffusion est plus importante à basse énergie ; la valeur de P est donc plus difficile à estimer à haute énergie, et la résolution de l'impulsion reconstruite se dégrade, comme nous allons le voir dans la suite. Les valeurs reconstruites de $\delta\theta_s$ sont données dans le tableau 3.1 pour chaque énergie.

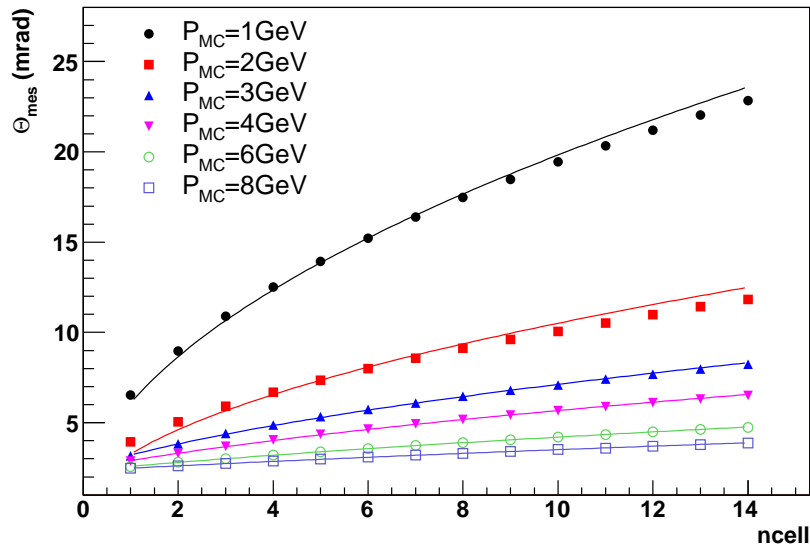


FIG. 3.10 – Dépendance en Ncell de la largeur de diffusion pour des pions MC de différentes énergies. La valeur de $\delta\theta_s$ a été fixée durant la simulation à 1.67 mrad.

Avec les valeurs de $\delta\theta_s$ mesurées ici, les résultats obtenus pour P_{rec} et $\frac{\Delta p}{p}$ à chaque énergie suivant la méthode présentée dans la section 3.1, sont résumées dans le tableau 3.2. La figure 3.11 montre la linéarité de l'impulsion reconstruite avec l'impulsion Monte Carlo, ainsi que l'évolution de $\frac{\Delta p}{p}$ avec p. On voit ici que l'impulsion est parfaitement bien reconstruite, et la résolution en impulsion se dégrade avec l'impulsion, comme attendu.

Nous allons maintenant développer l'influence de certains paramètres sur la détermination de P et de la résolution. Tout d'abord, les résultats précédents sont obtenus avec un $\delta\theta_s$ simulé

P MC	$\delta\theta_s$ (mrad)
1GeV	1.8 ± 0.2
2GeV	1.76 ± 0.05
3GeV	1.67 ± 0.02
4GeV	1.68 ± 0.01
6GeV	1.66 ± 0.01
8GeV	1.66 ± 0.01

TAB. 3.1 – Reconstruction de $\delta\theta_s$ avec des fichiers MC simulés avec $\delta\theta_s=1.67$ mrad

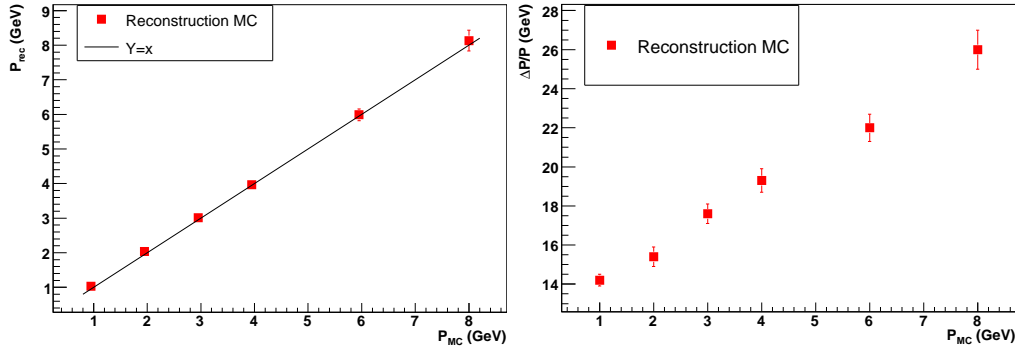


FIG. 3.11 – Résultats Monte Carlo : linéarité de l'impulsion reconstruite avec l'impulsion Monte Carlo à gauche, évolution de la résolution en impulsion avec l'impulsion à droite.

P MC	P_{rec} (GeV)	$\frac{\Delta P}{P}\%$
1GeV	1.03 ± 0.01	14.2 ± 0.3
2GeV	2.04 ± 0.03	15.4 ± 0.5
3GeV	3.01 ± 0.05	17.6 ± 0.5
4GeV	3.97 ± 0.09	19.3 ± 0.6
6GeV	5.99 ± 0.17	22.0 ± 0.7
8GeV	8.13 ± 0.30	26 ± 1

TAB. 3.2 – Reconstruction de P et $\frac{\Delta P}{P}$ avec des fichiers MC simulés avec $\delta\theta_s=1.67$ mrad

à 1.67 mrad. Or, la résolution angulaire d'une basetrace peut s'étendre d'environ 1 à 2 mrad. Le tableau 3.3 montre l'évolution de la résolution en impulsion en fonction de la résolution angulaire de basetrace, pour des pions MC de 4 GeV. Ici, la reconstruction d'impulsion est effectuée en fixant le $\delta\theta_s$ à la valeur mesurée avec toutes les traces. On voit que l'effet de $\delta\theta_s$ est faible dans la marge couverte par le scanning, et l'utilisation des valeurs obtenues avec une résolution moyenne du $\delta\theta_s$ égale à 1.7 mrad ne donne qu'une variation de 3.5% sur les valeurs de la résolution en impulsion obtenues pour des valeurs extrêmes de $\delta\theta_s$.

D'autre part, les résultats du tableau 3.2 sont obtenus avec des traces qui traversent une brique entière, et possèdent donc 57 cellules qui permettent de mesurer la diffusion. Cependant,

$\delta\theta_s$ (mrad)	0.0	1.0	1.5	1.67	1.78	2.2
$\frac{\Delta p}{p}$ (%)	16.7±0.3	18.6±0.4	19.0±0.4	19.3±0.6	19.4±0.5	20.0±0.6

TAB. 3.3 – Evolution de la résolution en impulsion en fonction de la résolution angulaire de basetrace, pour des pions MC de 4 GeV

la plupart des traces étudiées dans les interactions neutrino d'OPERA n'ont traversé qu'un nombre restreint de cellules plomb+émulsion dans la brique. C'est pourquoi il est intéressant d'étudier l'évolution de la résolution en impulsion avec la longueur de la trace, mesurée en nombre de feuilles d'émulsion (ou cellules) traversées. La figure 3.12 montre la dépendance de $\frac{\Delta p}{p}$ avec la longueur de la trace pour différentes impulsions. On voit qu'il est possible de mesurer des impulsions jusqu'à 8 GeV sur un nombre de cellules inférieur à 6, mais avec des résolutions au delà de 50 %.

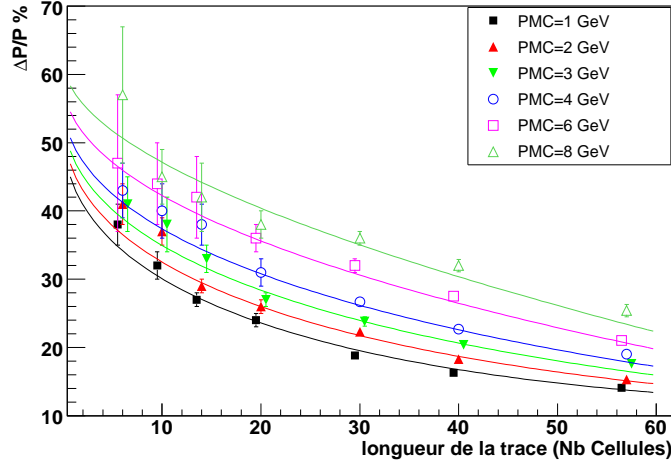


FIG. 3.12 – Résultats Monte Carlo : évolution de la résolution en impulsion avec la longueur de la trace pour différentes énergies.

Il est possible de paramétrer la dépendance de $\frac{\Delta p}{p}$ en fonction de la longueur de la trace (ncell) et de l'impulsion p, par cette fonction :

$$\frac{\Delta p}{p} = (0.4990 + 0.0152 \times p) + \sqrt{ncell} \times (-0.0853 + 0.0051 \times p) + ncell \times (0.0047 - 0.0007 \times p) \quad (3.3.7)$$

Ce paramétrage est représenté sur la figure 3.12.

Finalement, il est également important d'étudier l'influence sur la reconstruction de P d'une erreur sur la détermination du $\delta\theta_s$. Le tableau 3.4 résume l'erreur $\frac{|P_{rec}-P_{MC}|}{P_{MC}}$ en fonction de l'erreur sur $\delta\theta_s$: l'effet d'une erreur de 60% sur la valeur de $\delta\theta_s$ n'affecte pas les basses impulsions (<2GeV) car la diffusion angulaire est supérieure à l'erreur ; cependant, on voit qu'une erreur de 5% sur $\delta\theta_s$ affecte la reconstruction d'impulsion des traces de plus de 8 GeV de 10%.

P MC	$\frac{ P_{rec}-P_{MC} }{P_{MC}}$		
	$\frac{\Delta(\delta\theta)}{\delta\theta}=5\%$	$\frac{\Delta(\delta\theta)}{\delta\theta}=10\%$	$\frac{\Delta(\delta\theta)}{\delta\theta}=60\%$
2GeV	0%	0%	2%
4GeV	3%	6%	15%
6GeV	5%	10%	23%
8GeV	10%	19%	33%

TAB. 3.4 – Erreur sur l’impulsion reconstruite en fonction de l’erreur sur la résolution angulaire de basetrace pour des fichiers de pions MC simulés avec $\delta\theta_s=1.67$ mrad.

Pour cette raison, il n’est pas recommandé de laisser le paramètre de résolution de basetrace libre dans le calcul d’impulsion des traces ; cette méthode a été testée sur des échantillons de pions MC simulés avec un $\delta\theta_s$ de 1.65 mrad. La figure 3.13 montre un exemple pour des pions de 4 GeV de la distribution du $\delta\theta_s$ calculé trace par trace en même temps que l’impulsion pour des pions de 4 GeV : les valeurs s’étendent sur une gaussienne centrée en 1.74 ± 0.01 mrad, soit une erreur de 6% par rapport à la valeur MC, et une largeur de 0.3 mrad. Les valeurs correspondantes de P_{rec} et $\frac{\Delta p}{p}$ sont respectivement de 3.9 ± 0.1 GeV et $23.3 \pm 0.1\%$. L’impulsion reconstruite est compatible avec la valeur MC, mais à cause de la dispersion en $\delta\theta_s$, la résolution en impulsion est 20% supérieure à celle obtenue avec un $\delta\theta_s$ fixé à la bonne valeur. Les valeurs des moyenne et largeur de la distribution de $\delta\theta_s$, ainsi que P_{rec} et $\frac{\Delta p}{p}$ sont

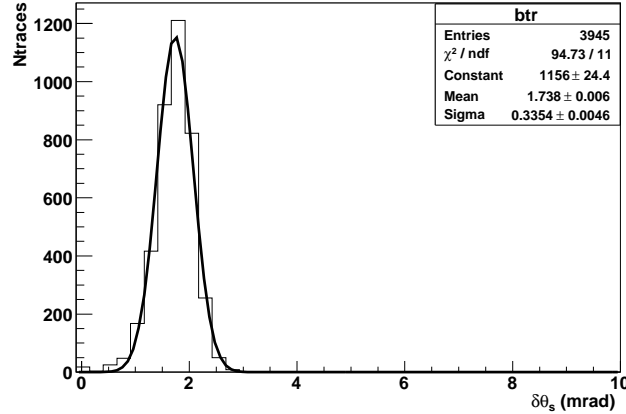


FIG. 3.13 – Distribution de la résolution de basetrace calculée trace par trace en même temps que l’impulsion pour des pions MC de 4 GeV, simulés avec un $\delta\theta_s$ de 1.67 mrad.

indiquées dans le tableau 3.5 pour des pions MC de 2, 4, 6 et 8 GeV : on voit que les résolutions en impulsion sont supérieures à celles déterminées avec $\delta\theta_s$ fixe, données dans le tableau 3.2, mais on remarque également qu’à grande impulsion (>6 GeV), la valeur de P_{rec} n’est plus compatible avec la valeur MC.

Ainsi, il est préférable de fixer la valeur du $\delta\theta_s$ pendant le calcul de l’impulsion d’une trace : cette valeur, qui s’étend en moyenne entre 1 mrad et 2 mrad comme précisé plus haut, dépend majoritairement du microscope qui a servi à scanner les données. Elle peut être déterminée facilement avec une "brique référence" sans plomb présentée dans le chapitre 2.

P MC	$\langle \delta\theta_s \rangle$ (mrad)	RMS($\delta\theta_s$) (mrad)	P_{rec} (GeV)	$\frac{\Delta P}{P}\%$
2GeV	2.01±0.01	0.67±0.01	2.04±0.05	20.0±0.4
4GeV	1.74±0.01	0.34±0.01	3.9±0.1	23.3±0.7
6GeV	1.66±0.01	0.25±0.01	5.8±0.2	24.7±0.9
8GeV	1.66±0.01	0.23±0.01	7.6±0.3	28±1

TAB. 3.5 – Résultats obtenus avec des pions MC, avec le paramètre de résolution angulaire de basetrace laissé libre pour le calcul de P trace par trace.

Comparaisons entre données réelles et Monte Carlo

Nous présentons ici les résultats obtenus avec les données réelles en π^- à 0 rad de 2, 4, 6 et 8 GeV, issues des tests en faisceau décrits dans la section 3.2. Le tableau 3.6 résume les valeurs mesurées de $\delta\theta_s$, P_{rec} , et $\frac{\Delta P}{P}$ pour les différentes énergies.

Des fichiers MC ont été générés avec la même valeur de $\delta\theta_s$ pour chaque énergie ; les figures

P réel	$\delta\theta_s$ (mrad)	P_{rec} (GeV)	$\frac{\Delta P}{P}\%$
2GeV	2.26±0.01	2.08±0.05	19.6±0.4
4GeV	1.72±0.01	4.32±0.08	19.4±0.4
6GeV	1.90±0.01	5.9±0.2	21±3
8GeV	1.48±0.01	7.2 ±0.5	32±2

TAB. 3.6 – Résultats de mesure d'impulsion obtenus avec des traces traversant une brique, issues de données réelles de π^-

3.14, 3.15, 3.16 et 3.17 montrent les distributions de p et $\frac{P_{\text{rec}}}{p}$ superposées pour les échantillons de données réelles et MC, respectivement à 2, 4, 6 et 8 GeV. Également, la linéarité de l'impulsion reconstruite ainsi que la résolution en fonction de l'impulsion apparaissent sur la figure 3.18 pour les données réelles et MC : on voit que l'impulsion reconstruite est compatible avec l'impulsion générée ou impulsion du faisceau de pions pour les 2 et 6 GeV ; un biais de 320 MeV, bien supérieur aux erreurs de la méthode de mesure, est observé pour les données réelles à 4GeV. Ce désaccord visible pour l'impulsion n'existe pas pour la résolution, et tout porte à croire que le faisceau était peut être dans une configuration plus énergétique que prévue ; cependant, l'absence de "livre de notes" ne permet pas de confirmer cette hypothèse. Également, la mesure des données réelles à 8 GeV donnent une impulsion reconstruite 10 % trop basse, qui peut être expliquée par une contamination en muons à basse énergie que l'on observe sur la figure 3.17 (la contamination en muons n'est pas connue pour cet échantillon de données). Le MC est compatible avec les données réelles en ce qui concerne les résolutions en impulsion pour les 4 et 6 GeV ; pour les données de 2 et 8 GeV, la résolution est 25% plus élevée pour les données réelles que pour le MC. Ceci est probablement dû à une contamination en muons basse énergie, donnée à 38% pour les 2 GeV dans la section 3.3.1.

Cette étude a été menée avec des traces autour de 0 rad. Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus avec des pions à grand angle.

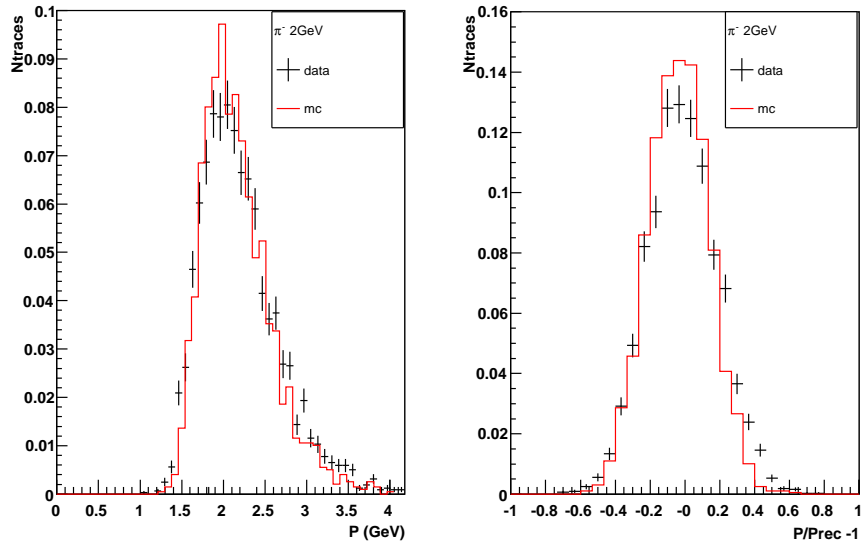


FIG. 3.14 – Superposition des distributions pour des données réelles et MC de pions de 2 GeV : à gauche, distributions de l'impulsion; A droite, distributions de l'inverse de l'impulsion normalisée à l'impulsion reconstruite.

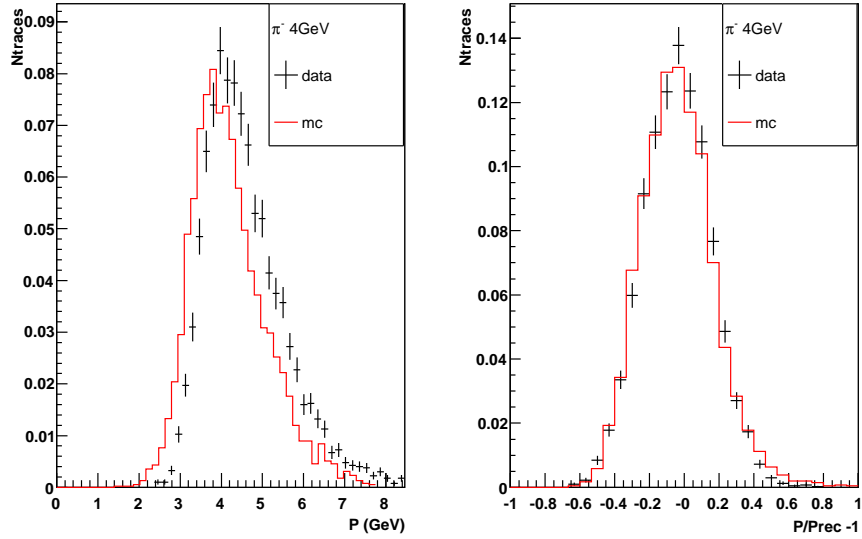


FIG. 3.15 – Superposition des distributions pour des données réelles et MC de pions de 4 GeV : à gauche, distributions de l'impulsion; A droite, distributions de l'inverse de l'impulsion normalisée à l'impulsion reconstruite.

3.3.3 Résultats à grand angle

Le premier paramètre à considérer à grand angle est l'épaisseur de plomb traversée : il faut prendre en compte l'angle θ de la trace dans le calcul de la diffusion ; l'épaisseur réelle en

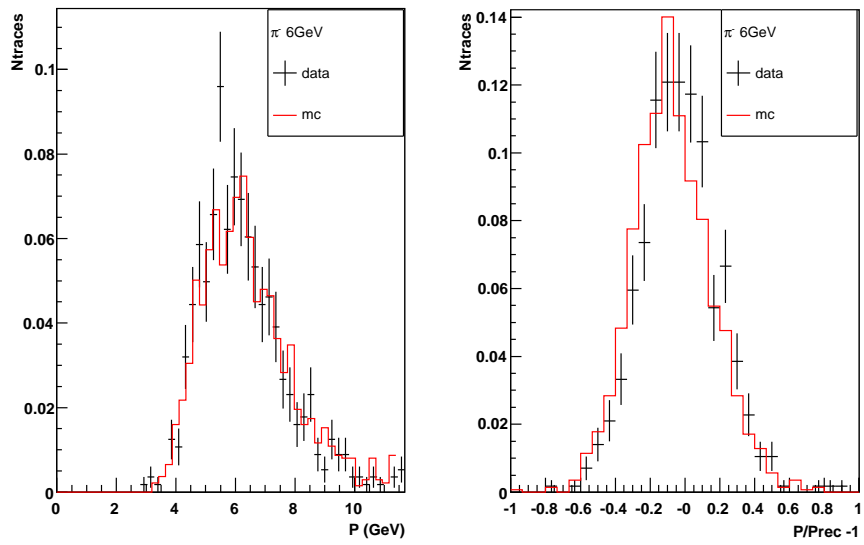


FIG. 3.16 – Superposition des distributions pour des données réelles et MC de pions de 6 GeV : à gauche, distributions de l'impulsion; A droite, distributions de l'inverse de l'impulsion normalisée à l'impulsion reconstruite.

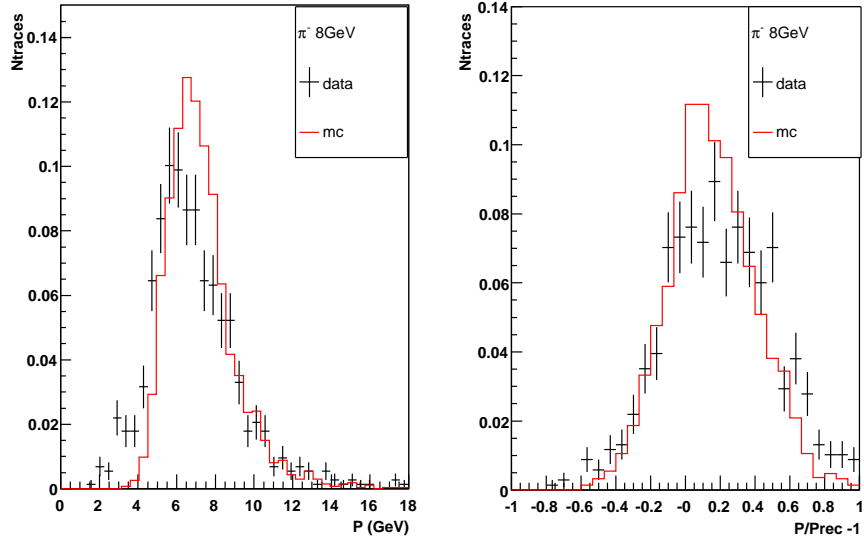


FIG. 3.17 – Superposition des distributions pour des données réelles et MC de pions de 8 GeV : à gauche, distributions de l'impulsion; A droite, distributions de l'inverse de l'impulsion normalisée à l'impulsion reconstruite.

plomb Z_{eff} d'une cellule est égale à :

$$Z_{eff} = 1\text{mm} \times \cos(\theta)$$

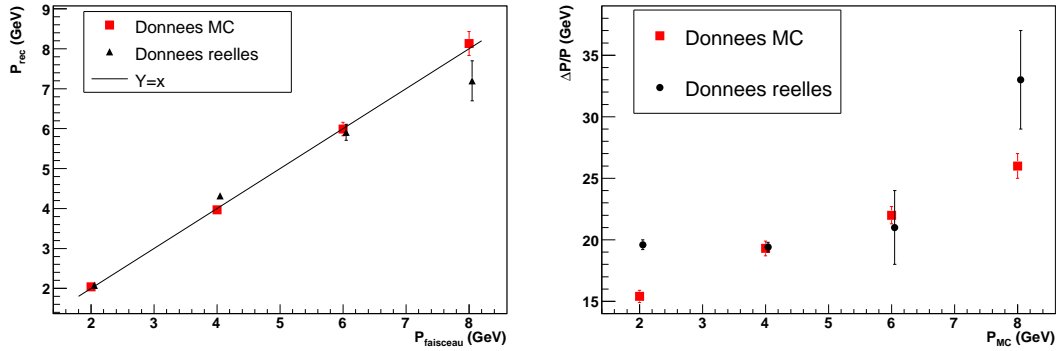


FIG. 3.18 – Comparaisons données réelles et MC : évolution de P_{rec} en fonction de la valeur MC de l’impulsion à gauche, et évolution de $\frac{\Delta P}{P}$ en fonction de l’impulsion MC à droite.

Ensuite, la différence la plus importante qui intervient pour la mesure de P sur des traces à grand angle est la résolution angulaire de basetrace qui augmente avec l’angle ; afin de palier ce problème, comme expliqué dans la section 3.3.1, on sépare les coordonnées T et L , en calculant l’impulsion séparément dans l’une et l’autre coordonnée ; ainsi, le $\delta\theta_L$ varie en fonction de l’angle d’une manière qu’il est possible de paramétrer, et le $\delta\theta_T$ est constant. La figure 3.19 montre les dépendances en $\tan(\theta)$ de $\delta\theta_L$ et $\delta\theta_T$ pour une brique référence de pions de 7 GeV avec différents angles en θ_x , scannée à Lyon en juillet 2007 (voir chapitre 2). Ce type de brique ne possédant pas de plomb entre les émulsions, la distribution des différences angulaires des basetraces entre chaque feuille d’émulsion donne accès directement à la résolution angulaire de basetrace. Le fit de ces dépendances donne :

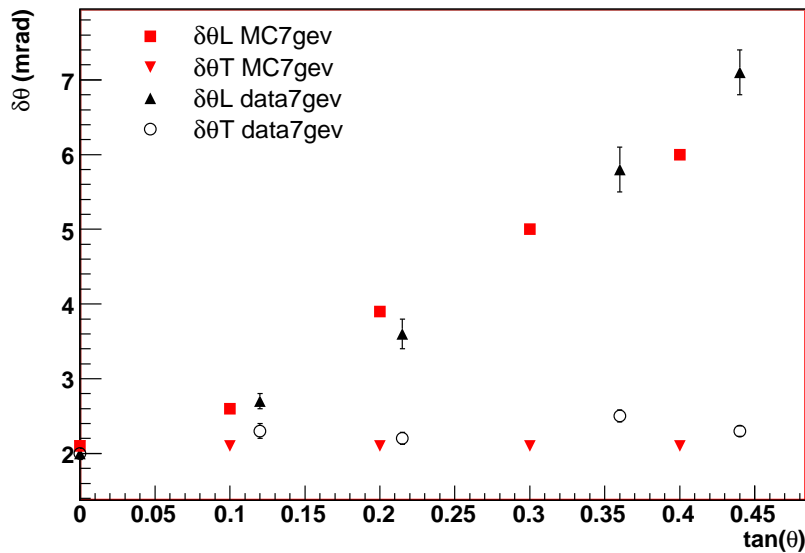


FIG. 3.19 – Dépendance en θ des projections $\delta\theta_L$ et $\delta\theta_T$ pour des données réelles et MC de pions 7 GeV, les données réelles provenant d’une brique de référence sans plomb.

$$\delta\theta_L = 2.1 + 9.3 \times \tan(\theta_L) \quad (\text{mrad}) \quad (3.3.8)$$

$$\delta\theta_T = 2.1 \quad (\text{mrad}) \quad (3.3.9)$$

Il faut remarquer ici que les valeurs de $\delta\theta_T$ et $\delta\theta_L$ sont les résolutions angulaires de deux basetraces entre elles ; On rappelle que pour obtenir la valeur $\delta\theta_s$ pour une seule basetrace, il faut diviser $\delta\theta$ par $\sqrt{2}$.

On voit également sur la figure 3.19 les dépendances en $\tan(\theta)$ de $\delta\theta_L$ et $\delta\theta_T$ pour un fichier MC de pions de 7 GeV, simulé afin de reproduire la dépendance des données réelles.

On peut également, à partir de l'équation 3.3.8, paramétrer la dépendance angulaire en trois dimensions (3D) de $\delta\theta_{3D}$:

$$\delta\theta_{3D} = 2.1 + 4.7 \times \tan(\theta) \quad (\text{mrad}) \quad (3.3.10)$$

Des fichiers MC (qui forment un premier lot) ont été générés à 2, 4 et 6 GeV, avec un angle en θ_X de 0, 200 et 400 mrad, et aucun angle en θ_Y . Également, des fichiers de 2 et 4 GeV (deuxième lot) ont été générés avec un angle en θ_X de 400 mrad, et un angle θ_Y de 200 mrad. Ces différents fichiers ont été simulés avec une dépendance angulaire de $\delta\theta$ décrite par les équations 3.3.8 et 3.3.9. Les impulsions ont été mesurées pour chaque échantillon, en utilisant le paramétrage de $\delta\theta$ en fonction de l'angle. Les mesures de P_{rec} en fonction des impulsions MC sont visibles sur la figure 3.20 pour le premier lot de fichiers, pour le calcul dans les projections L,T, ainsi qu'en 3D : on voit d'une part que la reconstruction de P est parfaitement linéaire à toutes les énergies et à tout angle pour toutes les projections, sauf pour les échantillons au delà de 4 GeV et au delà de 200 mrad : la projection L et le calcul 3D donnent des valeurs trop basses pour P_{rec} , de plus de 20% pour 6 GeV à 400 mrad. Cette constatation nous amène à ne considérer que la projection T pour les traces dites à grand angle, c'est à dire $\theta_{3D} > 200$ mrad.

D'autre part, on peut voir sur la figure 3.21 la dépendance angulaire de $\frac{\Delta P}{P}$ calculée en projection T : comme on l'attend, la dépendance est stable, car l'angle θ_T se comporte comme un angle à 0 rad. Cependant, on remarque également que la résolution en impulsion est moins bonne en projection T que dans le calcul en 3D, ceci étant dû au fait qu'en projetant en T ou L, on n'utilise que la moitié de la statistique des mesures de différences d'angles disponible en 3D.

Ce premier lot de fichiers MC ne comportait qu'une seule projection, θ_X , possédant un angle non nul. Afin de valider définitivement la méthode, nous utilisons le deuxième lot d'échantillons MC à 2 et 4 GeV, possédant un angle θ_X de 400 mrad, et un angle θ_Y de 200 mrad. Comme l'angle 3D est supérieur à 200 mrad, nous ne présentons ici que les résultats obtenus avec la projection T. Les valeurs mesurées de $\delta\theta_T$, P_{rec} et $\frac{\Delta P}{P}$ sont indiquées dans le tableau 3.7. On voit que le $\delta\theta_T$ mesuré est bien égal à 2.1 mrad comme les échantillons du premier lot ; également, les valeurs de P_{rec} sont compatibles avec les valeurs MC, et les résolutions à 2 et 4 GeV sont aussi compatibles avec les résolutions obtenues avec le premier échantillon.

La question est maintenant de savoir quelle valeur de P utiliser suivant l'angle de la trace. On a vu que pour les traces au delà de 200 mrad, l'utilisation des projections L ou le calcul 3D ne semblent pas adéquats. De plus, la stabilité de $\frac{\Delta P}{P}$ avec l'angle en projection T est un avantage non négligeable quand on voudra, dans la section 3.3.4, paramétrer la résolution en

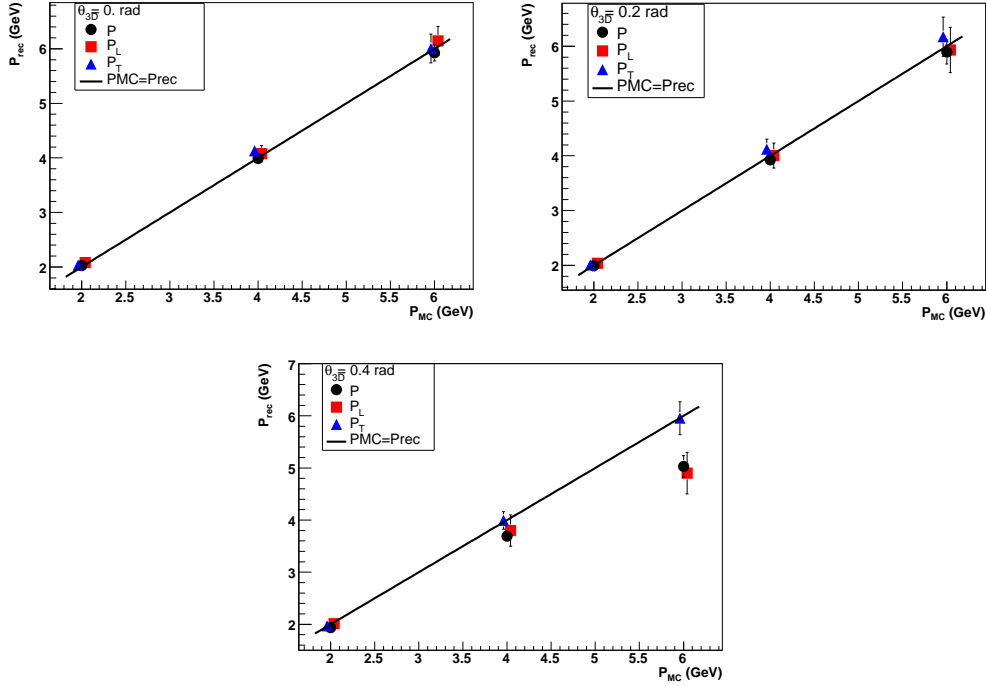


FIG. 3.20 – Evolution de P_{rec} en fonction de l'impulsion MC pour des pions de 2, 4 et 6 GeV en projection L, T, ainsi qu'en 3D : en haut à gauche pour un angle 3D de 0 mrad, à droite de 200 mrad, et en bas de 400 mrad.

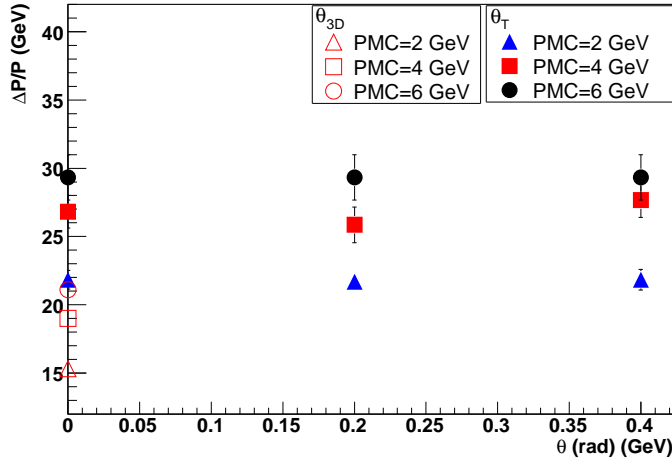


FIG. 3.21 – Résolutions en impulsion en fonction de l'angle pour différentes énergies, obtenues avec des fichiers de pions MC, dont l'impulsion a été mesurée en projection T. Pour référence, les valeurs de $\frac{\Delta P}{P}$ à 0 rad pour un calcul en 3D sont indiquées.

impulsion afin d'accéder à l'intervalle à 90% de niveau de confiance.

Pour ces différentes raisons, le choix a été fait d'utiliser le calcul de P en 3D pour des traces

P_{MC}	$\delta\theta_T$ (mrad)	P_{rec} (GeV)	$\frac{\Delta P}{P}$ %
2GeV	2.1 ± 0.01	1.9 ± 0.1	22 ± 1
4GeV	2.1 ± 0.01	3.9 ± 0.2	26 ± 1

TAB. 3.7 – Résultats de mesure d'impulsion obtenus avec des traces traversant une brique (Ncell=57), issues de données MC de π^- possédant un angle en θ_X de 400 mrad, et un angle θ_Y de 200 mrad.

d'angle inférieur à 100 mrad, et le calcul de P en projection T pour les traces à plus grand angle ; ainsi, on peut considérer $\frac{\Delta P}{P}$ stable¹ entre 0 et 100 mrad (car le $\delta\theta$ ne varie pas de manière à modifier significativement la valeur de $\frac{\Delta P}{P}$), et $\frac{\Delta P}{P}$ stable également à une valeur plus élevée au delà de 100 mrad.

La résolution en impulsion reste cependant variable en fonction de l'impulsion et de la longueur de la trace. Cette dépendance a été paramétrée avec des traces d'angle inférieur à 100 mrad dans la section 3.3.2 ; on peut ici paramétrer cette dépendance avec les valeurs obtenues en projection T, qui sera valable pour les traces d'angle supérieur à 100 mrad, avec cette équation :

$$\frac{\Delta p}{p} = (0.8770 + 0.0520 \times p) + \sqrt{ncell} \times (-0.1856 - 0.0031 \times p) + ncell \times (0.0122 - 0.0001 \times p) \quad (3.3.11)$$

Ce paramétrage est représenté sur la figure 3.22.

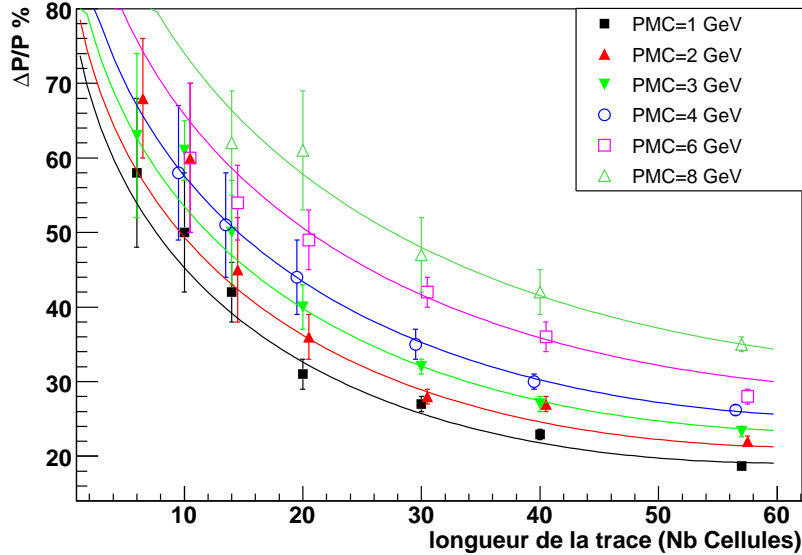


FIG. 3.22 – Résultats Monte Carlo en projection T : évolution de la résolution en impulsion avec la longueur de la trace pour différentes énergies.

Résultats de mesure avec des données réelles à grand angle

¹la stabilité est considérée en fonction de l'angle mais varie avec la longueur de la trace et l'impulsion

Nous présentons ici les résultats obtenus avec les données réelles de pions à grand angle, qui ont été scannées au laboratoire de scanning de Lyon. Les émulsions étaient très riches en brouillard, ce qui a rendu le scanning des données difficile. L'efficacité de scanning à grand angle s'en est trouvée affectée, et il n'a pas été possible de réaliser la reconstruction de traces sur la brique entière. La figure 3.23 montre la distribution angulaire en θ_X des traces de π^- présentes dans la brique après reconstruction sur 30 cellules : on reconnaît les π^- de 8 GeV à 0.05 rad, ceux de 6 GeV à 0.1 rad, 0.3 rad et 0.5 rad, ceux de 4 GeV à -0.2 rad et -0.4 rad, et ceux de 2 GeV à 0.2 rad et 0.4 rad ; les traces possédant un angle supérieur à 0.5 rad n'ont pas pu être reconstruites. Toutefois, les résultats concernant la reconstruction d'impulsion,

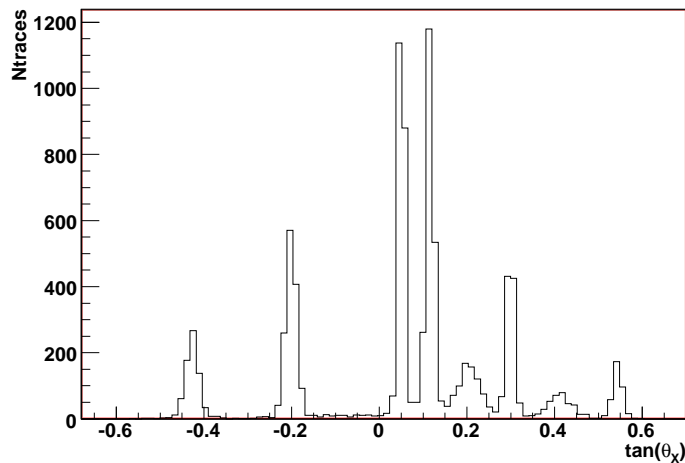


FIG. 3.23 – Distribution angulaire en θ_X des traces de π^- présentes dans la brique scannée à Lyon, reconstruites avec 25 à 30 cellules.

obtenus avec des traces d'une longueur mesurée en nombre de cellules (ncell), sont indiqués dans le tableau 3.8. On voit tout d'abord que toutes les valeurs de P_{rec} sont compatibles avec les valeurs de l'impulsion du faisceau de pions. La mesure a été faite avec un $\delta\theta_T$ fixé à 2.1 mrad, valeur mesurée avec une brique référence pour ce microscope. Pour indication, l'erreur $\frac{\delta\theta_{Tmes}-2.1}{2.1}$ obtenue avec la valeur mesurée du $\delta\theta_T$ est également mentionnée : on voit que des erreurs de 40%, 13% et 10% peuvent être commises sur la mesure du $\delta\theta_T$ respectivement pour les 2, 4 et 6 GeV ; cependant, comme on a vu dans la section 3.3.2, cette erreur n'a qu'une faible influence (quelques %) sur la détermination d'impulsion à ces énergies. Par ailleurs, la résolution en impulsion mesurée peut être comparée à la valeur obtenue avec l'équation 3.3.11, qui est également donnée dans le tableau : les résolutions mesurées sont compatibles avec les valeurs issues du paramétrage pour les 4 et 6 GeV, mais sont en désaccord pour les données à 2 GeV de 25% à 40%. Ceci vient probablement de l'interaction de ces pions, de part leur plus faible énergie, dans les différents détecteurs électroniques placés sur la ligne de faisceau avant d'atteindre la brique ; on peut aussi observer cet effet sur la figure 3.23, où les données à 2 GeV sont particulièrement marquées par un aplatissement du pic angulaire. L'interaction des pions de 2 GeV avant la brique a provoqué une dispersion en angle ainsi qu'en énergie.

Finalement, les données réelles à grand angle comme à 0 rad donnent des résultats satisfaisants, et comparables à ceux obtenus avec les échantillons Monte Carlo.

P réel	ncell	$\theta_{3D}(rad)$	$\frac{\delta\theta_{Tmes}-2.1}{2.1}$	$P_{rec}(\text{GeV})$	$\frac{\Delta P}{P}$	$\frac{\Delta P}{P}_{\text{parametre}}$
2GeV	36	0.2	5%	2.2 ± 0.2	$37\pm 5\%$	26%
2GeV	28	0.4	40%	2.1 ± 0.1	$38\pm 3\%$	30%
4GeV	36	0.2	5%	4.3 ± 0.3	$32\pm 2\%$	32%
4GeV	28	0.4	13%	4.0 ± 0.5	$42\pm 6\%$	37%
6GeV	36	0.1	10%	6.3 ± 0.6	$44\pm 5\%$	38%
6GeV	36	0.3	1%	6.1 ± 0.6	$38\pm 4\%$	38%
6GeV	28	0.5	10%	5.7 ± 0.5	$45\pm 4\%$	44%

TAB. 3.8 – Résultats de mesure d'impulsion obtenus avec des traces de longueur ncell, issues de données réelles de π^- de différentes énergies à grand angle. La mesure d'impulsion a été réalisée avec $\delta\theta_T$ fixé à 2.1 mrad.

3.3.4 Détermination de l'intervalle de 90% de niveau de confiance

La résolution en impulsion traduit une incertitude sur la mesure de p pour une trace donnée, que nous allons transformer en intervalle de 90% de niveau de confiance. Cet intervalle est symétrique pour $\frac{1}{p}$. Ainsi, pour une trace dont l'impulsion est mesurée à une valeur p , on peut calculer les bornes inférieure $\left(\frac{1}{p}\right)^{\min}_{|90\%CL}$ et supérieure $\left(\frac{1}{p}\right)^{\max}_{|90\%CL}$ de l'intervalle de confiance de $\frac{1}{p}$:

$$\left(\frac{1}{p}\right)^{\min}_{|90\%CL} = \frac{1}{p} \left(1 - 1.64 \times \frac{\Delta p}{p}\right) \quad (3.3.12)$$

et

$$\left(\frac{1}{p}\right)^{\max}_{|90\%CL} = \frac{1}{p} \left(1 + 1.64 \times \frac{\Delta p}{p}\right) \quad (3.3.13)$$

où $\frac{\Delta p}{p}$ est la résolution en impulsion évaluée en fonction de la valeur de p et de la longueur de la trace, avec le paramétrage de l'équation 3.3.7 si l'angle 3D de la trace est inférieur à 100 mrad, ou à l'équation 3.3.11 si l'angle 3D est supérieur.

L'intervalle de 90% de confiance pour p est alors donné par :

$$\left[\frac{1}{\left(\frac{1}{p}\right)^{\max}_{|90\%CL}}, \frac{1}{\left(\frac{1}{p}\right)^{\min}_{|90\%CL}} \right] \quad (3.3.14)$$

Afin de tester cette procédure, un échantillon de traces Monte Carlo issues de vertex $\nu_\mu CC$ ont été utilisées. La mesure de l'impulsion a été réalisée pour chaque trace, et l'intervalle de confiance a été calculé en fonction de la longueur de la trace, de son impulsion, ainsi que de l'angle 3D. La figure 3.24 à gauche montre la distribution de

$$\frac{\left(\frac{1}{p} - \frac{1}{p_{MC}}\right)}{0.5 \times \left(\left(\frac{1}{p}\right)^{\max}_{|90\%CL} - \left(\frac{1}{p}\right)^{\min}_{|90\%CL}\right)},$$

où l'intervalle de confiance a été calculé à l'aide de la valeur MC de l'impulsion afin de tester la procédure de façon non biaisée ; la distribution doit alors être une gaussienne centrée en 0, et d'écart-type 0.6. On voit ici que la distribution n'est pas tout à fait symétrique, mais que

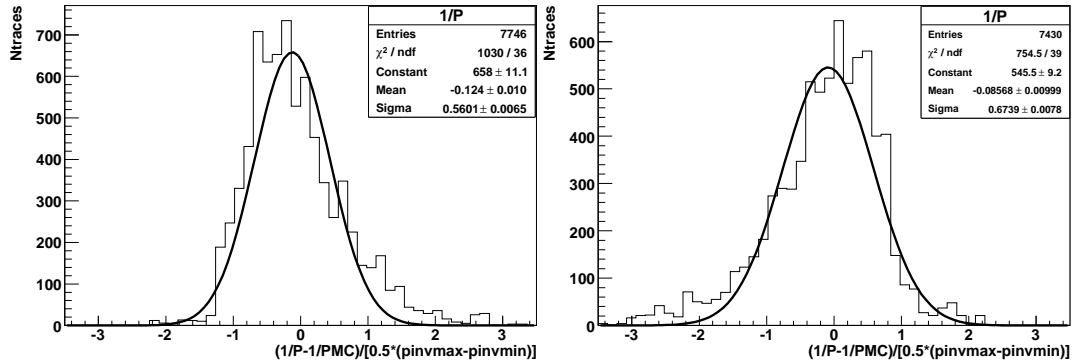


FIG. 3.24 – Distributions de l'écart des inverses de P et de P_{MC} ramené à l'intervalle de confiance à 90%. A gauche l'intervalle est calculé à l'aide de la valeur MC de l'impulsion, à droite avec la valeur mesurée.

la largeur de la gaussienne donne $\sigma = 0.56 \pm 0.01(stat.)$, soit une erreur de 7% par rapport à la valeur attendue. Ceci montre que le paramétrage de $\frac{\Delta p}{p}$ est suffisamment précis pour déterminer l'intervalle de confiance à 90%.

Comme précisé plus haut, la résolution en impulsion a été déterminée avec la valeur MC de l'impulsion. Cependant, il est nécessaire de tester cette méthode également en calculant $\frac{\Delta p}{p}$ avec la valeur mesurée de l'impulsion afin de rendre compte de ce qui sera obtenu avec des données réelles. La figure 3.24 à droite montre la même distribution que précédemment mais dans ce cas plus réaliste. Ici, la largeur de la gaussienne ajustée indique $\sigma = 0.67 \pm 0.01(stat.)$, supérieur au 0.6 attendu : ceci indique que l'intervalle de confiance de $\frac{1}{p}$ a été minimisé, et que l'intervalle de confiance de p est donc maximisé.

Finalement, la détermination actuelle de $\frac{\Delta p}{p}$ donne un intervalle à 90% de confiance conservatif, où la plage réelle est comprise dans l'intervalle donné.

3.4 Conclusions et perspectives

L'algorithme de reconstruction de l'impulsion présenté ici est aujourd'hui implémenté dans le logiciel officiel de reconstruction hors ligne de traces, nommé FEDRA. Il permet la mesure de l'impulsion de traces de toute longueur et à tout angle, ainsi que la détermination de l'intervalle à 90% de confiance de l'impulsion mesurée. D'autres calibrations pourront être effectuées grâce à une comparaison entre la mesure de l'impulsion des muons donnée par les spectromètres, et celle mesurée dans les émulsions.

La limitation de l'algorithme réside dans la gamme d'impulsion qu'il est capable de déterminer : au delà de 9 ou 10 GeV, l'algorithme ne peut pas évaluer correctement l'impulsion à cause des faibles diffusions angulaires. Cette limite pourra peut-être être repoussée en combinant la méthode angulaire proposée ici avec une méthode qui utilise les positions respectives des basetraces les unes par rapport aux autres.

La détermination d'impulsion est un outil d'analyse indispensable pour comprendre les interactions neutrino, mais il est aussi important d'étudier les mécanismes de reconstruction

de vertex, dont les performances et difficultés sont détaillées dans le prochain chapitre.

Chapitre 4

Analyse Monte Carlo de reconstruction d'événements à deux vertex

La reconstruction de vertex est primordiale pour la détection des désintégrations du lepton τ en une trace chargée (vertex et coude), mais aussi et surtout pour la détection des désintégrations multi-hadroniques qui donnent lieu à deux vertex distants d'environ $500 \mu\text{m}$. Dans ce chapitre, nous allons décrire les sources de difficultés liées à la reconstruction d'événements à 2 vertex rapprochés, à travers des échantillons Monte Carlo. Pour cela, nous effectuons l'analyse avec l'algorithme officiel d'OPERA de reconstruction de vertex (PBV) ; en annexe 2, nous avons ajouté une comparaison avec les résultats préliminaires obtenus avec un nouvel algorithme développé dans le cadre de cette thèse.

4.1 Simulation Monte Carlo des événements neutrino et définitions

Les différents événements neutrino étudiés dans ce chapitre ont été générés avec NEGN [120] (générateur d'interactions neutrino utilisé dans OPERA, décrit dans la section 5.2 du chapitre 5). Les traces issues de l'interaction sont ensuite propagées dans une brique OPERA par le logiciel OPROOT, basé sur GEANT3, sous la forme de "hits" laissés sur les extrémités de chaque film d'émulsion de $45 \mu\text{m}$. Le logiciel ORFEO [116], développé à Naples, permet de simuler le scanning des émulsions :

- Tout d'abord, il reconstruit les microtraces avec les "hits".
- Ensuite il réalise l'étalement en position des microtraces, afin de rendre compte de l'incertitude en position du scanning (qui génère une incertitude angulaire). Plus de détails à ce sujet sont donnés dans la section 3.3.1 du chapitre 3.
- Il simule ensuite l'efficacité de scanning à l'aide d'un polynôme fonction de l'angle, qui va générer des "trous" de façon aléatoire (films d'émulsion sur laquelle une microtrace n'a pas été reconstruite).
- Finalement, ORFEO reconstruit les basetraces à l'aide des microtraces.

La reconstruction de traces et vertex est réalisée quant à elle avec le logiciel FEDRA [102]. On peut donc différencier 3 étapes d'analyse : la génération d'événements neutrino, la simulation

des basetraces dans les émulsions, et la reconstruction de volumetraces (ou traces) et vertex.

Dans toute la suite, on considère qu'un vertex est reconstruit s'il possède au moins 2 traces vers l'avant, c'est à dire dans le sens de l'interaction. Pour les événements à 1 vertex primaire, on considère qu'ils sont correctement reconstruits s'ils possèdent au moins deux traces du vertex original (vertex vrai). Dans le cas d'événements à 2 vertex, on les considère bien reconstruits si le premier vertex possède au moins deux traces du vertex original, et si toutes les traces attachées au deuxième vertex appartiennent au deuxième vertex original.

La multiplicité des événements simulés dans les émulsions est définie comme étant le nombre de traces simulées. Afin de n'évaluer que les qualités des algorithmes, on considérera l'efficacité de reconstruction de vertex comme étant le nombre d'événements bien reconstruits comparé au nombre d'événements simulés avec au moins deux traces vers l'avant à chaque vertex.

On repère la direction d'une interaction dans une brique en considérant l'amont (avant l'interaction) et l'aval (après l'interaction) de la brique, comme schématisé sur la figure 4.1. L'axe Z est considéré comme l'axe du faisceau de neutrinos. De façon plus générale, l'amont et l'aval d'une brique correspondent respectivement aux régions de plus petit et plus grand Z.

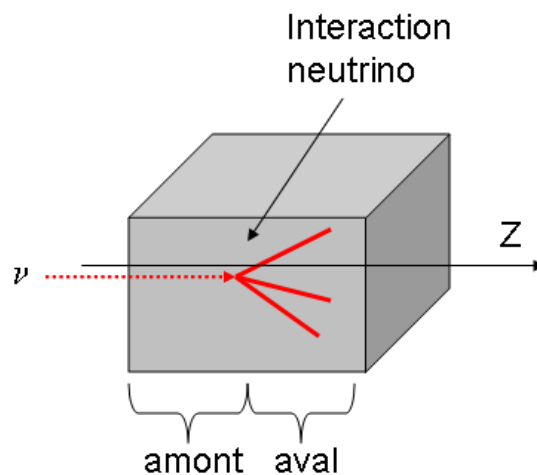


FIG. 4.1 – Schéma qui distingue l'amont et l'aval d'une brique par rapport à la direction de l'interaction.

4.2 Reconstruction avec l'algorithme officiel "Paire-Based-Vertex"

4.2.1 Description de l'algorithme

L'algorithme utilisé dans le logiciel de reconstruction officiel FEDRA [102] est basé sur celui qui était utilisé pour l'analyse des données de l'expérience CHORUS [103], appelé "Pair-Based-Vertexing" (PBV). Il a permis de reconstruire avec succès environ 10000 interactions neutrino dans les émulsions-volume de CHORUS, et a ensuite été adapté dans d'autres logiciels d'analyse, comme celui utilisé dans OPERA. Les caractéristiques (position, angles, ...) des traces utilisées pour la reconstruction de vertex sont en fait celles des basetraces situées

aux extrémités des volumetraces. Le mot "trace" fait donc référence à la première ou dernière basetrace de la trace utilisée pour former un vertex.

On peut distinguer différentes étapes de l'algorithme :

1) Les traces sont regroupées par paires suivant des critères géométriques :

- Comme schématisé sur la figure 4.2, la distance entre leurs extrémités ne doit pas dépasser une certaine valeur appelée eDZ_{max} . On peut séparer les paires de type 1 (deux traces sortantes ou deux traces entrantes), des paires de type 2 (une trace sortante et une trace entrante). On définit ensuite des tolérances angulaire, eA_{bin} , et en position, eZ_{bin} , puis on construit les variables Δtx (ou Δty) et Δz à partir de eA_{bin} , eZ_{bin} et eDZ_{max} , comme schématisé sur la figure 4.3. Une paire est conservée si

$$\begin{aligned} dx &> \Delta tx \times \Delta z, \text{ et} \\ dy &> \Delta ty \times \Delta z \end{aligned}$$

où dx et dy sont les distances entre les extrémités projetées respectivement sur les plans xz et yz .

- Également, la distance 3D entre les traces, appelée aussi paramètre d'impact, ne doit pas dépasser une valeur maximum IP_{max} .

La position de la paire (vertex à 2 traces) est ensuite ajustée avec les deux traces, à l'aide du filtre de Kalman.

2) Les paires ayant une trace en commun sont regroupées en vertex multitraces.

3) Les paires de traces et vertex multitraces dont la distance est inférieure à eZ_{bin} en longitudinal et $eZ_{bin}/10$ en transversal (le rapport 10 entre longitudinal et transversal est dû aux précisions respectives, que nous verrons plus loin) sont rassemblées pour former un vertex multitraces ; la position du vertex est réajustée. Cette procédure est itérée pour tous les vertex à 2 traces et multitraces.

Cette étape crée une dépendance suivant l'ordre dans lequel est effectué le regroupement des vertex à 2 traces.

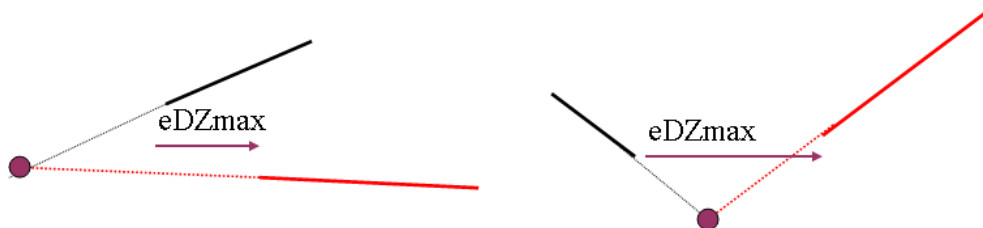


FIG. 4.2 – PBV : Schéma d'un regroupement de 2 traces. À gauche, paire de type 1 (deux traces sortantes ou deux traces entrantes), à droite, type 2 (une trace entrante et une trace sortante).

Malgré le succès que cet algorithme a eu avec l'analyse des événements de CHORUS, il est critiquable quant à son utilisation dans OPERA. La principale différence entre ces deux expériences est la présence de feuilles de plomb d'1 mm entre des émulsions de $300 \mu m$ pour OPERA, contre des émulsions-volume de quelques mm d'épaisseur dans CHORUS (100 fois plus épaisses que celles d'OPERA). Grâce au parcours visible des traces dans les émulsions de CHORUS, on distingue à la fois le vertex de production de la trace et la trace elle-même, ce qui donne une reconstruction claire des événements neutrino ; on parle ici d'un détecteur de vertex.

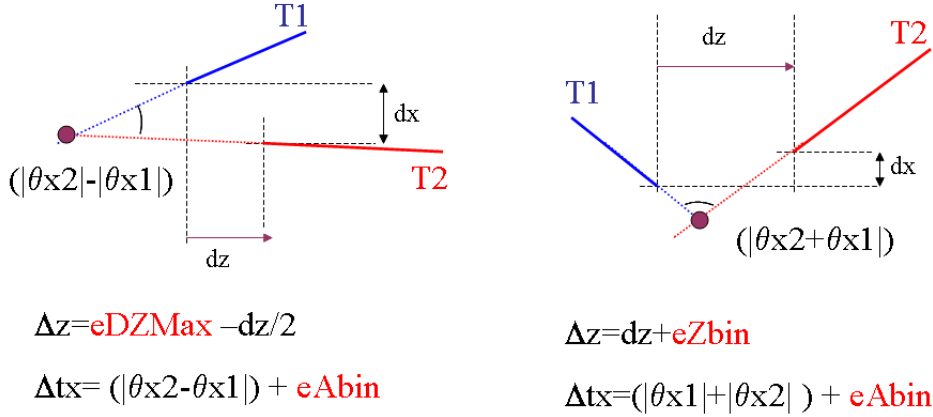


FIG. 4.3 – PBV : Schéma des sélections de paires suivant des critères géométriques à deux dimensions. A gauche, paire de type 1 (deux traces sortantes ou deux traces entrantes), à droite, type 2 (une trace entrante et une trace sortante). Les angles θ_{x_i} et θ_{y_i} sont définis par rapport à la perpendiculaire à l'axe Z.

Dans le cas d'OPERA, il y a au contraire un parcours invisible des traces dans le plomb, où on est contraint d'extrapoler le parcours de la trace. De plus, la diffusion coulombienne dans le plomb d'OPERA crée des incertitudes et des erreurs lorsque l'on veut projeter l'extrémité d'une trace vers son origine, ou bien calculer la distance minimum d'approche ou paramètre d'impact de deux traces. Ainsi, les émulsions ne sont pas considérées comme un détecteur de vertex dans le cas d'OPERA, mais comme des chambres à traces. On peut avoir à faire à des fausses associations de traces en paires, à cause de leur paramètre d'impact dont la détermination est biaisée par les erreurs de mesure. Comme la formation de vertex s'effectue ensuite en fonction de la position des paires, ceci conduit à une fausse association de traces en vertex multitraces, dont la position est bien sûr erronée. A ces fausses associations s'ajoute le fait que l'étape de regroupement des paires de traces et vertex dépend de l'ordre dans lequel le regroupement est effectué.

Nous allons maintenant étudier les efficacités et erreurs potentielles de reconstruction du PBV. Dans toute la suite, le jeu standard de paramètres utilisé est le suivant :

- $eDZmax = 3900 \mu m$ (soit l'équivalent de 3 cellules plomb-émulsion)
- $eA_{bin} = 10 \text{ mrad}$
- $eZbin = 300 \mu m$
- $IP_{max} = 12 \mu m$

4.2.2 Reconstruction d'événements $\nu_\mu CC$ à 1 vertex primaire

Avant d'étudier la reconstruction d'événements à 2 vertex, nous étudions un premier exemple de reconstruction d'événements à un seul vertex, qui sert de référence. Nous disposons de 5000 événements $\nu_\mu CC$ générés, simulés dans les émulsions, et reconstruits. La figure 4.4 montre un exemple d'un événement MC $\nu_\mu CC$ reconstruit dans les émulsions, de multiplicité 4 : les traits en gras représentent les basetraces reconstruites, et les pointillés les volumetraces reconstruites à partir des basetraces. L'étoile représente le vertex formé avec les volumetraces.

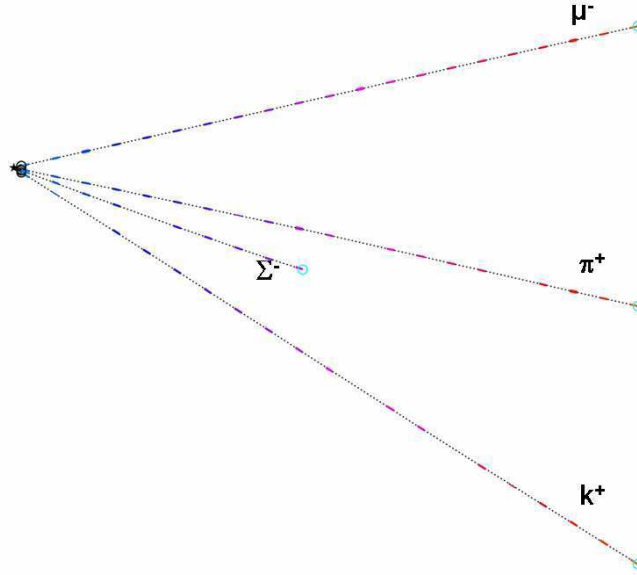


FIG. 4.4 – Exemple d'un événement MC ν_μ CC reconstruit dans les émulsions.

- *Efficacité pour reconstruire 1 vertex.*

Pour l'analyse, la sélection du vertex reconstruit s'effectue en choisissant le vertex le plus en amont de la brique possédant le plus de traces. La figure 4.5 montre la multiplicité pour les traces chargées au niveau générateur, simulation et reconstruction de vertex.

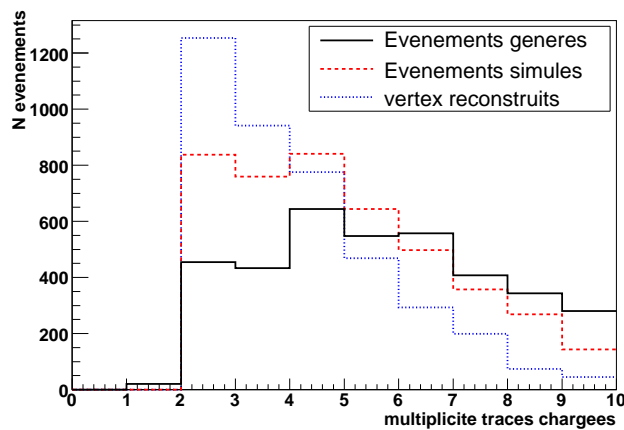


FIG. 4.5 – Multiplicité des traces chargées pour les événements ν_μ CC générés, simulés et reconstruits.

Le tableau 4.1 indique les nombres d'événements, de traces ainsi que la multiplicité moyenne à chaque étape : tout d'abord, on remarque que la multiplicité diminue à chaque niveau. En

effet, seulement 65% des traces chargées sont simulées dans les émulsions, car les traces possédant un trop grand angle ($> 0.6rad$) ou une énergie trop faible ($< \text{quelques } 10 \text{ MeV}$) ne traversent pas, ou pas suffisamment les émulsions de par leur direction et leur faible étendue. 77% des traces simulées sont ensuite reconstruites et attachées à un vertex. On obtient finalement 4110 vertex reconstruits sur 4589 événements simulés avec au moins deux traces vers l'avant. Le nombre d'événements correctement reconstruits est de 3989. On a donc une efficacité de 87% et une pureté de 97%. De plus, la trace du muon a été attachée au vertex pour 92% des événements correctement reconstruits (on verra plus tard l'avantage de ceci). Les fausses traces attachées au vertex reconstruit proviennent de paires d'électrons issues de conversion de π^0 .

	N vertex (ntr \geq 2)	<mult>	N traces chargées
génération	5000	6.4	37700
simulation	4589	4.7	24360
reconstruction	4110	3.7	18838

TAB. 4.1 – Valeurs relatives aux traces et aux vertex générés, simulés et reconstruits pour des interactions $\nu_\mu CC$.

Les inefficacités de reconstruction de traces et vertex proviennent des traces de basse impulsion, et de grand angle (ces deux variables sont fortement corrélées). La figure 4.6 montre les distributions angulaire et d'impulsion des traces au niveau générateur, simulation et reconstruction, où on voit en effet que les traces ayant un angle de $|\tan\theta_{x,y}|$ supérieur à 0.2, ou une impulsion inférieure à 500 MeV, sont mal reconstruites ; la figure 4.7 montre l'efficacité de reconstruction de trace par rapport aux traces simulées, ainsi que l'efficacité d'attachement des traces reconstruites à un vertex, en fonction de l'impulsion : les efficacités atteignent une valeur proche de 100% pour les impulsions élevées ; pour des traces de 1 GeV, l'efficacité de reconstruction est de 80%, et celle d'attachement de 60%. En dessous de 1 GeV, les efficacités s'effondrent pour atteindre le pourcent pour quelques centaines de MeV. Cette baisse d'efficacité à basse énergie vient de la diffusion coulombienne multiple des particules dans le plomb, importante pour les traces de faible impulsion (l'angle moyen de diffusion est de 5 mrad à 1 GeV, et 1 mrad à 4 GeV). Ce phénomène diminue l'efficacité de reconstruction de traces.

Cette étude a été réalisée avec un paramètre d'impact maximum (IPmax) de 12 μm . On rappelle que cette limite sur la distance minimale d'approche s'applique lors de l'association par paires des traces, la valeur du paramètre d'impact des traces par rapport au vertex reconstruit peut s'étendre plus loin. La figure 4.8 montre l'évolution de l'efficacité et de la pureté de reconstruction, en fonction de la valeur de IPmax : l'efficacité et la pureté sont maximum pour IPmax= 40 μm , respectivement de 89% et 98% (pour 87% et 97% à 12 μm), et sont stables pour des valeurs d'IPmax plus élevées. Cette valeur semble donc la mieux adaptée en ce qui concerne les événements $\nu_\mu CC$.

On peut observer le comportement du paramètre d'impact trace-vertex sur la figure 4.9, pour les 3998 événements $\nu_\mu CC$ correctement reconstruits, pour des valeurs d'IPmax à 12 et 40 μm : les distributions sont similaires dans les deux cas ; on peut noter que la quantité de traces dont le paramètre d'impact par rapport au vertex reconstruit est inférieur à 20 μm est de 78% et 83% respectivement pour IPmax=40 et 12 μm .

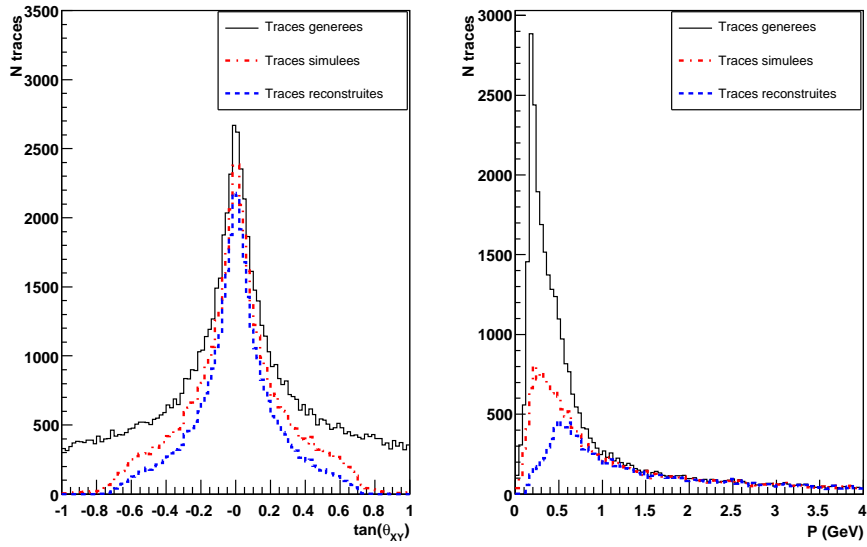


FIG. 4.6 – Distributions angulaires à gauche, d'impulsion à droite, aux niveaux générateur, simulation et reconstruction pour des événements $\nu_\mu CC$.

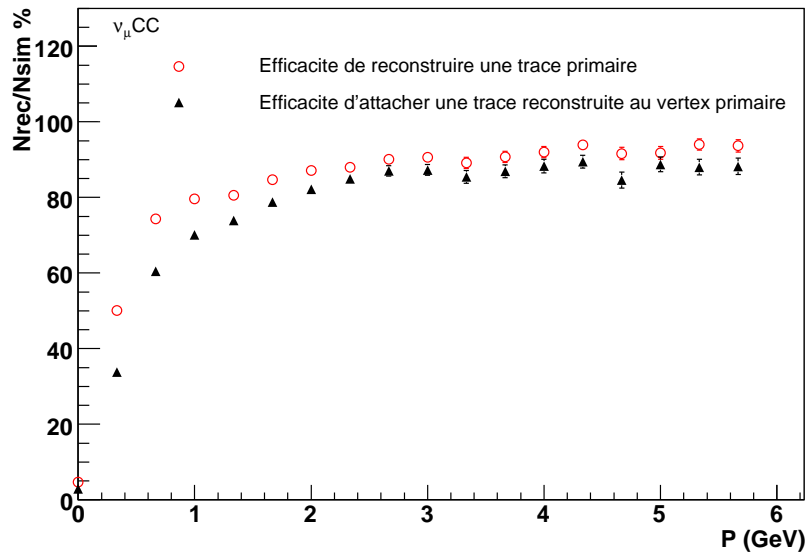


FIG. 4.7 – Efficacité de reconstruction de traces et d'attachement de traces à un vertex en fonction de l'impulsion pour des événements $\nu_\mu CC$.

Le calcul d'efficacité final doit s'effectuer en prenant en compte uniquement les événements pour lesquels la trace du muon a été attachée au vertex. En effet, comme on a vu dans le chapitre 2, c'est le scanning de suivi de la trace du muon reconstruite dans les détecteurs

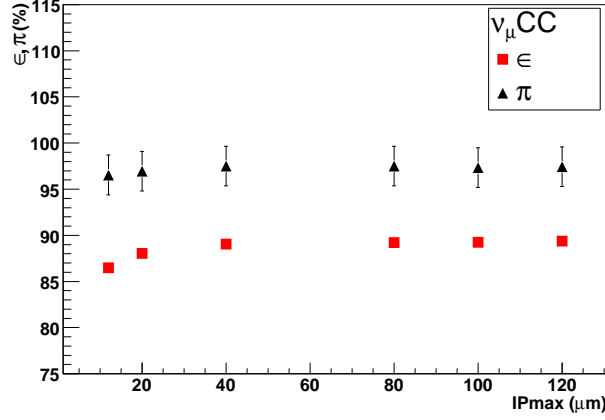


FIG. 4.8 – Evolution de l’efficacité et de la pureté de reconstruction pour les événements $\nu_\mu\text{CC}$, en fonction de la limite sur le paramètre d’impact IPmax.

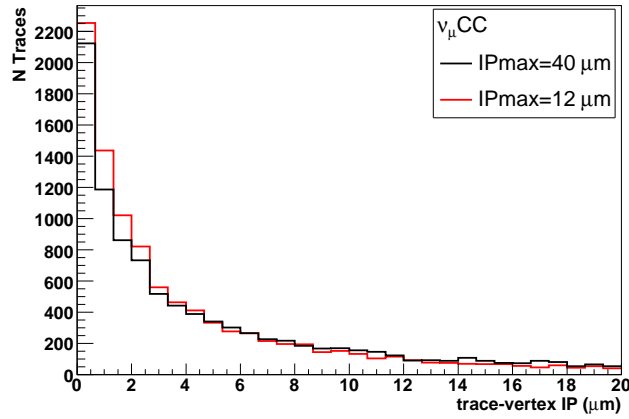


FIG. 4.9 – Distribution du paramètre d’impact trace-vertex pour les événements $\nu_\mu\text{CC}$ correctement reconstruits, pour des reconstructions effectuées avec IPmax=12 et 40 μm ; la limite lors de la reconstruction s’applique sur la distance 3D des traces entre elles.

électroniques qui permet d’identifier un vertex $\nu_\mu\text{CC}$. On a vu plus haut que la trace du muon est attachée au vertex pour 92% des événements reconstruits. Les efficacités et puretés finales avec des IPmax de 12 et 14 μm sont indiquées dans le tableau 4.2.

	ϵ (%)	π (%)
IPmax=12 μm	80	97
IPmax=14 μm	82	98

TAB. 4.2 – Efficacités et puretés de reconstruction pour les événements $\nu_\mu\text{CC}$ pour deux valeurs du paramètre d’impact maximum en prenant en compte la reconstruction et l’attachement de la trace du muon au vertex reconstruit.

- *Résolutions en position du vertex reconstruit*

Les résidus en position des vertex reconstruits par rapport aux vertex originaux sont visibles sur la figure 4.10, où on a séparé les résidus suivant l'axe du neutrino (l'axe Z) et ceux suivant l'axe transverse. Pour calculer la résolution en position, on utilise 3 ajustements de gaussienne différents suivant la position moyenne des traces par rapport au vertex, suivant si 0, 1 ou plusieurs feuilles de plomb séparent le vertex des traces. En effet, la résolution en position sera d'autant moins bonne que les traces auront traversé de feuilles de plomb, à cause de la diffusion. Les valeurs des largeurs de chaque gaussienne sont répertoriées dans le tableau 4.3. La moyenne pondérée au nombre d'événements présents par échantillon donne une résolution transverse de $1.3 \mu\text{m}$ et longitudinale de $9.6 \mu\text{m}$. La résolution suivant l'axe Z est 10 fois moins bonne que la résolution transverse à cause de la précision du scanning dans la profondeur de l'émulsion, limitée par la profondeur de champ du microscope. On rappelle (voir la partie scanning du chapitre 2) que la résolution transverse sur la position d'une microtrace est de $0.25 \mu\text{m}$, et que la profondeur de champ est de l'ordre de $2.5 \mu\text{m}$.

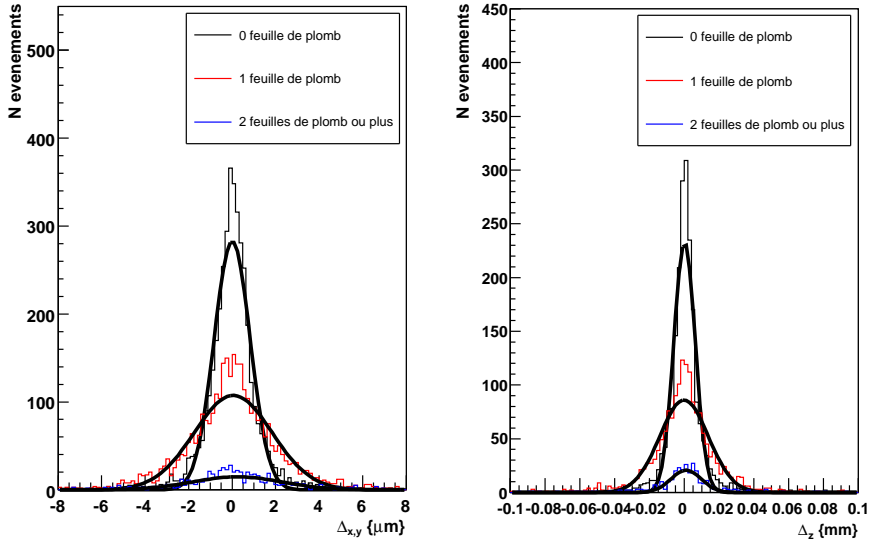


FIG. 4.10 – Résidus en position du vertex primaire reconstruit par rapport au vertex original pour des interactions $\nu_\mu \text{CC}$.

Dans cette section, on a vu que l'algorithme de PBV permet de reconstruire correctement les événements à 1 vertex primaire. Nous allons maintenant étudier le cas d'événements à 2 vertex, comme $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$ et $\nu_\mu \rightarrow \text{charm} \rightarrow 3h$.

Nb feuille de Pb	0	1	2 et +	moyenne pondérée
$\sigma_{X,Y}$ (μm)	0.8	1.8	2.1	1.3
σ_Z (mm)	6.2	14.0	8.8	9.6

TAB. 4.3 – Valeurs des résolutions en position du vertex primaire reconstruit, pour différentes distances trace-vertex, mesurées en nombre de feuilles de plomb.

4.2.3 Reconstruction d'événements à 2 vertex

Nous disposons de 10000 événements $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$ générés, simulés dans les émulsions et reconstruits, ainsi que de 10000 événements $\nu_\mu \rightarrow \text{charm} \rightarrow 3h$ pour chaque particule charmée (D^+ , D_s^+ , Λ_c^+ , D^0). On cherche ici à reconstruire 2 vertex ; la sélection du premier vertex reconstruit s'effectue en choisissant le vertex le plus en amont de la brique possédant le plus de traces ; le deuxième vertex est déterminé en considérant le vertex le plus proche en aval du premier vertex. Si aucun deuxième vertex à 3 traces n'est trouvé, on cherche alors un vertex à 2 traces. A travers l'exemple d'événements τ , nous allons déterminer les sources d'inefficacité et d'erreurs de reconstruction de vertex. On note V_1^{vrai} et V_2^{vrai} les premier et second vertex (interaction et désintégration) générés, et V_1^{rec} et V_2^{rec} les premier et second vertex reconstruits. Afin de minimiser les confusions trace-vertex, que nous allons voir dans l'exemple, la valeur d'IPmax est choisie ici à 12 μm .

Exemple de reconstruction de $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$

La figure 4.11 montre deux exemples d'événements MC $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$ reconstruits dans les émulsions ; on rappelle que les traits en gras représentent les basetraces reconstruites, et les pointillés les volumetraces reconstruites à partir des basetraces. L'étoile représente le vertex formé avec les volumetraces. Dans le premier cas, le lepton τ est reconstruit dans les émulsions. Ce genre de configuration où la reconstruction est facile représente 8% des événements. Dans le deuxième cas, le lepton τ n'est pas reconstruit, et l'événement consiste seulement en deux vertex espacés de la distance de vol du lepton.

- *Caractéristiques des vertex reconstruits.*

La figure 4.12 montre, comme pour les $\nu_\mu CC$, les multiplicités pour les événements $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$ générés au V_1^{vrai} , simulés et reconstruits avec les traces du V_1^{vrai} , ainsi que les distributions angulaire et d'impulsion. Également, la figure 4.13 montre les mêmes distributions pour les événements générés au V_2^{vrai} , simulés et reconstruits avec les traces du V_2^{vrai} . Les nombres de traces, de vertex ainsi que la multiplicité moyenne sont indiqués à chaque niveau d'analyse pour les vertex 1 et 2, respectivement dans les tableaux 4.4 et 4.5. Les valeurs simulées dans le cas du vertex 2 prennent en compte qu'au moins 2 traces du premier vertex ont été simulées. On voit tout d'abord que les distributions du premier vertex sont semblables à celles obtenues avec les $\nu_\mu CC$ dans la section 4.2.2 ; en effet, le premier vertex primaire est une interaction neutrino CC, qui est semblable dans la topologie ainsi que dans la cinématique pour les trois types de neutrino. On observe ainsi que 72% des traces simulées du V_1^{vrai} ont été reconstruites et attachées à un vertex.

La reconstruction au deuxième vertex est plus efficace que celle du premier ; en effet, 88% des traces simulées ont été reconstruites et attachées à un vertex. Comme on peut le voir sur

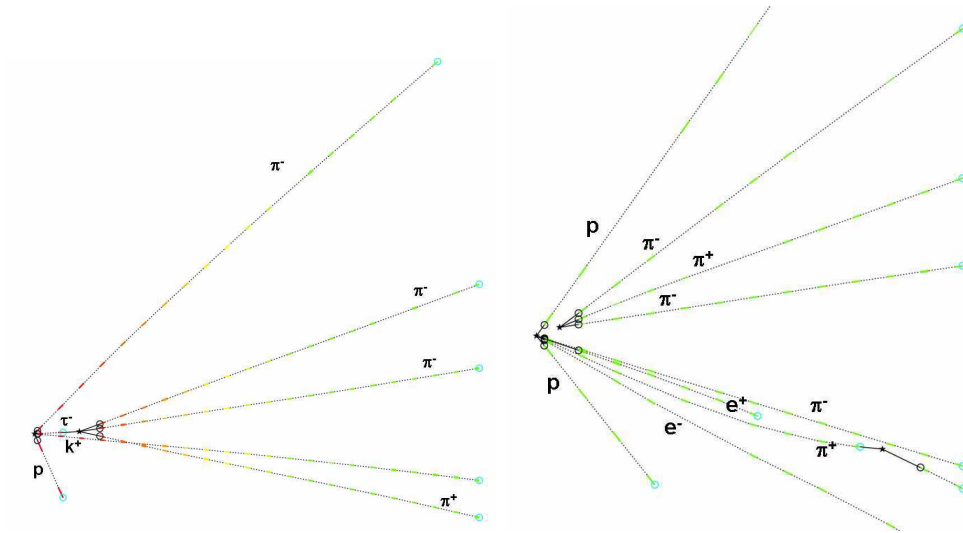


FIG. 4.11 – Exemple d'événements MC $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$ reconstruits dans les émulsions. À gauche, exemple où le lepton τ est reconstruit. À droite, exemple où le lepton τ n'est pas reconstruit (des particules négatives n'ont pas été attachées au premier vertex).

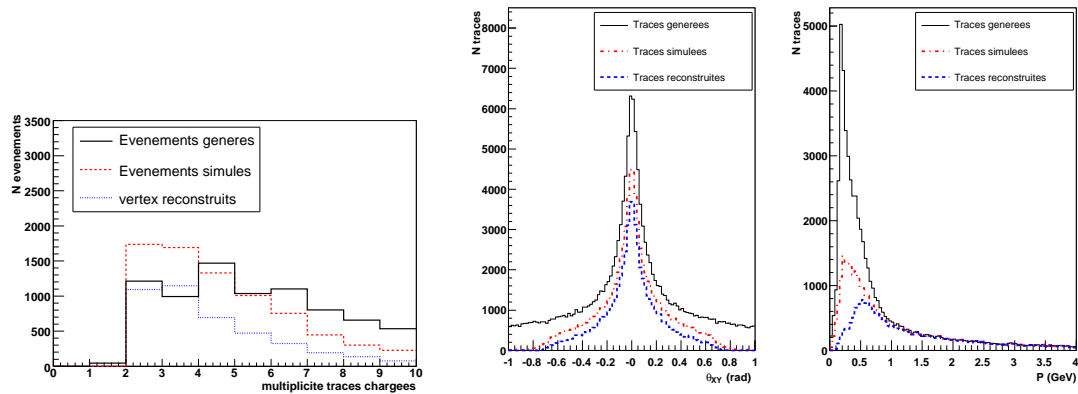


FIG. 4.12 – Distributions pour les événements $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$ générés au V_1^{vrai} , simulés et reconstruits avec les traces du V_1^{vrai} : multiplicité des traces chargées à gauche, distributions angulaires au milieu et d'impulsion à droite.

	N traces chargées	<mult>	N evt (ntr>=2)
génération	68987	6.0	10000
simulation ≥ 2 traces au V_1^{rec}	40451	4.1	7856
reconstruction à 1 ou 2 vertex	29318	3.6	9475
reconstruction à 2 vertex	16192	3.5	4751

TAB. 4.4 – Valeurs relatives aux traces et aux vertex générés, simulés et reconstruits au premier vertex pour des interactions $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$.

la figure 4.13, les traces issues du V_2^{vrai} possèdent un angle plus faible ($|\tan\theta_{x,y}| < 0.4$), et une impulsion plus élevée ($\langle P \rangle = 3.1$ GeV pour les traces de V_2^{vrai} , contre 750 MeV pour les traces de V_1^{vrai}). Ceci vient de la désintégration énergétique du τ , qui emporte une bonne fraction de l'énergie du neutrino initial, comme on peut le voir sur la figure 4.14.

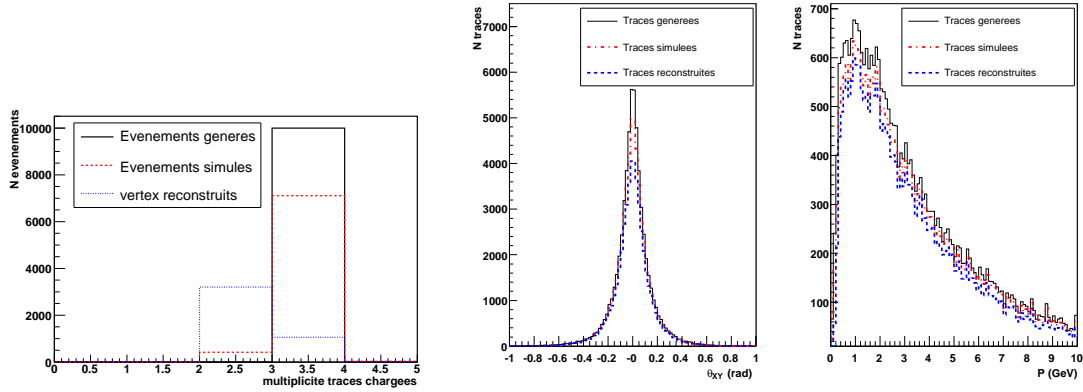


FIG. 4.13 – Distributions pour les événements $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$ générés au V_2^{vrai} , simulés et reconstruits avec les traces du V_2^{vrai} : multiplicité des traces chargées à gauche, distributions angulaires au milieu et d'impulsion à droite.

	N traces chargées	$\langle \text{mult} \rangle$	N evt (ntr>=2)
génération	30000	3.0	10000
simulation ≥ 2 traces au V_2^{rec}	27958	2.9	7612
simulation 3 traces au V_2^{rec}	21318	3.0	7278
reconstruction du V_2^{rec} à 2 traces	8113	2.0	2968
reconstruction du V_2^{rec} à 3 traces	4887	3.0	1783

TAB. 4.5 – Valeurs relatives aux traces et aux vertex générés, simulés et reconstruits au deuxième vertex pour des interactions $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$. On suppose ici que 2 vertex sont reconstruits, et les valeurs simulées sont données en considérant qu'au moins deux traces du V_1^{vrai} sont simulées.

Finalement, on a reconstruit 2968 événements possédant 2 traces attachées au deuxième vertex reconstruit, et 1783 événements avec 3 traces. Pour comprendre les raisons des inefficacités, il faut regarder plus en détails les compositions des vertex V_1^{rec} et V_2^{rec} , ainsi que ce qu'il advient des traces issues de V_1^{vrai} et V_2^{vrai} pour tous les événements reconstruits. De plus, on remarque que 9475 V_1^{rec} sont reconstruits pour seulement 4751 événements à 2 vertex. Nous allons voir qu'il y a des confusions d'association de traces aux vertex, dues à la proximité des deux vertex.

La figure 4.15 à gauche montre la distance de vol (distance 3D entre les 2 vertex) du τ pour tous les événements générés, dont la valeur moyenne est de $600\mu\text{m}$. La distance de vol est représentée à droite pour les 7612 événements reconstruits avec 1, 2, ou aucun vertex, où au moins 2 traces de chaque vertex ont été simulées dans les émulsions. Les valeurs moyennes

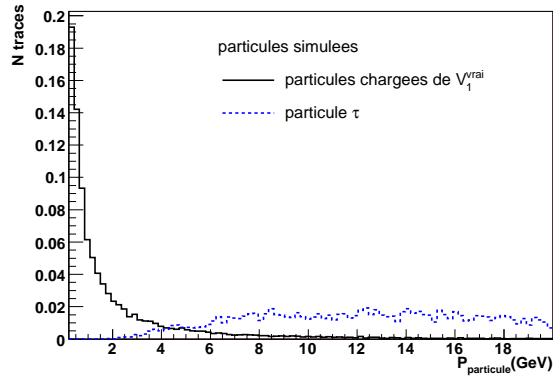


FIG. 4.14 – Impulsion des particules simulées dans les émulsions au premier vertex primaire (V_1^{vrai}), pour les particules chargées autres que le τ , et pour le τ . Histogrammes normalisés à leur nombre d’entrées.

ainsi que le pourcentage d’événements pour chaque cas sont résumés dans le tableau 4.6 : 43% des événements sont reconstruits avec un seul vertex, et 53% avec 2 vertex. Dans seulement 4% des cas, il n’y a pas de vertex reconstruit. Néanmoins, même si la distance moyenne entre les deux vertex est inférieure dans le cas de reconstruction à 1 vertex par rapport à celle des événements à 2 vertex, il existe des événements dont la distance est supérieure à 1mm, qui sont tout de même reconstruits avec un seul vertex ; de plus, les événements à 2 vertex ne sont pas tous reconstruits correctement.

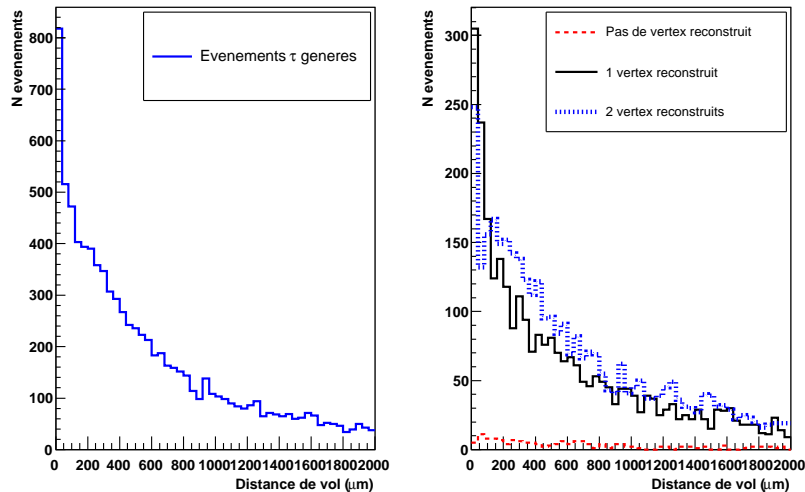


FIG. 4.15 – Distributions pour les événements $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$. A gauche, distance de vol du τ pour tous les événements ; à droite, distance de vol pour les événements reconstruits à 1, 2 ou sans vertex, où au moins 2 traces de chaque vertex ont été simulées dans les émulsions.

• *Classification des événements à 2 vertex*

	pas de vertex	1 vertex	2 vertex
Nb evt	4%	43%	53%
$\langle d\text{vol}_\tau \rangle$ (μm)	615	561	634

TAB. 4.6 – Valeurs moyennes des distances de vol du τ pour les événements reconstruits à 1, 2 ou sans vertex, où au moins 2 traces de chaque vertex ont été simulées dans les émulsions.

Les différentes confusions possibles sont détaillées en annexe 2. Afin de résumer ces confusions, on a classé les événements reconstruits en 2 catégories, 1 ou 2 vertex reconstruits ; ces catégories sont divisées en sous-catégories complémentaires, énumérées ci dessous. Les schémas de la figure 4.16 permettent de visualiser chaque type de configuration, et le tableau 4.7 résume les quantités d'événements dans chaque configuration.

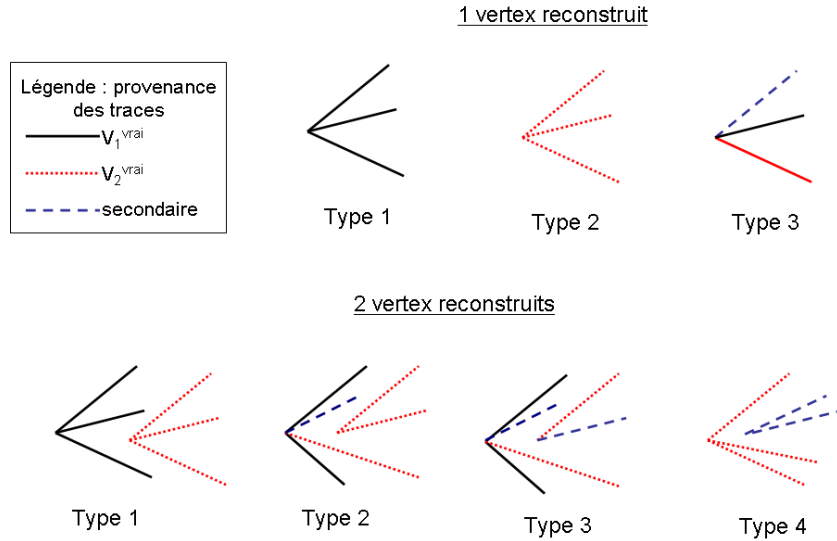


FIG. 4.16 – Schémas des différentes configurations d'attachement de traces pour chaque type de vertex.

- 1) 1 vertex reconstruit :
 - type 1 : vertex reconstruit avec uniquement des traces du V_1^{vrai}
 - type 2 : vertex reconstruit avec uniquement des traces du V_2^{vrai}
 - type 3 : vertex reconstruit avec des traces du V_1^{vrai} , V_2^{vrai} , et/ou traces secondaires
- 2) 2 vertex reconstruits :
 - type 1 : Événement parfaitement bien reconstruit : V_1^{rec} (resp V_2^{rec}) reconstruit avec uniquement des traces du V_1^{vrai} (resp V_2^{vrai})
 - type 2 : Événement correctement reconstruit : V_1^{rec} reconstruit avec au moins 2 traces du V_1^{vrai} , et toutes les traces (2 ou 3) du V_2^{rec} proviennent du V_2^{vrai} (les événements où le V_1^{rec} ne possède que des traces de V_1^{vrai} ne sont pas pris en compte pour ne pas inclure les événements de type 1).
 - type 3 : V_1^{rec} et V_2^{rec} possèdent un mélange de traces de V_1^{vrai} , V_2^{vrai} et secondaires,

mais V_1^{rec} possède au moins 1 trace de V_1^{vrai} (les deux vertex peuvent être purs, mais pas en même temps, et sans rentrer dans la condition précédente).

- type 4 : V_1^{rec} et V_2^{rec} sont composés uniquement de traces de V_2^{vrai} et secondaires.

Le tableau 4.7 résume le nombre d'événements dans chaque catégorie.

La figure 4.17 montre un exemple d'événement reconstruit appartenant à la catégorie 2 à 2

Type	1 vertex			2 vertex			
	1	2	3	1	2	3	4
Nevt	163	3218	1343	1601	1210	1709	231
%	4	68	28	34	25	36	5
Nevt total	4724			4751			

TAB. 4.7 – Reconstruction d'événements $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$: nombre d'événements dans différentes configurations de confusions.

vertex, où une des traces de pions appartenant à la désintégration du τ a été attachée au V_1^{rec} .

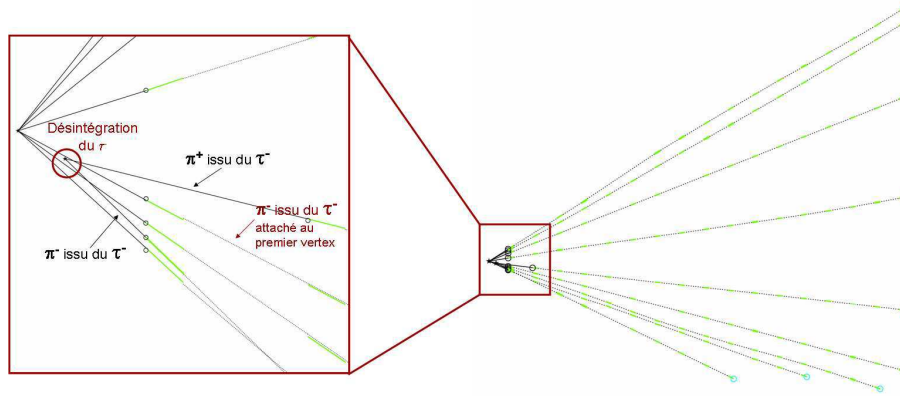


FIG. 4.17 – Exemple d'un événement MC $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$ reconstruit dans les émulsions, où la trace d'un des pions issu de la désintégration du τ a été faussement attachée au V_1^{rec} .

Tentative de réduction du taux de mauvaises associations par le Paramètre d'Impact traces-vertex

Dans le cas où 2 vertex sont reconstruits, on peut se demander si une partie des traces attachées au mauvais vertex pourrait être récupérée en utilisant la distance 3D des traces au vertex, appelée paramètre d'impact ou IP. Les taux de fausses associations donnés ici sont décrits en annexe 2. Considérons tout d'abord les 3% de traces du V_1^{vrai} attachées au V_2^{rec} ; la figure 4.18 du dessus montre l'IP par rapport aux V_1^{rec} et V_2^{rec} des traces issues du V_1^{vrai} mais attachées au V_2^{rec} : on voit qu'il n'est pas possible de récupérer les 3% de traces par considération de distance au vertex, puisque ces traces sont plus proches du V_2^{rec} que du V_1^{rec} . La figure du dessous sert de référence, et montre l'IP des traces du V_1^{vrai} correctement attachées au V_1^{rec} : ces traces sont bien plus proches du V_1^{rec} que du V_2^{rec} .

On s'intéresse maintenant aux 21% de traces attachées au V_1^{rec} qui viennent du V_2^{vrai} : la figure 4.19 du dessus montre l'IP par rapport aux V_1^{rec} et V_2^{rec} des traces issues du V_2^{vrai} mais attachées au V_1^{rec} : comme précédemment, on voit qu'il n'est pas possible de récupérer ces traces par considération de distance au vertex, puisqu'elles sont soit plus proches du V_2^{rec} que du V_1^{rec} , soit à distance comparable. La figure du dessous sert de référence, et montre l'IP des traces du V_2^{vrai} correctement attachées au V_2^{rec} : ces traces sont bien plus proches du V_2^{rec} que du V_1^{rec} .

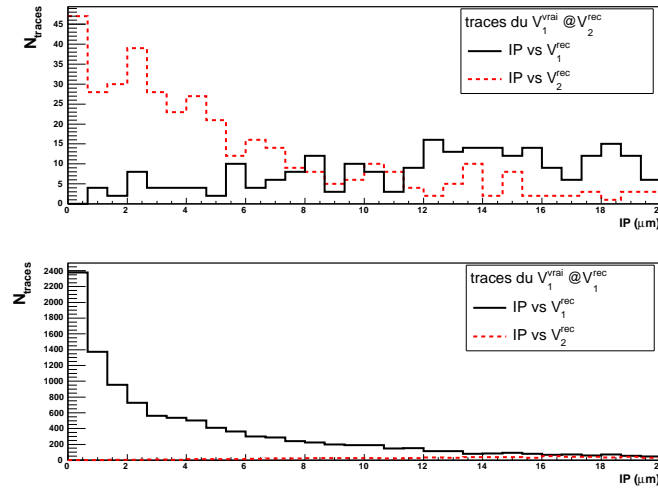


FIG. 4.18 – Distributions du paramètre d'impact pour les traces issues du V_2^{vrai} par rapport aux V_1^{rec} et V_2^{rec} , dans le cas où les traces sont attachées au V_2^{rec} en haut, et au V_1^{rec} en bas.

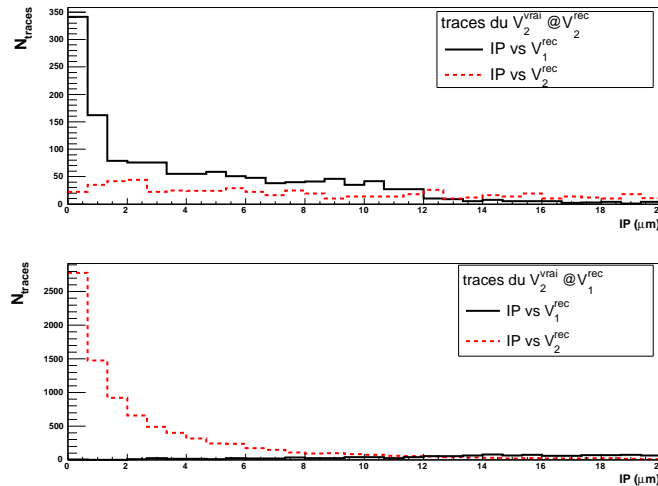


FIG. 4.19 – Distributions du paramètre d'impact pour les traces issues du V_1^{vrai} par rapport aux V_1^{rec} et V_2^{rec} , dans le cas où les traces sont attachées au V_1^{rec} en haut, et au V_2^{rec} en bas.

Le fait que les traces du V_2^{vrai} (resp V_1^{vrai}) attachées au V_1^{rec} (resp V_2^{rec}) sont loin du

V_2^{rec} (resp V_1^{rec}) vient du déplacement du V_2^{vai} par rapport au V_2^{vai} (resp V_1^{rec} par rapport au V_1^{vai}). On peut constater en effet sur les figures 4.20 que peu importe leur attachement au V_1^{rec} ou V_2^{rec} , les traces issues du V_2^{vai} (resp V_1^{vai}) sont toujours proches du V_2^{vai} (resp V_1^{vai}). On voit ici que le problème vient de la façon de construire les vertex, car la position du vertex est ajustée suivant les traces qui y sont attachées ; ainsi, la résolution sur la position d'un vertex vient non seulement de la résolution en position sur les traces, mais dépend aussi de la pureté des traces qui y sont attachées.

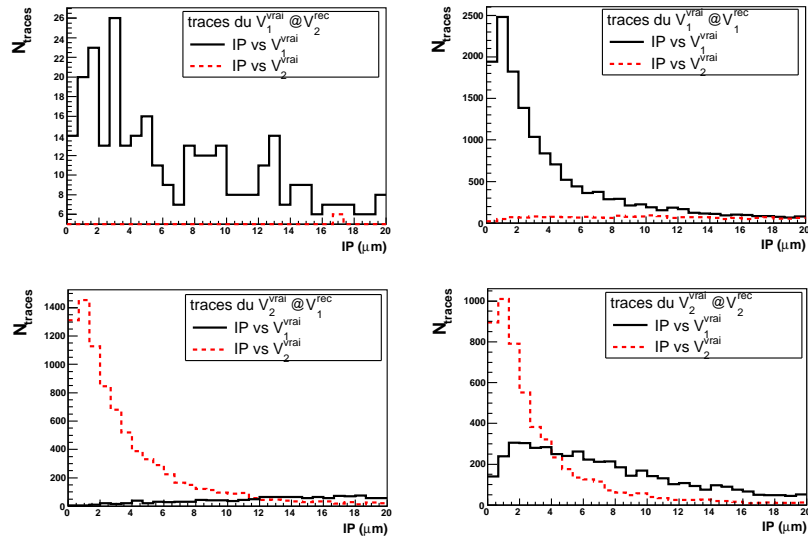


FIG. 4.20 – Distributions du paramètre d'impact pour les traces issues du V_1^{vai} en haut et V_2^{vai} en bas, par rapport aux V_1^{vai} et V_2^{vai} , dans le cas où les traces sont attachées au V_1^{rec} à gauche, et au V_2^{rec} à droite.

Discrimination des paires e^+e^- associées au V_2^{rec}

Parmi les événements de type 3 et 4 répertoriés dans le tableau 4.7 pour les reconstructions à 2 vertex, 418 sont des événements où le V_2^{rec} est composé d'une paire e^+e^- venant de conversion de π^0 . Afin de discriminer ces événements de ceux où le V_2^{rec} est reconstruit avec 2 traces du V_2^{vai} , nous avons développé 3 variables topologiques :

- L'angle 3D d'ouverture du vertex (aper) : les paires d'électrons sont très colimées et possèdent donc une faible ouverture.
- La somme de l'étendue des 2 traces $\Sigma(npl)$: comme les paires d'électrons interagissent rapidement, on s'attend à une faible étendue de la trace.
- La somme des impulsions reconstruites par diffusion coulombienne multiple pour chaque trace (voir chapitre 3) : l'impulsion des paires d'électrons doivent être moins énergétiques que les particules issues du V_2^{vai} .

La figure 4.21 montre les distributions de ces trois variables : on voit d'une part que la somme des impulsions n'est pas discriminante, à cause de l'étalement de la valeur de l'impulsion due aux résolutions, de l'ordre de 20%. D'autre part, on voit que les variables de l'ouverture et de la somme des longueurs sont discriminantes. Nous avons appliqué les coupures $\Sigma(npl) > 7$ et

aper>0.06 rad.

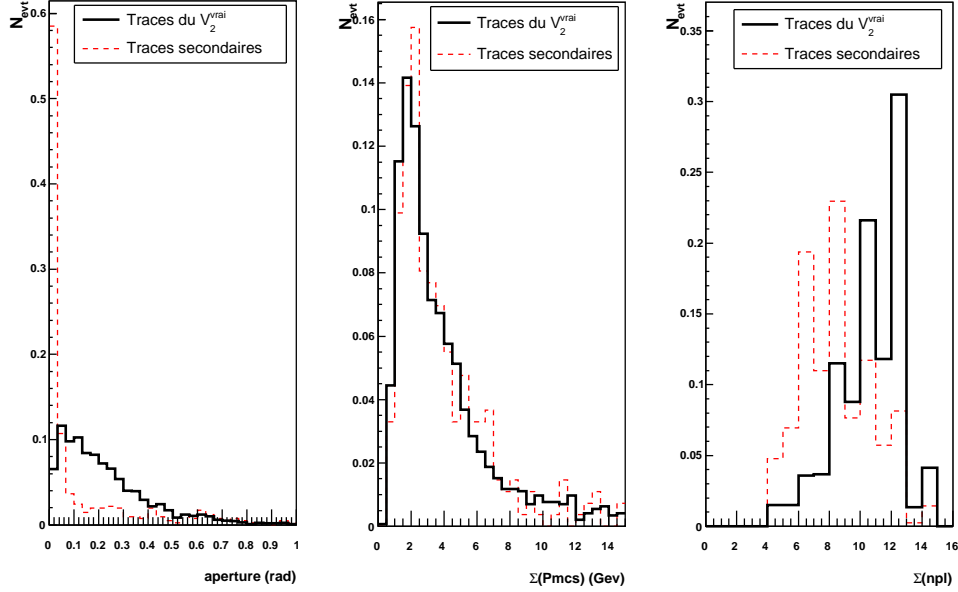


FIG. 4.21 – Distributions des variables cinématiques envisagées pour discriminer les paires e^+e^- associées au V_2^{rec} : à gauche l'ouverture du vertex, au milieu la somme des impulsions mesurées par diffusion multiple, à droite la somme des longueurs des traces mesurées en nombre de feuilles de plomb npl.

La figure 4.22 montre la provenance des traces du V_2^{rec} avant et après coupures. Afin d'évaluer la pureté et l'efficacité, on utilise la définition des événements "correctement reconstruits" donnée dans la section 4.1, que l'on compare pour l'efficacité aux 7612 événements simulés avec au moins 2 traces à chaque vertex, donné dans le tableau 4.4. On obtient une pureté de 55% et une efficacité de 15% après coupure, pour 50% de pureté et 20% d'efficacité avant coupures. La signification $\frac{S}{\sqrt{B}}$ passe de 35 à 37. Compte tenu de la rareté des événements, nous choisissons de ne pas tenir compte de cette sélection, et de conserver les pureté et efficacité originales, avant coupure.

- ***Efficacité de reconstruction et pureté des événements reconstruits***

Comme nous venons de le faire dans le cas où le V_2^{rec} est reconstruit à 2 traces, on peut également calculer les efficacités et puretés des événements où le V_2^{rec} est reconstruit à 3 traces. La figure 4.23 montre la provenance des traces du V_2^{rec} dans ce cas : on remarque que ces événements sont beaucoup moins "pathologiques" que ceux reconstruits à 2 traces. L'efficacité et la pureté sont calculées de la même manière que précédemment, avec pour référence les 7278 événements où au moins 2 traces du V_1^{vrai} et 3 traces du V_2^{vrai} ont été simulées. On obtient une efficacité de 18% avec une pureté de 74%.

L'efficacité totale de reconstruction d'événements $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$ à 2 ou 3 traces au deuxième vertex est de 38%, avec 74% de pureté à 3 traces et 50% de pureté à 2 traces.

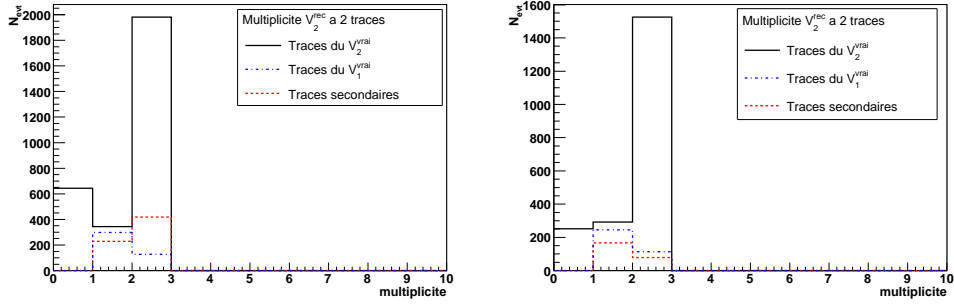


FIG. 4.22 – Provenance des traces attachées au V_2^{rec} dans le cas où 2 traces sont attachées : à gauche avant coupure, à droite après les coupures $\Sigma(np1)>7$ et $aper>0.06$ rad.

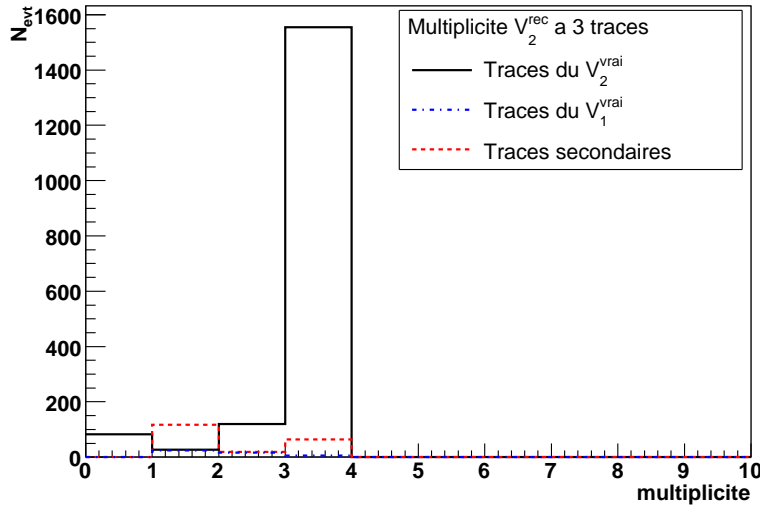


FIG. 4.23 – Provenance des traces attachées au V_2^{rec} dans le cas où 3 traces sont attachées

- *Résolution en position des vertex reconstruits*

Afin de connaître la résolution en position des V_1^{rec} et V_2^{rec} , on utilise les événements correctement reconstruits. Les résidus en position au premier et second vertex sont visibles respectivement sur les figures 4.24 et 4.25. Les tableaux 4.8 et 4.9 donnent respectivement les résolutions des premier et deuxième vertex, pour différentes distances trace-vertex ainsi que la moyenne pondérée au nombre d'événements présents par échantillon. Comme pour les résolutions des événements $\nu_\mu CC$ données dans le tableau 4.3, on remarque que les résolutions longitudinales (en Z) sont dix fois plus importantes que les résolutions transversales (X et Y). Également, la résolution du deuxième vertex pour les événements reconstruits à 2 traces est moins bonne que celle des événements reconstruits à 3 traces, semblable à celle du premier vertex ; ceci vient du fait que la précision d'ajustement de la position du vertex est meilleure pour les hautes multiplicités (3 traces et plus) que pour les vertex reconstruits à seulement 2 traces.

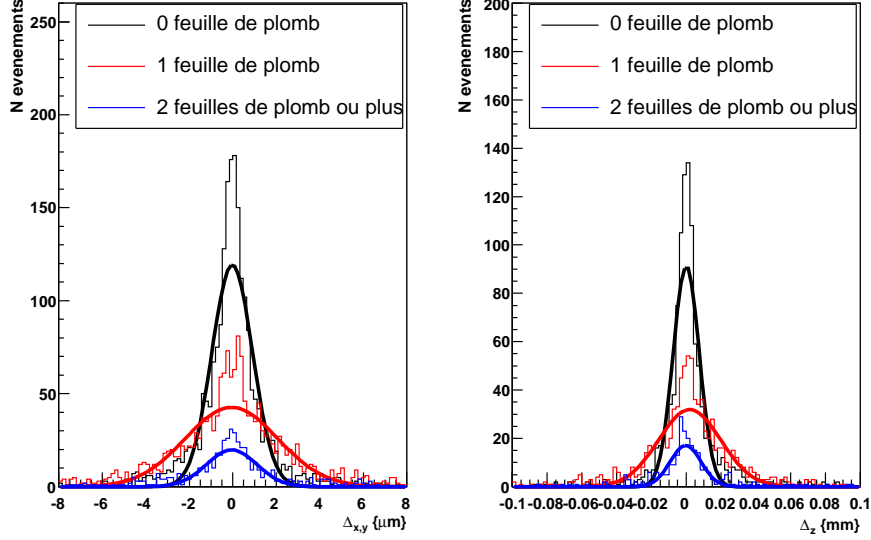


FIG. 4.24 – Résidus en position du V_1^{rec} par rapport à la position du vertex original pour les événements correctement reconstruits.

Nb feuilles de Pb	0	1	2 et +	moyenne pondérée
$\sigma_{X,Y}$ (μm)	0.9	2.1	1.2	1.4
σ_Z (μm)	7.5	17.8	8.9	11.8

TAB. 4.8 – Valeurs des résolutions en position du V_1^{rec} pour les événements correctement reconstruits, pour différentes distances trace-vertex, mesurées en nombre de feuilles de plomb.

Nb feuilles de Pb	0	1	2 et +	moyenne pondérée
2 traces au V_2^{rec}				
$\sigma_{X,Y}$ (μm)	1.0	3.2	-	2.0
σ_Z (μm)	11.1	34.0	-	21.2
3 traces au V_2^{rec}				
$\sigma_{X,Y}$ (μm)	0.9	2.3	-	1.5
σ_Z (μm)	8.6	26.9	-	16.6

TAB. 4.9 – Valeurs des résolutions en position du V_2^{rec} pour les événements correctement reconstruits, pour différentes distances trace-vertex, mesurées en nombre de feuilles de plomb.

Efficacités de reconstruction des événements τ et charmés à 2 vertex

L'étude précédente sur des événements $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$ peut être réalisée avec des événements $\nu_\mu \rightarrow \text{charme} \rightarrow 3h$. Le tableau 4.10 résume les efficacités et puretés obtenues pour chaque type

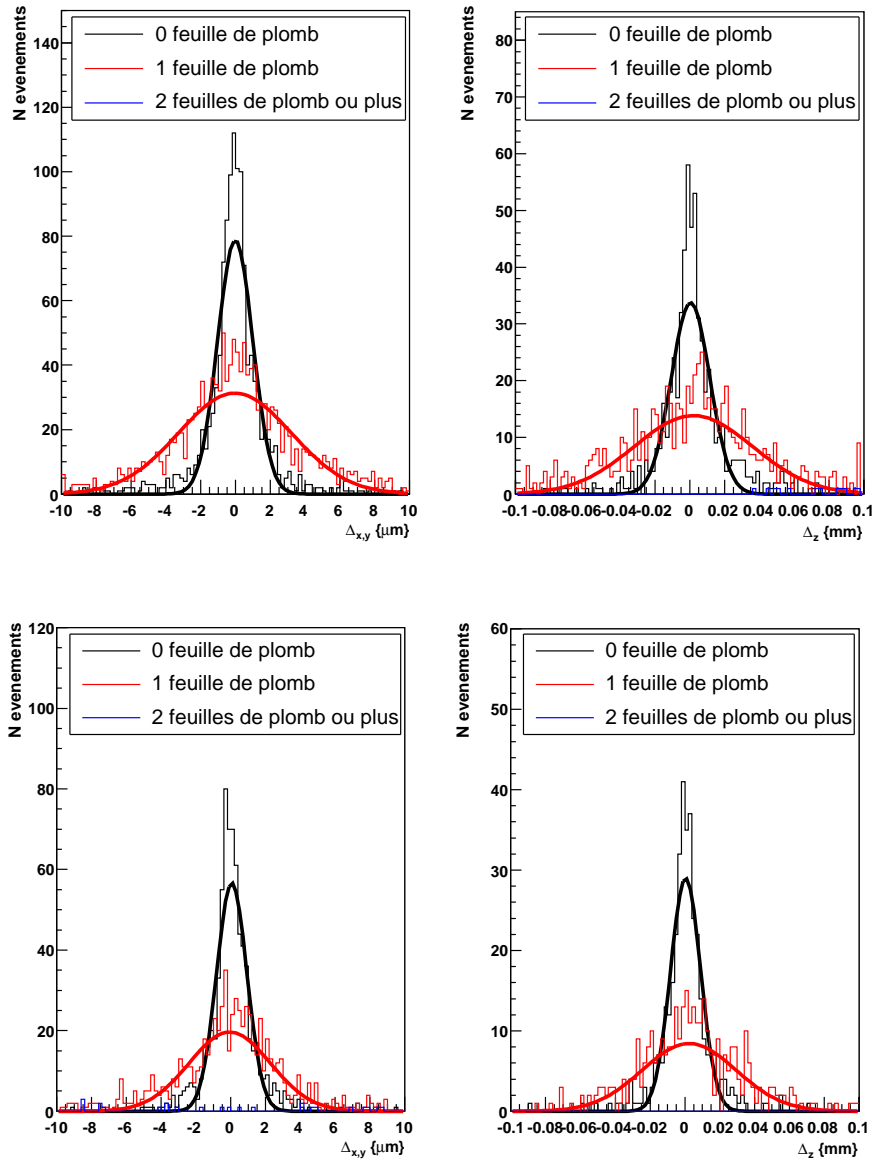


FIG. 4.25 – Résidus en position du V_2^{rec} par rapport à la position du vertex original pour les événements correctement reconstruits à 2 traces en haut et 3 traces en bas.

de particule charmée, dans le cas de reconstruction à 2 ("2p") et 3 ("3p") particules au deuxième vertex. On calcule également l'efficacité et la pureté pour les événements D^0 suivant les mêmes définitions, cependant les reconstructions à 2 et 3 traces au deuxième vertex sont dues à des inefficacités de reconstruction des 4 traces, ou bien à des bonnes reconstructions d'événement à 2 traces. Également, il faut considérer le fait que les efficacités sont calculées à partir d'événements correctement simulés, et non à partir du nombre d'événements initial, qui est de 10000 dans chaque cas.

Par ailleurs, le tableau 4.11 donne les résolutions en position transverse et longitudinale

	Nb d'evt avec au moins 2 traces simulées	Nb d'evt avec au moins 3 traces simulées	Nb d'evt 2p correctement reconstruits	Nb d'evt 3p correctement reconstruits	ϵ^{2p}	ϵ^{3p}	π^{2p}	π^{3p}
τ	7612	7278	1490	1321	20%	18%	50%	74%
D^+	7992	7193	1786	1616	22%	16%	63%	80%
D_s^+	6373	6088	1022	1080	16%	18%	46%	73%
Λ_c^+	3172	2695	380	193	12%	7%	27%	69%
D^0	9118	9044	1196	1685	13%	18%	55%	90%

TAB. 4.10 – Efficacités et puretés de reconstruction pour les événements τ et charmés à 2 et 3 traces. Les erreurs statistiques sont de l'ordre ou inférieures au pourcent.

de V_1^{rec} et V_2^{rec} pour les événements correctement reconstruits. Les résolutions données correspondent aux moyennes pondérées suivant la distance trace-vertex. Comme précédemment, les résolutions longitudinales (suivant l'axe du neutrino) sont moins bonnes que les transverses ; on remarque également que les résolutions du deuxième vertex sont meilleures pour les événements à 3 traces reconstruites que ceux à 2 traces, car ceux à 3 traces permettent une reconstruction plus précise.

	V1		V2 (2p)		V2 (3p)	
	σ_{XY}	σ_Z	σ_{XY}	σ_Z	σ_{XY}	σ_Z
τ	1.4	11.8	2.0	21.2	1.5	16.6
D^+	1.2	8.6	2.4	18.7	1.5	11.3
D_s^+	1.0	7.7	2.0	18.5	1.1	15.1
Λ_c^+	1.3	13.6	2.8	27.2	2.1	32.5
D^0	1.9	6.9	2.9	20.7	1.9	15.6

TAB. 4.11 – Résolutions sur la position longitudinale (Z) et transverse (XY) des vertex reconstruits.

4.2.4 Effets du bruit de fond cosmique sur la reconstruction de vertex

Jusqu'à présent, les événements étudiés ne comportaient aucun bruit de fond. La source principale d'erreur potentielle dans la formation de vertex provient des rayons cosmiques, auxquels la brique a volontairement été exposée dans un puits blindé pendant un jour, afin de créer des traces d'alignement dans la brique. Comme précisé dans le chapitre 2, environ 50000 muons cosmiques vont s'accumuler dans les émulsions, avec une énergie moyenne de 4 GeV et un angle dont la tangente est comprise entre -1 et 1 (voir figure 2.17 du chapitre 2). Ceci amène à une densité de 4 basetraces par mm^2 . Nous allons voir ici tout d'abord à quel moment de la reconstruction les difficultés liées aux traces de muons cosmiques interviennent, puis nous verrons l'effet de ce bruit de fond sur la reconstruction de vertex.

Difficultés liées à la précision du scanning de suivi

Il faut rappeler ici la méthode de recherche de vertex dans les émulsions OPERA : le scanning de suivi permet tout d'abord de localiser une zone de vertex grâce à la position du

point d'arrêt d'une trace suivie depuis la fin de la brique, puis un scanning de volume permet de reconstruire l'interaction complète, comme schématisé sur la figure 2.48 du chapitre 2. Ces deux procédés sont détaillés dans la section 2.5.4 du chapitre 2. Le scanning de volume est effectué sur une longueur équivalente à 11 cellules plomb-émulsion : 7 en aval du point d'arrêt et 3 en amont. Suivant la précision du point d'arrêt, des faux vertex (non issus d'interaction neutrino) pourront être considérés par erreur comme un vertex neutrino. Dans la suite, le scanning de suivi lui-même n'est pas modélisé, mais on a simulé la position du point d'arrêt par un étalement de la position du (premier) vertex primaire suivant une gaussienne d'écart-type σ_{xy} pour la position transverse et σ_z pour longitudinale. Afin de prendre en compte l'asymétrie entre les résolutions en position longitudinale et transverse, on fixe $\sigma_z=10\sigma_{xy}$. On peut se trouver dans le cas d'une résolution dite nulle, quand on parvient à reconstruire des traces primaires par scanning de suivi jusqu'à la feuille d'émulsion aval la plus proche du vertex primaire d'interaction. Ce cas intervient par exemple quand la trace du muon issu d'une interaction $\nu_\mu CC$ a été reconstruite jusqu'à sa première basetrace visible dans les émulsions par scanning de suivi.

La résolution en position du scanning de suivi est encore mal connue, et dépend du type de topologie : comme nous le verrons plus tard, une trace de muon est facilement suivie au travers des émulsions, mais un événement dit "0 μ ", comme par exemple $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$, est plus délicat à localiser (il faut suivre les traces de hadrons ou gerbes électromagnétiques secondaires, peu énergétiques et donc soumises à une large diffusion dans le plomb).

Nous allons étudier l'évolution des valeurs d'efficacité et pureté de reconstruction des événements $\nu_\mu CC$ et $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$ étudiés précédemment, pour différentes valeurs de la résolution du point d'arrêt. Le bruit de fond cosmique a été généré par M. Sioli d'après [96] ; nous avons ensuite procédé à la simulation complète d'une brique pour ces événements de cosmiques, comme détaillé dans la section 4.1. La reconstruction de volumetraces et de vertex a ensuite été réalisée simultanément pour les traces de cosmiques et les événements neutrino utilisés dans la section 4.2.2 et 4.2.3. La figure 4.26 montre un exemple de traces et basetraces de bruit de fond cosmique reconstruites dans les émulsions.

Comparaison des efficacités et puretés avec et sans bruit de fond

• *Méthode utilisée pour valider un vertex reconstruit*

Nous présentons ici une méthode de recherche de vertex avec bruit de fond, qui a été développée lors d'un stage de Master 1 effectué par S. Valat au LAPP [117], sous ma direction. Les deux cas détaillés ci-dessous sont schématisés sur la figure 4.27.

- Pour la recherche d'événements à 1 vertex type $\nu_\mu CC$, on choisit le vertex le plus en amont ayant la plus grande multiplicité, dans une zone limitée à une ellipse à 3 dimensions possédant un grand rayon R_z suivant l'axe du neutrino, dix fois plus grand que le petit rayon en x et y R_{xy} . Ceci permet de limiter la contamination en bruit de fond. La valeur du rayon de l'ellipse dépend de la résolution du point d'arrêt ; dans l'étude que nous présentons, nous avons défini $R_{xy}=5\sigma_{xy}$, et $R_z=5\sigma_z=10R_{xy}$. Le fait d'utiliser une ellipse et non une sphère permet de prendre en compte l'asymétrie entre les résolutions en position longitudinale et transverse que nous avons vue précédemment. Dans le cas où la résolution du point d'arrêt est nulle, on applique pour la zone de recherche des tolérances qui ne dépendent que de la résolution en position du vertex, en appliquant un facteur 5 aux résolutions vues précédemment (soit 10

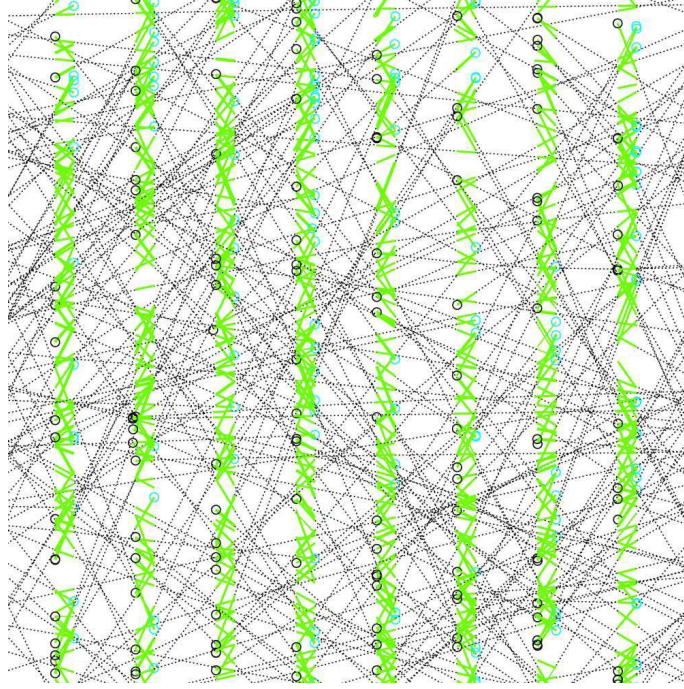


FIG. 4.26 – Exemple de traces et basetraces de bruit de fond cosmique reconstruites dans les émulsions. Les traits gras (vert) représentent les basetraces reconstruites, les traits pointillés les traces reconstruites en volume à partir des basetraces.

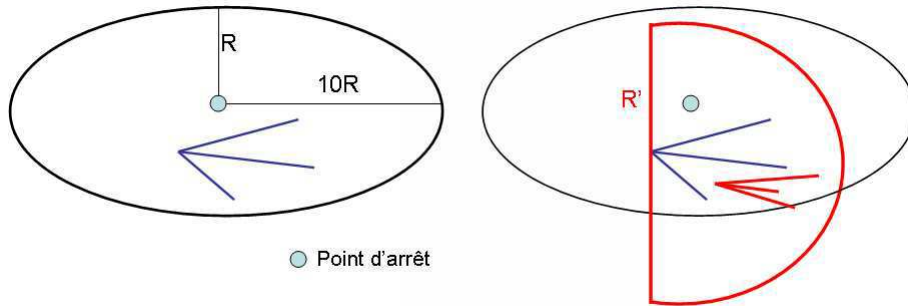


FIG. 4.27 – Méthode de recherche de vertex avec bruit de fond, pour des événements à 1 vertex à gauche, et à 2 vertex à droite.

μm pour R_{xy} et $100 \mu\text{m}$ pour R_z).

- La recherche d'événements à 2 vertex, comme $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$, s'effectue de la même manière que dans le cas d'un seul vertex en ce qui concerne le premier vertex, en sélectionnant le vertex reconstruit le plus en amont. Le deuxième vertex est recherché dans un demi-cercle centré sur le premier vertex ; le rayon est choisi en fonction de la distance de désintégration du τ , qui peut s'étendre jusqu'à 5mm.

• *Evolution de la pureté et de l'efficacité de reconstruction pour les événements $\nu_\mu CC$*

La figure 4.28 reprend l'exemple de l'événement MC ν_μ CC reconstruit dans les émulsions, visible sur la figure 4.4, ici en présence de bruit de fond cosmique (reconstruit avec une résolution de scanning de suivi nulle); on a entouré le vertex primaire correspondant. On voit que, malgré la densité de traces de bruit de fond, l'algorithme parvient à reconstruire le vertex aussi bien que sans le bruit de fond, grâce à la résolution micrométrique de reconstruction. Cet exemple illustre le fait que la difficulté en présence de bruit de fond réside plus en l'iden-

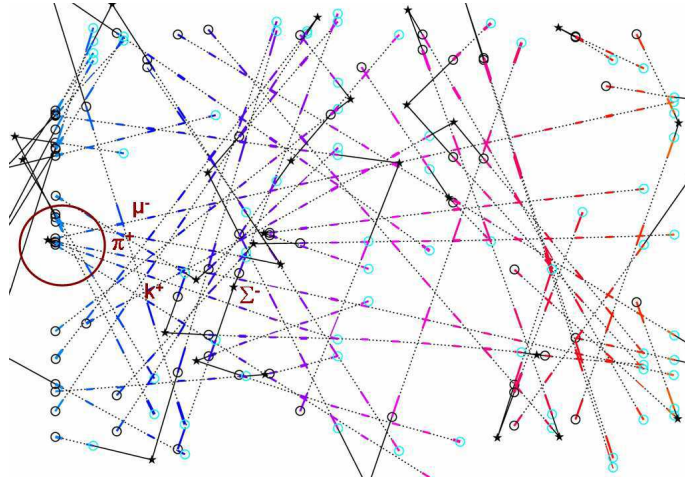


FIG. 4.28 – Exemple d'un événement MC ν_μ CC reconstruit dans les émulsions en présence du bruit de fond cosmique. Seules les traces attachées à un vertex sont représentées.

tification du vertex neutrino qu'en sa reconstruction.

La figure 4.29 montre l'évolution de l'efficacité et de la pureté de reconstruction des événements ν_μ CC avec bruit de fond cosmique, en fonction de la résolution du point d'arrêt du scan de suivi. On voit que la pureté est relativement stable entre 96 et 92% jusqu'à une résolution de 300 μm , mais diminue à 75% pour 500 μm de résolution. De même, l'efficacité est stable à 86% jusqu'à 300 μm , et diminue à 75% pour 500 μm de résolution.

Les fausses associations dues au bruit de fond qui génèrent la diminution de la pureté sont en fait dues à des vertex à 2 traces formés à partir des traces de muons cosmiques, qui ont été retenus en tant que vertex ν_μ CC; ceci est illustré par la figure 4.30, qui montre la différence entre le nombre d'événements reconstruits avec une résolution nulle et ceux reconstruits pour chaque valeur de résolution, ceci pour tous les événements et pour ceux reconstruits uniquement à 2 traces : on voit que les différences d'événements correspondent dans tous les cas. Par exemple, sur 1199 événements ν_μ CC correctement reconstruits à 2 traces avec une résolution nulle, seulement 633 sont correctement reconstruits à 2 traces avec une résolution de 500 μm ; le nombre d'événements non reconstruits à 2 traces correspond à 4% près aux événements non reconstruits à cette résolution. Pour illustrer ceci, la figure 4.30 montre la provenance des traces attachées au vertex pour les événements reconstruits à 2 traces avec une résolution de scanning de suivi de 500 μm : 55% des vertex à 2 traces ne comportent aucune trace du vertex primaire réel, mais sont composés essentiellement de traces de bruit de fond.

Cependant, il existe une nouvelle méthode, utilisée actuellement, mise en place pour valider un vertex ν_μ CC reconstruit après un scanning de volume : on demande à ce que la

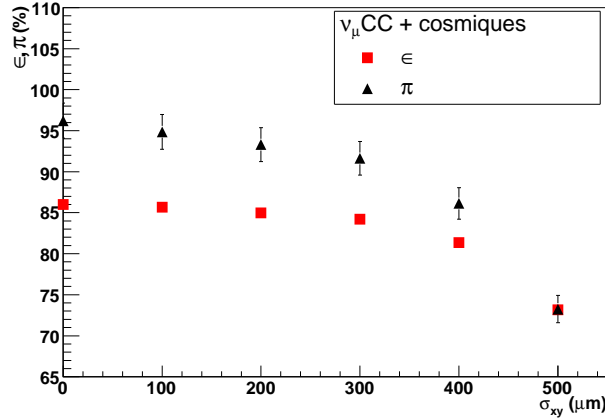


FIG. 4.29 – Evolution de l’efficacité et de la pureté de reconstruction des événements ν_{μ} CC avec bruit de fond cosmique, en fonction de la résolution du point d’arrêt du scan de suivi.

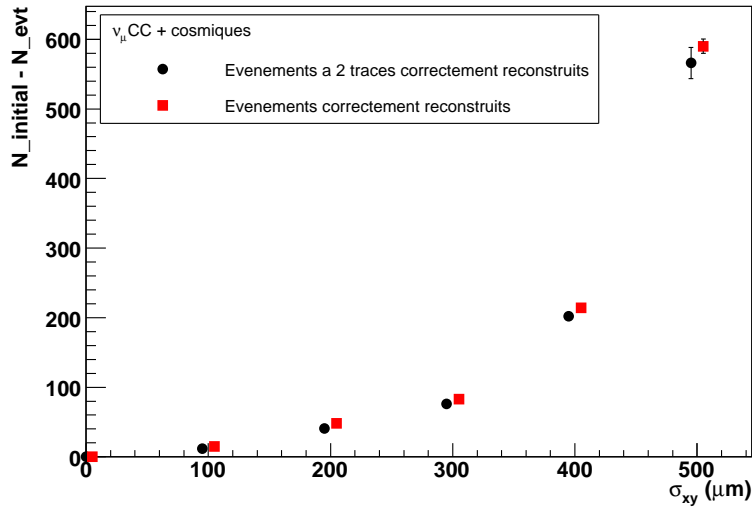


FIG. 4.30 – Cas des événements ν_{μ} C reconstruits avec bruit de fond : Différence entre le nombre d’événements reconstruits avec une résolution nulle du point d’arrêt du scanning de suivi, et le nombre d’événements reconstruits pour chaque valeur de la résolution, pour tous les événements et ceux reconstruits uniquement à 2 traces.

trace reconstruite par scanning de suivi apparentée au muon (reconnue grâce à la trace laissée dans les spectromètres), soit également attachée au vertex reconstruit. La trace est reconnue grâce à sa position, mais surtout à l’angle, puisque les résolutions angulaires sont de l’ordre du mrad. Ainsi, on peut s’affranchir des difficultés liées à la baisse de pureté en présence du bruit de fond cosmique. De plus, des études récentes menées par L. Scotto [118] montrent que le scanning de suivi permet de reconstruire la trace du muon jusqu’au vertex de production dans 90% des cas. On se trouve donc ici dans le cas d’une résolution du point d’arrêt nulle. Dans les 10% des cas restants, la trace du scanning du suivi est en général reconstruite jusqu’à

une ou deux feuilles en aval du vertex, et on retrouve la trace correspondant au muon après scanning de volume par comparaisons angulaires. En considérant les 92% d'événements $\nu_\mu\text{CC}$ correctement reconstruits pour lesquels la trace du muon est attachée au vertex reconstruit (voir section 4.2.2), ceci amène à une efficacité finale de reconstruction des interactions $\nu_\mu\text{CC}$ de 79%, avec une pureté de 96%. Ces chiffres sont à comparer à ceux obtenus sans bruit de fond donnés dans le tableau 4.2, respectivement de 80% et 97% pour l'efficacité et la pureté (avec $\text{IP}_{\text{max}}=12 \mu\text{m}$). Cette étude est encore en cours, et demanderait à être à couplée à une simulation complète du scanning de suivi.

• *Pureté et efficacité de reconstruction pour les événements $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$*

On vient de voir qu'il est aisé de reconstruire des interactions $\nu_\mu\text{CC}$, sans et avec bruit de fond cosmique, car il existe une trace d'une particule énergétique (le muon) qui atteint la fin de la brique, peut traverser d'autres briques, et laisser une trace dans les spectromètres. L'identification et le suivi jusqu'au vertex d'interaction est donc facile. Cependant, dans le cas d'interactions sans muon (dites "0mu"), la procédure de scanning de suivi est plus délicate : elle se fait en général à partir des traces secondaires de gerbes électromagnétiques, ou de pions suffisamment énergétiques pour atteindre la fin de la brique. Par exemple, une étude récente de L. Scotto [118] sur la reconstruction d'événements $\nu_\mu\text{NC}$ a montré que dans seulement 70% des cas, le scanning de suivi permet de localiser correctement la zone de scanning de volume (c'est à dire que l'interaction initiale se trouve dans la zone de scanning de volume standard, soit 3 feuilles en amont, 7 feuilles en aval, sur une surface de $2.5 \times 2.5 \text{ mm}^2$). Les interactions sujettes à ces difficultés de reconstruction sont les $\nu_x\text{NC}$, ainsi que $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow e^-$, h ou $3h$, et $\nu_x \rightarrow \text{charm} \rightarrow e^-$, h ou $3h$.

Comme précisé précédemment, le scanning de suivi n'est pas simulé dans cette étude, mais la méthode utilisée, décrite plus haut, permet de rendre compte en première approche des effets du bruit de fond cosmique sur la reconstruction des événements à 2 vertex. Nous donnons ici un exemple pour les $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$ reconstruits après scanning de volume dans une zone de taille standard, en considérant que la zone a été correctement déterminée ; cette étude peut également s'appliquer aux particules charmées. Les autres types d'interaction ne sont pas étudiées ici.

La figure 4.31 reprend l'exemple de l'événement MC $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$ reconstruit dans les émulsions, visible sur la figure 4.11 à gauche, ici en présence de bruit de fond cosmique (reconstruit avec une résolution de scanning de suivi nulle) ; on a entouré les deux vertex correspondants. De la même manière que pour l'exemple donné pour la reconstruction $\nu_\mu\text{CC}$, On voit que pour cet événement, l'algorithme parvient à reconstruire les deux vertex aussi bien que sans le bruit de fond, et la difficulté réside en l'identification des deux vertex.

La figure 4.32 montre l'évolution de l'efficacité et de la pureté de reconstruction des événements $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$ à 2 et 3 traces au deuxième vertex, avec bruit de fond cosmique, en fonction de la résolution du point d'arrêt du scan de suivi : en comparant avec les chiffres d'efficacité et pureté donnés dans le tableau 4.10, on voit que le bruit de fond cosmique n'a pas d'effet notable sur la reconstruction d'événements à 2 vertex, à part sur la pureté des événements à 2 traces au deuxième vertex de 50% sans bruit de fond, qui devient 38% avec bruit de fond (au mieux) ; on constate également une évolution avec la précision du point d'arrêt de l'efficacité de reconstruction des événements à 2 traces au deuxième vertex, qui passe de 38% avec une résolution nulle, à 30% à partir de $100 \mu\text{m}$ de résolution. Également, la pureté des événements à 2 traces diminue de 18% à 12%. Le bruit de fond a moins d'effets

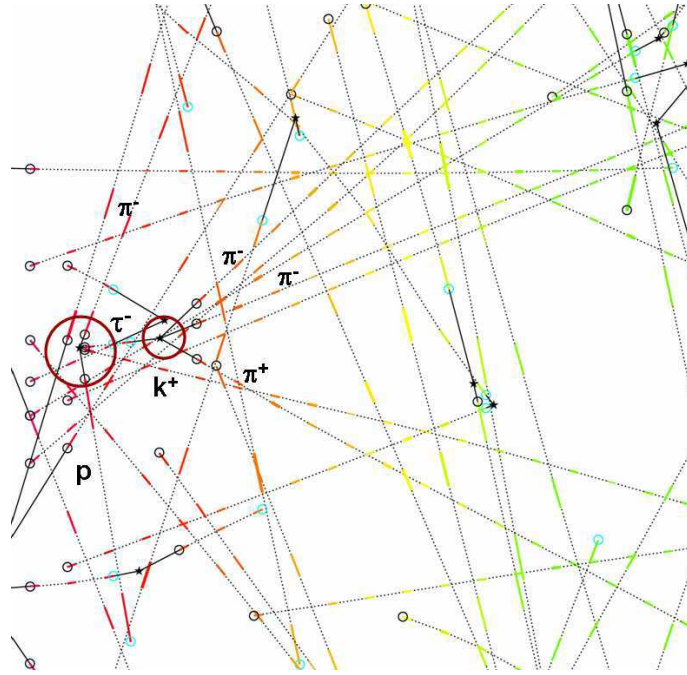


FIG. 4.31 – Exemple d'un événement MC $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$ reconstruit dans les émulsions en présence du bruit de fond cosmique. Seules les traces attachées à un vertex sont représentées.

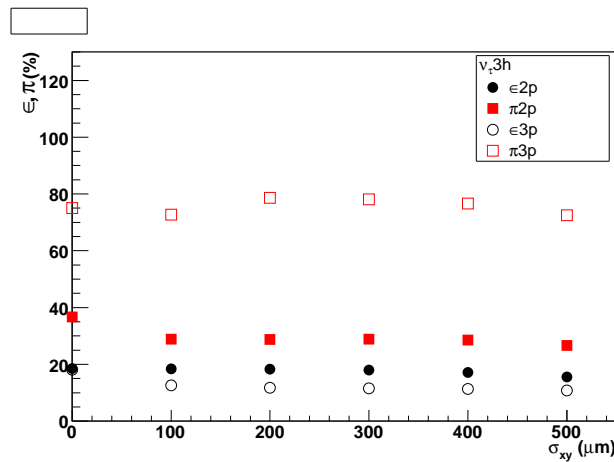


FIG. 4.32 – Evolution de l'efficacité et de la pureté de reconstruction des événements $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$ à 2 et 3 traces au deuxième vertex, avec bruit de fond cosmique, en fonction de la résolution du point d'arrêt du scan de suivi.

sur la reconstruction d'événements à 2 vertex que sur la reconstruction d'événements à 1 seul vertex, car il est difficile de reconstruire une topologie à 2 vertex avec des traces de cosmiques ; cependant, dans le cas de reconstruction à 2 traces au premier ou à chaque vertex, les confusions restent probables, ce qui explique la diminution de pureté des événements à 2 traces au deuxième vertex. Ceci explique également la baisse d'efficacité des événements reconstruits à 3 traces, car sélectionner un mauvais premier vertex à 2 traces ne permet pas de retrouver

correctement le deuxième vertex. Cependant, il faut garder en mémoire que ces chiffres sont valables pour une zone de scanning de volume correctement définie. On peut penser que ceci est réalisable dans le cas où cette zone est étendue si aucune interaction acceptable à 2 vertex n'est reconnue dans la zone standard, qui aura été définie par le point d'arrêt du scanning de suivi.

4.2.5 Conclusions sur l'algorithme de "Pair-Based-Vertex"

On a vu dans cette partie que l'algorithme officiel de reconstruction de vertex utilisé dans OPERA permet de reconstruire correctement des événements à 1 vertex primaire, du type $\nu_\mu\text{CC}$, avec une efficacité de l'ordre de 80%, et une pureté de 97% sans bruit de fond ; de par la méthode de recherche et validation de vertex dans les émulsions, ces valeurs sont similaires en présence du bruit de fond cosmique.

Les événements à 2 vertex, du type $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$, sont quant eux reconstruits avec une efficacité de l'ordre de 38% et une pureté moyenne de 60% sans bruit de fond ; l'efficacité de reconstruction descend à 30% en présence de bruit de fond cosmique. Ces faibles valeurs sont dues aux multiples confusions entre les 2 vertex à cause de leur proximité : l'ordre d'associations de traces en paires et les ajustements successifs de position de vertex dans l'algorithme biaisent la reconstruction et sont la principale source de ces confusions.

4.3 Perspectives

Dans ce chapitre, on a réalisé une des études les plus complètes des performances de l'algorithme officiel de reconstruction de vertex dans OPERA, nommé "Pair Based Vertex" (PBV), dans le but de déterminer les efficacités et puretés pour l'analyse du canal du τ en trois hadrons chargés.

On a montré que l'algorithme de "Pair Based Vertex" est très performant pour la reconstruction d'événements à un seul vertex primaire type $\nu_\mu\text{CC}$, mais conduit à des efficacité et pureté de l'ordre de 38% et 60% (en moyenne) pour ce qui est de la reconstruction d'événements à deux vertex. Les nombreuses confusions trace-vertex du PBV sont dues à la méthode elle-même : l'utilisation de la position ajustée du vertex à différents niveaux de l'algorithme, ainsi que la dépendance du résultat par rapport à l'ordre d'association des traces, produisent des fausses associations multiples qui, de plus, déplacent la position du vertex original.

C'est pourquoi, un nouvel algorithme de reconstruction de vertex doit être déterminé, dont le but est de supprimer le biais dû à l'ordre de groupement des paires, et en considérant non plus le vertex comme un objet ayant une position déterminée, mais comme une entité géométrique sans position exacte. Ce type d'algorithme, dont la philosophie est différente de celle du PBV, est implémenté dans un outil de reconstruction parallèle, SySal [99], également utilisé dans OPERA. L'algorithme, nommé "Global Vertex", est décrit en annexe 2. Son but premier n'est pas de remplacer le PBV, mais de réduire les confusions selon les topologies d'événements, et ainsi d'améliorer la reconstruction des événements à deux vertex type $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$. L'implémentation du GV dans l'algorithme officiel d'OPERA est en cours, et des comparaisons préliminaires entre les résultats du GV et du PBV sont également données en annexe 2.

Toutefois, la reconstruction des événements à deux vertex est potentiellement limitée par des phénomènes de diffusion qui complexifient la recherche de vertex, et introduit des confusions avec les algorithmes de reconstruction actuels. Néanmoins, avec les efficacités et puretés

de reconstruction des événements $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$ déterminées dans ce chapitre, nous allons démontrer dans le chapitre suivant qu'il est tout de même possible d'inclure ce canal de désintégration dans la recherche du neutrino τ .

Chapitre 5

Analyse du canal $\tau \rightarrow 3h$ et du bruit de fond charmé

Dans OPERA, la signature de l'apparition d'un neutrino ν_τ sera la détection du lepton τ à travers ses quatre canaux de désintégration principaux que nous avons vus dans le chapitre 2. Nous nous intéressons ici au canal en 3 hadrons chargés, pour lequel un premier travail [112] a permis de développer des variables topologiques afin de séparer le bruit de fond du signal. Nous avons effectué une étude plus précise sur le nombre d'événements attendus, grâce à des simulations et reconstructions Monte Carlo plus complètes.

Dans ce chapitre nous allons tout d'abord examiner les caractéristiques du bruit de fond principal, la production et désintégration de particules charmées; ensuite nous détaillons les différentes variables élaborées; finalement, nous discutons les résultats sur la séparation τ /charme avec la variable de vraisemblance à différents niveaux d'analyse.

5.1 Bruit de fond charmé

Comme on l'a mentionné dans le chapitre 2, le principal bruit de fond, hormis pour le canal $\tau \rightarrow \mu$, vient de la production de particules charmées par interaction neutrino courant chargé. On rappelle les quantités produites dans OPERA [67] dans le tableau 5.1. Les masse

particule charmée	fraction de charmes produits
Λ_c^+	26%
D^+	10%
D_s^+	18%
D^0	45%

TAB. 5.1 – Rapports de branchement pour la production des différentes particules charmées dans OPERA.

et temps de vol de ces particules sont voisins de ceux du τ (voir tableau 2.3 du chapitre 2), et elles possèdent les mêmes canaux de désintégration (μ , e, h, 3h).

Dans le cas du canal de désintégration en 3 hadrons, les topologies de $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$ et de $\nu_\mu \rightarrow \text{charme} \rightarrow 3h$ sont similaires, mais pas identiques, comme on peut le voir sur les schémas

5.1 et 5.2. Les variables topologiques développées dans la section 5.3 s'appuient sur les deux considérations suivantes :

- La production de particule charmée s'effectue dans la gerbe hadronique, ce qui n'est pas le cas du lepton τ .
- La présence d'un ν_τ au vertex de désintégration du τ introduit de l'énergie manquante qui n'existe pas au vertex de désintégration des particules charmées.

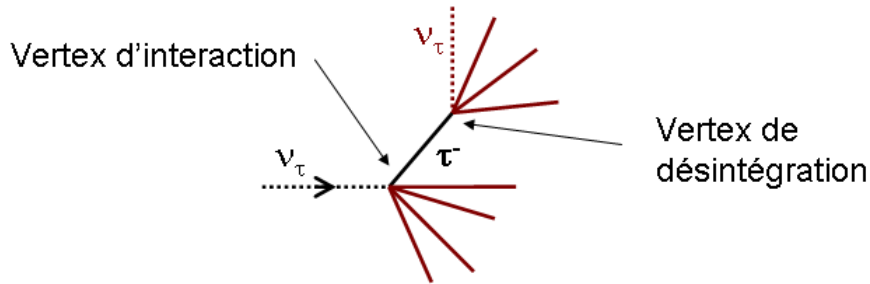


FIG. 5.1 – Schéma d'une interaction de $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$.

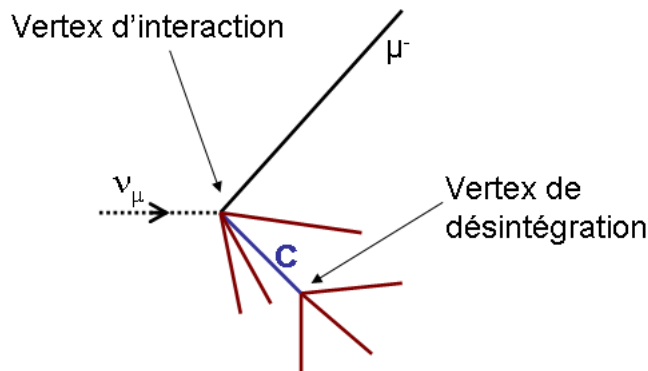


FIG. 5.2 – Schéma d'une interaction de $\nu_\mu \rightarrow \text{charme} \rightarrow 3h$.

Nous allons maintenant calculer le nombre d'événements $\nu_\mu \rightarrow \text{charme} \rightarrow 3h$ que l'on attend dans OPERA. Sauf après reconstruction de vertex, on ne considère pas les événements de type D^0 car cette particule se désintègre en 2 (35.7%) et 4 (11.8%) hadrons chargés ; elle génère tout de même un bruit de fond, relativement important vu la quantité produite (45% des charmes), dans le cas d'inefficacités de reconstruction de vertex, telles que détaillées dans le chapitre 4. Le tableau 5.2 résume les taux de branchement en 3 hadrons chargés des différentes particules charmées, calculés à l'aide du PDG 2006 [9].

Considérant les 3000 $\nu_\mu CC$ attendus par an et par kt de plomb dans la cible d'OPERA, ainsi que la section efficace des $\nu_\mu CC_{\text{charme}}$ égale à 3% des $\nu_\mu CC$ pour les charmes chargés (voir chapitre 2), on peut calculer le nombre N_c d'événements charmés attendus par an et par kt :

$$N_c = 3000 \times 0.03 \times f_c \times \text{BR}(3h), \quad (5.1.1)$$

où f_c représente la fraction de charme produite. Les valeurs de N_c sont indiquées dans le

Particule	D^+ ↓	D_s^+ ↓	Λ_c^+ ↓
Canaux	$K^- \pi^+ \pi^+$ (9.5%)	$K^+ K^- \pi^+$ (5.2%)	$p K^- \pi^+$ (5.0%)
	$K^- \pi^+ \pi^+ \pi^0$ (5.5%)	$K^+ K^0 \pi^+ \pi^-$ (3.1%)	$p K^0 \pi^+ \pi^-$ (2.6%)
	$\pi^+ \pi^+ \pi^- (\pi^0)$ (1.4%)	$K^0 K^- \pi^+ \pi^-$ (3.3%)	$p K^- \pi^+ \pi^0$ (3.4%)
	$\pi^+ \pi^+ \pi^- K_s^0$ (3.1%)	$\pi^+ \pi^+ \pi^- K_s^0$ (1.2%)	$\pi^+ \pi^+ \pi^-$ (neutres) (4.4%)
			$\Sigma^+ \pi^+ \pi^- (\pi^0)$ (6.3%)
		$\Sigma^- \pi^+ \pi^+$ (1.9%)	
Total BR(3h)	19.5%	14.8%	23.6%

TAB. 5.2 – Canaux de désintégration en 3 hadrons chargés des particules charmées

tableau 5.3 pour chaque particule charmée.

	Fraction de charmes produite par courant chargé	BR(3h)	Nc attendus /kt/an	$\frac{N_{\text{charme}}}{N_{\text{tau}}}$
Λ_c^+	0.26	23.6 %	6.2	3.0
D^+	0.10	19.5 %	2.0	1.0
D_s^+	0.18	14.8 %	2.7	1.3

TAB. 5.3 – Nombre d'événements attendus par an et par kt de plomb au Gran Sasso pour un Δm_{23}^2 de $2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$.

D'autre part, la figure 5.3 montre les spectres en énergie des événements $\nu_\tau \text{CC}$ et $\nu_\tau \text{CC DIS}$ pour un Δm_{23}^2 de $2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$: 99% des $\nu_\tau \text{CC}$ interagissent par diffusion profondément inélastique. Comme indiqué dans le chapitre 2, le rapport de branchement du τ en 3 hadrons chargés est de 15% ; sachant que l'on attend 14 événements $\nu_\tau \text{CC}$ par an et par kt de plomb, on aura donc 2.1 événements $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3\text{h}$ par an et par kt de plomb. Les quantités relatives pour les événements tau et charmés en 3 hadrons sont indiqués dans le tableau 5.3. La contamination initiale en événements charmés est de 84%.

Toutefois, les événements charmés peuvent être discriminés grâce à la détection du muon primaire par les détecteurs électroniques. L'efficacité de détection des muons est visible sur la figure 2.10 du chapitre 1, et peut être paramétrée par :

$$\epsilon_{\mu^-} = 1 - e^{0.02 - 0.87E_{\mu^-}} \quad (5.1.2)$$

En convoluant les événements charmés par $(1 - \epsilon_{\mu^-})$, on conserve alors :

- 6.9% des D^+
 - 8% des D_s^+
 - 3.1% des Λ_c^+
- La figure 5.4 montre les spectres d'énergie des neutrinos pour les événements charmés avant et après suppression des événements avec un muon identifié.

La contamination des événements en charmes est donc finalement de 20%. Nous allons réduire encore cette contamination à l'aide de variables topologiques.

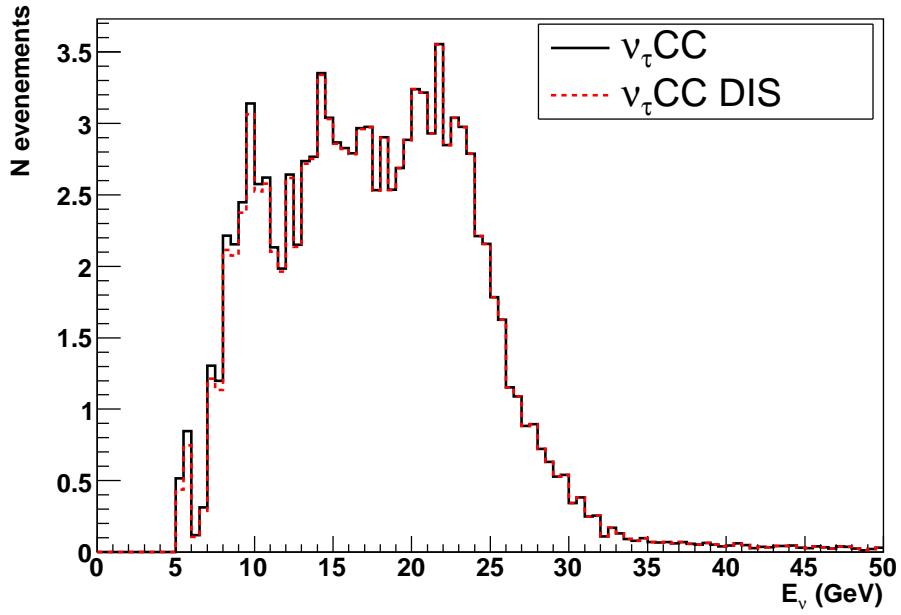


FIG. 5.3 – Énergie des ν_τ CC et ν_τ CC DIS

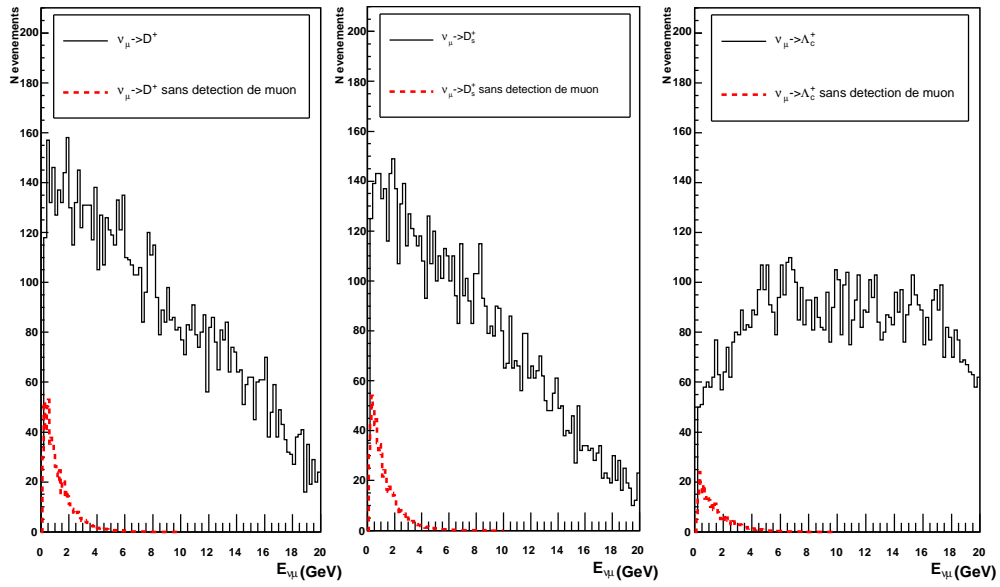


FIG. 5.4 – Énergie du ν_μ initial qui a produit les particules charmées, pour ceux dont le muon secondaire a été détecté dans les détecteurs électroniques (pointillés noirs), et pour ceux dont le muon n'a pas été détecté (trait plein noir).

5.2 Génération d'événements neutrino Monte Carlo dans OPERA

Avant de décrire l'analyse de séparation des événements τ et charmés, nous nous intéressons au générateur d'interactions neutrinos NEGN [120], utilisé dans OPERA.

NEGN est une adaptation du générateur d'événements neutrinos utilisé précédemment dans l'expérience NOMAD [121][122]. NOMAD était une expérience au CERN dédiée, comme OPERA, à observer des interactions neutrinos tau dans un faisceau de neutrinos mu. La plage d'énergie couverte par les événements ν_μ CC dans le détecteur de NOMAD est similaire à celle d'OPERA, avec une énergie moyenne de 48 GeV, et une étendue de quelques centaines de MeV à plus de 300 GeV. Le détecteur de NOMAD était constitué de plusieurs sous-détecteurs de précision, insérés dans le spectromètre à muons de UA1, qui offrait une cible de 2.7 tonnes de carbone. Comme on a vu dans la partie 1.2.1 du chapitre 1, la simulation des interactions neutrinos est délicate à cause des incertitudes à basse énergie (sous et autour du GeV), dues à un manque de données expérimentales, et une mauvaise connaissance des effets nucléaires (réinteractions nucléaires et moment de Fermi des nucléons). Le générateur de NOMAD a bénéficié d'un large lot de données de neutrinos courant chargé enregistrées pendant le fonctionnement de l'expérience, ce qui a permis d'ajuster les paramètres de simulation, notamment pour les réinteractions nucléaires. L'adaptation du générateur à OPERA concerne seulement la description du faisceau et de la cible.

Description du générateur

Les trois types d'interaction neutrino sont simulées :

- Les interactions DIS sont simulées à l'aide d'une version modifiée de LEPTO [123], générateur d'interactions par diffusion profondément inélastique de leptons sur des noyaux, où la fragmentation du système hadronique a été améliorée grâce à une interface avec le logiciel JETSET [124] (simulateur d'hadronisation).

- Les interactions RES et QE sont décrites par des sous-générateurs, respectivement basés sur les modèles de Rein-Sehgal [33] et Llewellyn-Smith [32] mentionnés dans le chapitre 1.

Les cascades hadroniques à l'intérieur des noyaux provoquent des réinteractions nucléaires, qui sont simulées dans les trois cas grâce à une distance (ou temps) de formation (FL). Pour un hadron produit au sein d'un jet, la FL est simulée par un temps τ , défini comme :

$$\tau_s = \tau_0 \frac{m_s^2}{m_s^2 + P_{sT}^2} \text{ dans le référentiel du hadron au repos,}$$

$$\text{et } \tau = \gamma_s \tau_s \text{ dans le référentiel du laboratoire,}$$

où m_s est la masse du hadron, et P_{sT} est l'impulsion transverse du hadron par rapport à l'axe du jet. τ_0 est appelé le temps propre de formation, paramètre libre, de l'ordre du fm/c. La dilatation de Lorentz dans le référentiel du laboratoire rend compte fait que les hadrons énergétiques ne pourront pas produire de réinteractions nucléaires.

La position des nucléons est simulée par les profils de densité nucléaire, et leur moment de Fermi par le paramétrage de Benhar [125]. Le nucléon avec lequel a lieu l'interaction neutrino est choisi aléatoirement ; les hadrons produits par l'interaction sont ensuite propagés dans le noyau, où ils forment une cascade. On rappelle que le neutrino ne peut interagir avec le nucléon que si l'énergie finale du nucléon est supérieure à son moment de Fermi. Pour les hadrons dont la FL est suffisamment courte, leur interaction sur un nucléon est alors simulée entièrement à

partir des sections efficaces hadron-nucléon. Ceci est répété pour tous les hadrons secondaires issus des réinteractions, et est possible jusqu'à 25 générations.

Ajustement des paramètres du générateur avec les données de NOMAD

NOMAD a pris des données de 1995 à 1998, et a enregistré $1.3 \cdot 10^6$ interactions $\nu_\mu CC$, qui ont permis de tester les simulations mises en place. Les premières simulations (avant 2000) ont montré un désaccord avec les données (notamment sur la multiplicité hadronique et certaines distributions angulaires), à cause d'un mauvais ajustement de la fragmentation hadronique ainsi que de la distance de formation. Les paramètres de fragmentation ont été réajustés grâce aux données de haute énergie ($>5\text{GeV}$), afin de s'affranchir des réinteractions nucléaires ; avec cette simulation correcte de la fragmentation hadronique, la FL a ensuite été réajustée grâce aux protons et neutrons présents dans l'état final, signes des multiples réinteractions nucléaires. Le temps propre de formation a finalement été ajusté à $2 \text{ fm}/c$. On peut noter ici que le temps propre doit être une constante universelle indépendante du type de processus qui a produit les hadrons. En effet, une valeur similaire de τ_0 a été obtenue par des expériences indépendantes d'interactions DIS de muons sur des noyaux [126].

De plus, les neutrons et protons rétrodiffusés sont cinématiquement interdits dans les interactions neutrinos, et proviennent des multiples réinteractions nucléaires. NOMAD a pu paramétrer la production de ces particules grâce à ses données.

Adaptation à OPERA

Dans le cas d'OPERA, la connaissance du système hadronique, et donc des réinteractions nucléaires, est primordiale pour deux raisons :

- Des coupures cinématiques concernant la gerbe hadronique peuvent être appliquées dans la recherche de ν_τ .
- La localisation de la brique candidate s'effectue à l'aide de la gerbe hadronique, et les particules rétrodiffusées peuvent entraîner des erreurs et définir une brique trop en amont de l'interaction.

NEGN a été ajusté en prenant en compte les caractéristiques du faisceau CNGS, ainsi que les différences entre les noyaux de carbone de NOMAD et de plomb dans OPERA. Les premières estimations de probabilité de trouver la bonne brique candidate étaient de 74% [67] ; après avoir pris en compte les calculs de production de particules rétrodiffusées, cette efficacité est tombée à 62%. Après des améliorations de conception de l'algorithme, elle est aujourd'hui de 80% en moyenne [93].

La simulation d'interactions neutrinos produite par NEGN va également pouvoir être reparamétrée grâce aux données d'OPERA, dont on attend 20000 interactions $\nu_\mu CC$ sur les 5 ans de fonctionnement.

5.3 Elaboration de variables topologiques discriminantes

Afin de tester des variables topologiques discriminantes, nous avons réalisé des échantillons de 10000 événements $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$ et 10000 événements $\nu_\mu \rightarrow \text{charme} \rightarrow 3h$ pour chaque type

de particule charmée, qui ont été générés à l'aide du logiciel NEGN.

Nous avons élaboré quatre variables discriminantes ; deux variables globales (Angle3D et thrust), et deux variables locales (E_{tot2} et θ_1). :

- E_{tot2} est la valeur de l'impulsion totale des particules chargées issues du vertex 2.
- θ_1 est l'angle, par rapport à l'axe du neutrino, de l'impulsion totale p_{tot1} des particules chargées de la gerbe hadronique issue de l'interaction (premier vertex). Cette variable est représentée sur la figure 5.5.

- Angle3D est l'angle du lepton τ ou de la particule charmée par rapport à p_{tot1} . Cette variable est représentée sur la figure 5.5.

- Le thrust caractérise l'étalement de l'interaction par rapport à l'axe de l'événement (\vec{nt}), choisi afin de maximiser la projection des impulsions transverses P_i de chaque particule ; il varie de 0.5 à 1 et est d'autant plus proche de 0.5 que l'événement est sphérique :

$$\Gamma = \frac{\Sigma(\vec{P}_i \cdot \vec{nt})}{\Sigma|P_i|}$$

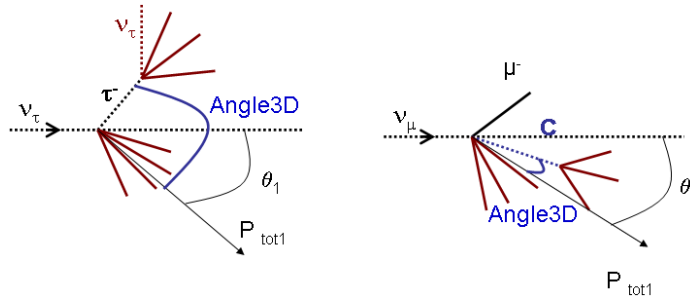


FIG. 5.5 – schéma des variables Angle3D et θ_1 pour les événements τ à gauche et charmés à droite.

Il faut remarquer que en général, les traces des particules charmées et τ ne seront pas reconstruites directement dans les émulsions ; leur trajectoire est déterminée en utilisant les coordonnées des vertex d'interaction et de désintégration. Dans le cas des événements charmés, le muon primaire qui n'a pas été détecté par les détecteurs électroniques est apparenté à un hadron et fait donc partie de la gerbe hadronique du premier vertex. Par ailleurs, le Λ_c^+ est un baryon, et possède des propriétés de production et désintégration différentes des mésons D^+ et D_s^+ .

Nous allons examiner les quatre variables décrites ci-dessus : afin de réaliser une comparaison qualitative, nous allons tout d'abord présenter les distributions des variables obtenues pour chaque type d'événement, normalisées à leur nombre d'entrées. Une étude quantitative sur la séparation τ /charmés est réalisée dans la section 5.4.

La figure 5.6 montre les distributions de la variable E_{tot2} pour chaque particule charmée ainsi que pour le τ . On s'attend à ce que l'énergie totale des particules issues de la désintégration du τ soit supérieure à celle des particules charmées, car l'énergie moyenne du τ est supérieure à celle des particules charmées comme on peut voir sur la figure 5.6. Cependant, cet effet est compensé par l'énergie manquante introduite par le ν_τ présent lors de la désintégration du τ . Finalement, la variable E_{tot2} est équivalente pour les D^+ et le τ , dont la masse est très voisine ; la distribution du D_s^+ possède une valeur moyenne supérieure, de par sa masse plus élevée ; le Λ_c^+ , même s'il a une masse supérieure à celle du D_s^+ , possède une moyenne

inférieure pour E_{tot2} de par son mode de production particulier. Les valeurs moyennes de E_{tot2} pour chaque particule sont indiquées dans le tableau 5.4.

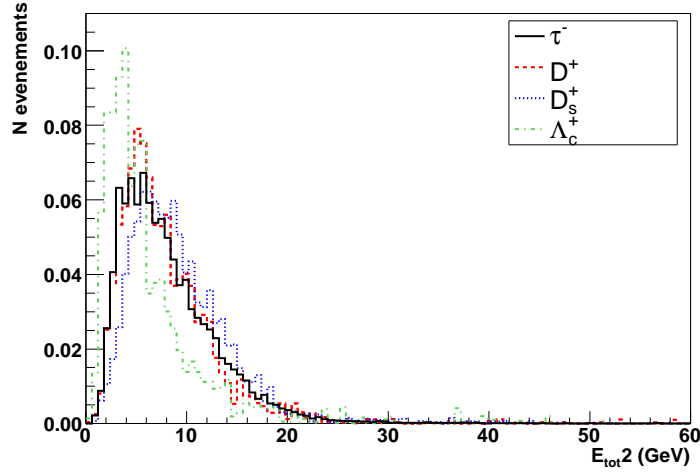


FIG. 5.6 – Distributions de la variable E_{tot2} pour chaque particule charmée ainsi que pour le τ .

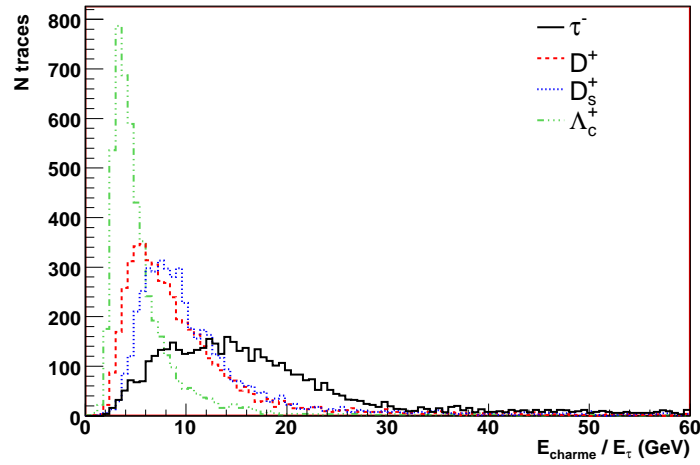


FIG. 5.7 – Distributions de l'énergie emportée par chaque particule charmée et par le τ .

	τ^-	D^+	D_s^+	Λ_c^+
$\langle E_{tot2} \rangle$ (GeV)	8.3	8.2	9.5	6.3

TAB. 5.4 – Valeurs moyennes de la variable E_{tot2} .

La figure 5.8 montre les distributions de la variable θ_1 pour chaque particule charmée ainsi que pour le τ . Comme le τ n'est pas émis dans la gerbe hadronique, et qu'il n'est pas

comptabilisé dans cette variable, les événements charmés possèdent un θ_1 plus faible ; cette variable est discriminante pour les D^+ et D_s^+ , mais la distribution du Λ_c^+ est trop proche de celle du τ dans la forme ainsi que dans la valeur moyenne. Les valeurs moyennes de θ_1 pour chaque particule sont indiquées dans le tableau 5.5.

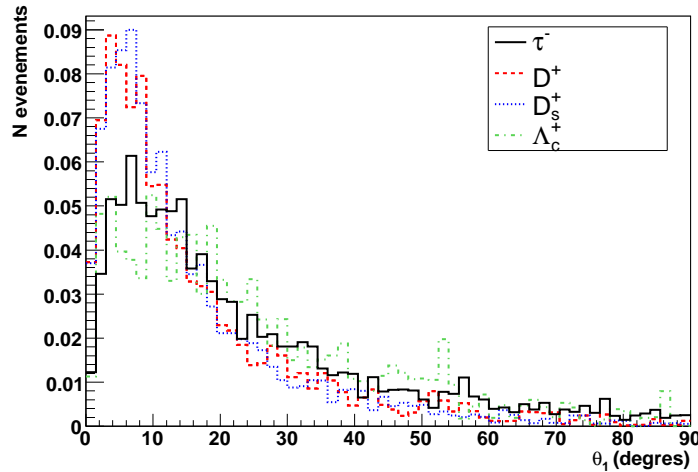


FIG. 5.8 – Distributions de la variable θ_1 pour chaque particule charmée ainsi que pour le τ .

	τ^-	D^+	D_s^+	Λ_c^+
$\langle \theta_1 \rangle$ (degrés)	23.2	16.5	15.6	25.1

TAB. 5.5 – Valeurs moyennes de la variable θ_1 .

La figure 5.9 montre les distributions de la variable Angle3D pour chaque particule charmée ainsi que pour le τ . Par la même considération que précédemment, les particules charmées forment un angle plus faible avec l'impulsion totale au premier vertex que le τ , émis hors de la gerbe. La variable Angle3D est donc discriminante pour les D^+ et D_s^+ ; comme pour θ_1 , elle ne l'est pas pour les Λ_c^+ . Les valeurs moyennes de Angle3D pour chaque particule sont indiquées dans le tableau 5.6.

	τ^-	D^+	D_s^+	Λ_c^+
$\langle \text{Angle3D} \rangle$ (degrés)	24.3	19.3	18.2	27.2

TAB. 5.6 – Valeurs moyennes de la variable Angle3D.

La figure 5.10 montre les distributions de la variable thrust pour chaque particule charmée ainsi que pour le τ . De par l'émission du ν_τ , les événements sont théoriquement plus étalés pour le τ que pour le charme. La variable thrust devrait donc être proche de 1 pour les particules charmées, et plus proches de 0.5 pour le τ . Cependant, les distributions des D^+ et D_s^+ sont très similaires à celle des événements τ . Ceci vient de la sélection des événements à basse énergie, due à la coupure sur l'énergie du muon : les événements de basse énergie sont

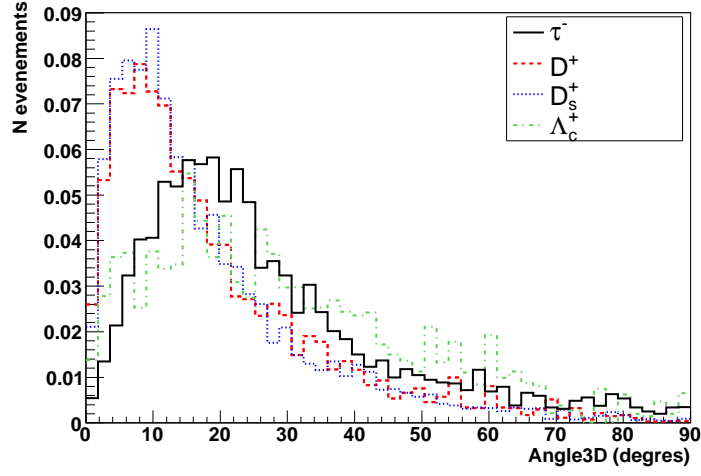


FIG. 5.9 – Distributions de la variable Angle3D pour chaque particule charmée ainsi que pour le τ .

plus sphériques. Celle des événements Λ_c^+ permet toutefois de les séparer du τ par sa forme piquée vers 1. Les valeurs moyennes du thrust pour chaque particule sont indiquées dans le tableau 5.7.

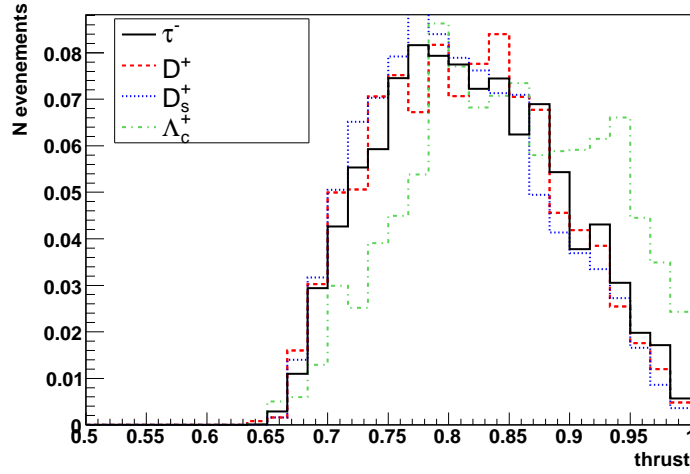


FIG. 5.10 – Distributions de la variable thrust pour chaque particule charmée ainsi que pour le τ .

	τ^-	D^+	D_s^+	Λ_c^+
$\langle \text{thrust} \rangle$	0.82	0.81	0.81	0.87

TAB. 5.7 – Valeurs moyennes de la variable thrust.

Finalement, les événements D_s^+ peuvent être séparés du τ^- grâce aux variables E_{tot2} , θ_1 ,

et Angle3D, les D^+ grâce aux variables θ_1 , et Angle3D, les Λ_c^+ grâce aux variables E_{tot2} et thrust. La figure 5.11 montre les distributions des quatre variables pour toutes les particules charmées ainsi que pour le τ ; leur normalisation correspond au nombre d'événements attendus par an et par kt après élimination des événements avec un muon identifié, soit 2.1 événements de $\nu_\tau \rightarrow \tau^- \rightarrow 3h$, et 0.6 événements de $\nu_\mu \rightarrow \text{charme} \rightarrow 3h$. Les valeurs moyennes de chaque variable pour les événements charmés et les événements τ sont indiquées dans le tableau 5.8.

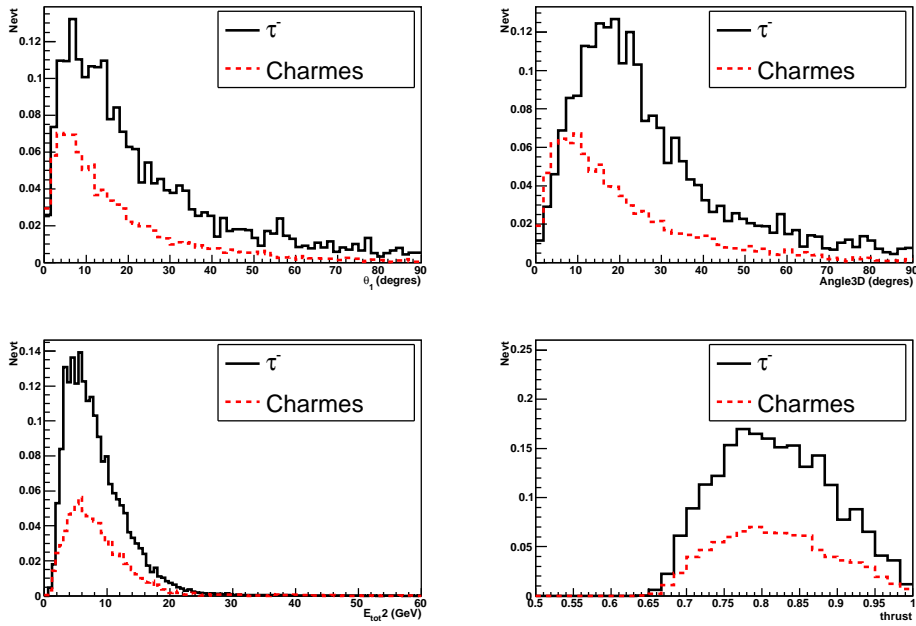


FIG. 5.11 – Distributions des variables E_{tot2} , θ_1 , Angle3D et thrust pour les événements τ et charmés au niveau générateur; les distributions sont normalisées au nombre d'événements par an et par kt.

	$\langle E_{tot2} \rangle$ (GeV)	$\langle \theta_1 \rangle$ (degrés)	$\langle \text{Angle3D} \rangle$ (degrés)	$\langle \text{thrust} \rangle$
τ^-	8.3	23.2	27.3	0.82
charmés	7.5	20.7	24.3	0.82

TAB. 5.8 – Valeurs moyennes des variables.

Des combinaisons de coupures bidimensionnelles sur ces quatre variables ont été étudiées dans une analyse préliminaire [128] où on a vu que la meilleure séparation est en fait obtenue à l'aide d'une méthode de vraisemblance. Nous allons maintenant appliquer cette méthode afin de séparer les événements charmés et τ .

5.4 Séparation τ /charme aux niveaux générateur et reconstruction, pour le canal en 3 hadrons chargés

La méthode de vraisemblance est une méthode statistique souvent utilisée en physique afin de séparer des événements de type signal des événements de type fond. Elle consiste en la construction d'un rapport de vraisemblance L , défini ainsi :

$$L = \frac{P_{sig}(x)}{P_{sig}(x) + P_{bdf}(x)}, \quad (5.4.1)$$

où $P_{sig}(x)$ et $P_{bdf}(x)$ correspondent respectivement aux densités de probabilité du signal et du bruit de fond pour un espace de paramètres donné, telles que

$$\int_0^1 P(x)dx = 1$$

Considérons une étude prenant en compte un nombre $Nvar$ de variables v_i ; les probabilités s'obtiennent en multipliant les probabilités $P_i^{sig}(x)$ pour le signal ou $P_i^{bdf}(x)$ pour le bruit, obtenues à partir de chaque variable v_i . Pour un événement donné A , les probabilités s'écrivent :

$$P_{sig}(A) = \prod_{i=1}^{Nvar} P_i^{sig}(v_i^A) \quad (5.4.2)$$

$$P_{bdf}(A) = \prod_{i=1}^{Nvar} P_i^{bdf}(v_i^A)$$

où v_i^A est la valeur de la variable v_i pour l'événement A .

Dans le cas traité ici, les $P_i^{sig}(v_i^A)$ et $P_i^{bdf}(v_i^A)$ s'obtiennent à partir du contenu des histogrammes Monte Carlo de la figure 5.11, normalisés à 1.

Le rapport de vraisemblance peut prendre des valeurs entre 0 et 1; de par la définition 5.4.1, les événements de bruit sont localisés vers des valeurs de L proches de 0, et le signal vers les valeurs proches de 1.

Cependant, cette méthode n'est optimale que dans le cas de variables non corrélées, ou ayant des corrélations linéaires, ce qui n'est pas le cas ici. La méthode d'Approximation des Projections et Corrélations (CPA) [127] permet de tenir compte des corrélations des variables entre elles de façon approximative. Pour des variables v_i gaussiennes de densité de probabilité $P_i(x)$, on peut construire la fonction gaussienne G telle que :

$$G(\vec{v}_i) = \frac{(2\pi)^{-Nvar/2}}{\sqrt{\det(C)}} \exp\left(-\frac{1}{2}\vec{v}_i^T C^{-1}\vec{v}_i\right), \quad (5.4.3)$$

où \vec{v}_i représente le vecteur des différentes variables v_i , et C est la matrice de covariance de dimension $Nvar \times Nvar$ construite avec les variables v_i . On remarque ici que la matrice de covariance est différente pour le bruit et le signal car les densités de probabilités sont différentes.

Dans le cas général courant où les variables ne sont pas gaussiennes (comme c'est le cas ici), il est possible de transformer les variables v_i en gaussiennes u_i ainsi :

$$u_i(x) = \sqrt{2} \operatorname{erf}^{-1}(2V_i(x) - 1),$$

où erf^{-1} est l'inverse de la fonction erreur, et V_i est la fonction cumulative de la variable v_i telle que :

$$V_i(x) = \int_{x_{min}}^x P_i(x') dx'$$

On peut ainsi réécrire les probabilités P_{sig} et P_{bdf} de l'équation 5.4.2 en utilisant la formulation gaussienne 5.4.3 :

$$P_{sig,bdf}(A) = \frac{1}{\sqrt{\det(C_{sig,bdf})}} \exp\left(-\frac{1}{2} \vec{u}_i^T (C_{sig,bdf}^{-1} - I) \vec{u}_i\right) \times \prod_{i=1}^{Nvar} P_i^{sig,bdf}(v_i^A) \quad (5.4.4)$$

où $C_{sig,bdf}$ est la matrice de covariance pour le signal ou le bruit construite avec les variables u_i .

5.4.1 Séparation des événements générés

Nous avons construit le rapport de vraisemblance L pour les événements τ et charmés, avec et sans la méthode CPA. Les distributions des quatre variables considérées sont visibles sur la figure 5.11. On peut observer les distributions de L sur la figure 5.12. Également, la figure 5.13 montre la dépendance en efficacité en fonction de la pureté obtenue à l'aide de coupures sur la valeur de L.

On remarque tout d'abord que la méthode CPA a permis de pousser la distribution des événements τ vers 1. Cependant, comme la contamination est relativement faible au départ (20%), l'amélioration apportée par cette méthode n'apparaît que pour des puretés supérieures à 86% : la méthode CPA permet d'obtenir une pureté de 90% avec une efficacité de 57% pour la méthode CPA, contre 45% sans appliquer la méthode.

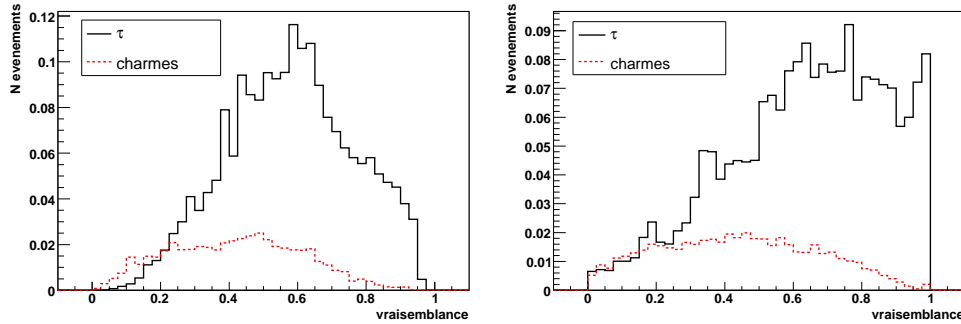


FIG. 5.12 – Distributions au niveau générateur du rapport de vraisemblance pour les τ et les particules charmées, avec et sans méthode CPA respectivement à gauche et à droite.

5.4.2 Séparation des événements après reconstruction de traces

Afin d'avoir des résultats plus réalistes, il est intéressant d'appliquer cette méthode de séparation sur les mêmes événements après reconstruction. Nous allons tout d'abord observer l'effet de reconstruction de traces, puis de vertex dans la partie suivante. Les événements reconstruits sont sélectionnés ici par leur nombre de traces reconstruites ; comme il faut au moins deux traces pour former un vertex, on demande à ce qu'au moins deux traces de chaque

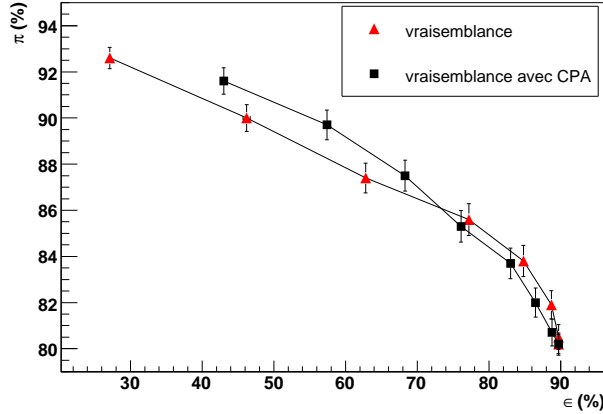


FIG. 5.13 – Courbes d’efficacité *versus* pureté au niveau générateur obtenues avec la méthode de vraisemblance, avec et sans CPA.

vertex (interaction et désintégration) soient reconstruites. Cette coupure sélectionne 48% des événements τ , et 35% des événements charmés.

Les distributions des quatre variables utilisées sont visibles sur la figure 5.14. La figure 5.15 montre les distributions du rapport de vraisemblance obtenues avec ces événements, avec et sans CPA. De même que précédemment, on voit que l’effet de la méthode CPA est de pousser les événements de signal vers 1, et les événements de bruit vers 0. Les évolutions avec et sans CPA pour l’efficacité en fonction de la pureté sont visibles sur la figure 5.16 : ici, la méthode CPA apporte une amélioration considérable, et permet d’obtenir une pureté de 90% avec une efficacité de 34% ; sans la méthode CPA, l’efficacité est de 21%.

De plus, afin de rendre compte de l’incertitude sur la reconstruction de l’impulsion, la valeur Monte Carlo est étalée selon les fonctions de résolution données par les équations 3.3.7 et 3.3.11 obtenues dans le chapitre 3. Également, afin de prendre en compte le fait qu’il est difficile de reconstruire l’impulsion des traces de faible énergie, on demande pour les variables thrust et E_{tot2} , qu’au moins deux traces de chaque vertex s’étendent sur au moins 5 feuilles d’émulsion. Les distributions d’efficacité/pureté à cette étape de la reconstruction sont visibles sur la figure 5.17. La méthode CPA permet d’obtenir une pureté de 90% avec une efficacité de 34%, égale à celle obtenue sans prendre en compte la reconstruction d’impulsion.

Dans toute la suite, on utilisera uniquement un rapport de vraisemblance calculé avec la méthode CPA.

5.4.3 Séparation des événements après reconstruction de vertex

La dernière étape de reconstruction est l’étape de formation de vertex. Comme nous l’avons vu dans le chapitre 4, dans le cas d’événements à 2 vertex rapprochés, il existe en plus des inefficacités de reconstruction, des erreurs d’attachement de traces, c’est-à-dire que les traces des premier ou deuxième vertex peuvent être attachées respectivement au deuxième ou premier vertex. A ce niveau, on inclut les événements D^0 , dont le deuxième vertex peut ne contenir que deux ou trois traces. La fraction de ces événements considérée contient les désintégrations

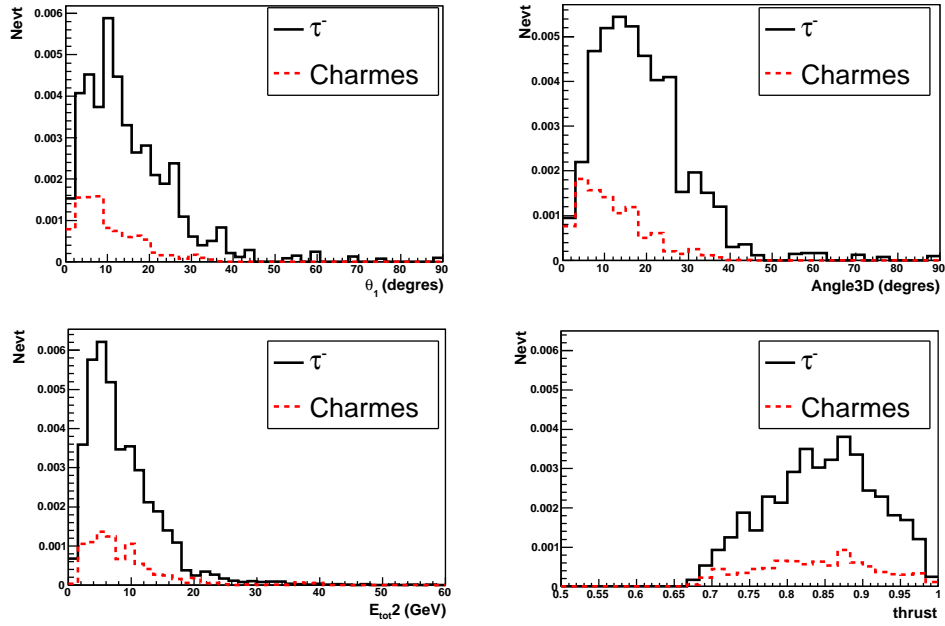


FIG. 5.14 – Distributions des variables E_{tot2} , θ_1 , Angle3D et thrust pour les événements τ et charmés après reconstruction de traces; les distributions sont normalisées au nombre d'événements par an et par kt.

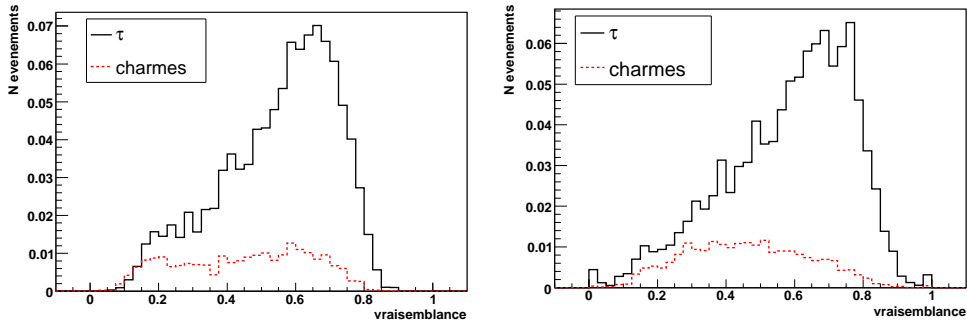


FIG. 5.15 – Distributions du rapport de vraisemblance après reconstruction de traces pour les τ et les particules charmées, avec et sans méthode CPA respectivement à gauche et à droite.

à 2 et 4 hadrons chargés reconstruits à 2 ou 3 particules au deuxième vertex ; on applique à ces événements la sélection en énergie due à la détection du muon, qui permet de ne sélectionner que 7.2% des événements D^0 . Finalement, on conserve 0.123 événements D^0 par an et par kt.

Comme les topologies sont différentes, on sépare pour l'analyse les cas où les événements sont reconstruits avec 3 particules au deuxième vertex (3p), de ceux avec 2 traces (2p). Les quantités d'événements par an et par kt pour les particules charmées et le τ sont indiquées dans le tableau 5.9.

La contamination totale du canal est de 33%.

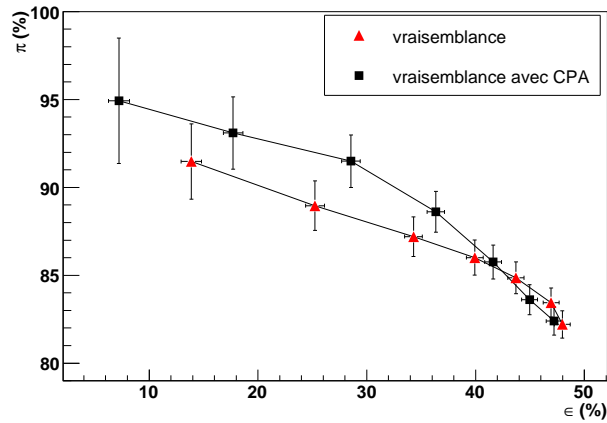


FIG. 5.16 – Courbes d’efficacité *versus* pureté après reconstruction de traces, obtenues avec la méthode de vraisemblance, avec et sans CPA.

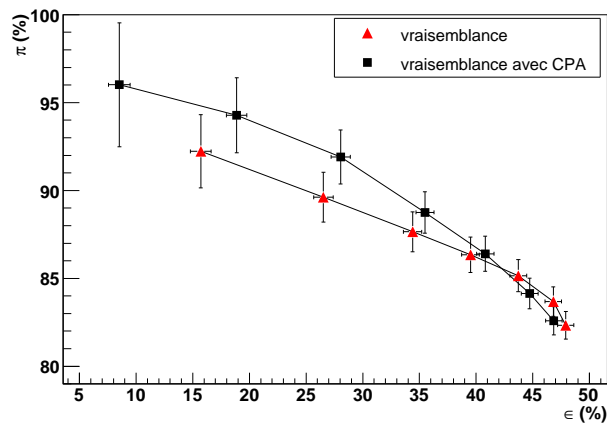


FIG. 5.17 – Courbes d’efficacité *versus* pureté après reconstruction de traces en prenant en compte la reconstruction d’impulsion, obtenues avec la méthode de vraisemblance, avec et sans CPA.

	Charmes totaux	τ
N_{3p}	0.08	0.17
N_{2p}	0.16	0.45

TAB. 5.9 – Nombre N_{2p} et N_{3p} d’événements τ et charmés reconstruits respectivement à 2 ou 3 particules au 2e vertex et au total, par an et par kt.

- *Événements à 3 particules*

Considérons tout d’abord les événements 3p. Les distributions des quatre variables utili-

sées, des rapports de vraisemblance et d'efficacité/pureté sont visibles respectivement sur les figures 5.18 et 5.19.

Pour déterminer le meilleur couple (efficacité/pureté), nous utilisons la signification statis-

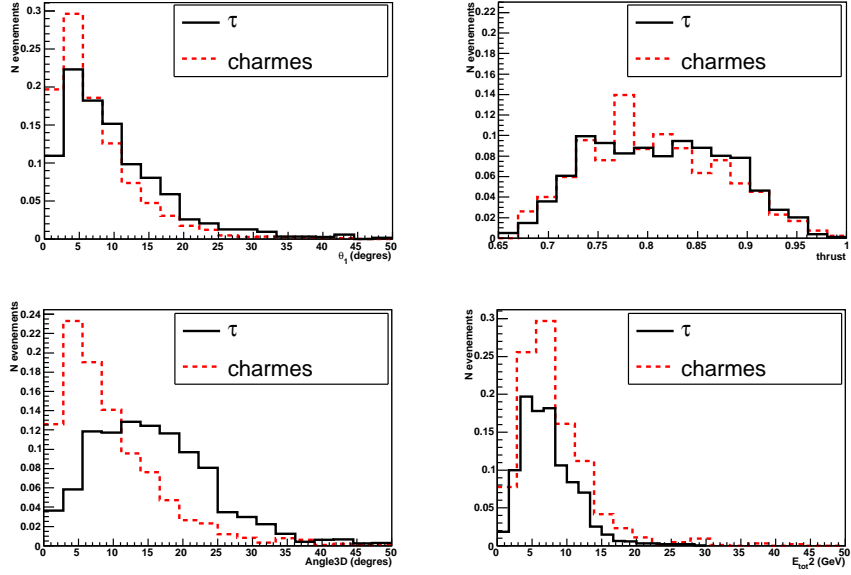


FIG. 5.18 – Distributions des variables θ_1 , thrust, Angle3D et E_{tot2} pour les événements τ et charmés reconstruits à 3 particules au deuxième vertex ; les distributions sont normalisées au nombre d'événements par an et par kt.

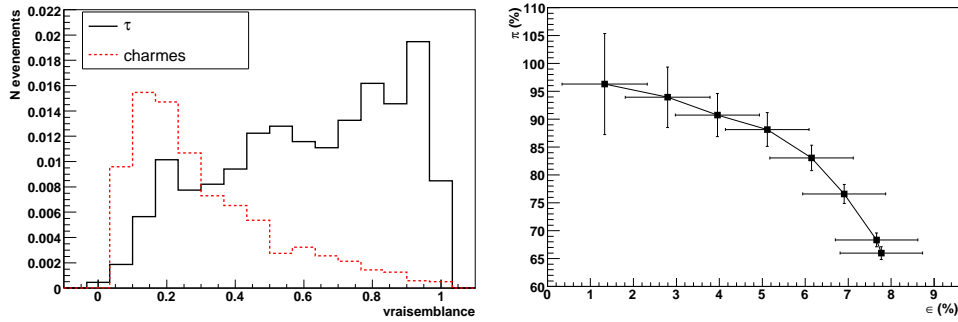


FIG. 5.19 – A gauche : distributions du rapport de vraisemblance pour les événements reconstruits à 3 traces au deuxième vertex, pour les τ et les particules charmées avec la méthode CPA. A droite : Courbes d'efficacité *versus* pureté des événements reconstruits à 3 particules au deuxième vertex, obtenues avec la méthode de vraisemblance avec CPA.

tique $\frac{S}{\sqrt{B}}$, en considérant tous les canaux de désintégration du τ , que l'on rappelle dans le tableau 5.12. La signification statistique pour les événements 3p est représentée sur la figure 5.20. Afin de ne pas diminuer le rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$, nous choisissons une efficacité de 5% pour les événements 3p, correspondant à une pureté de 88%.

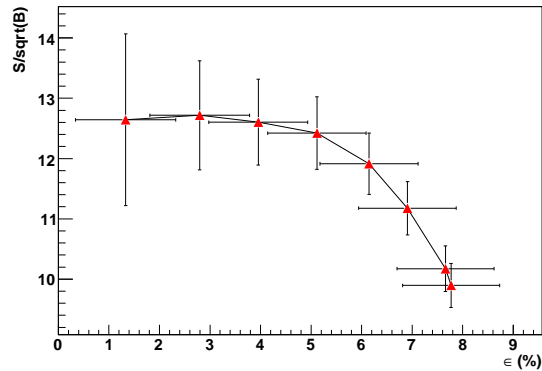


FIG. 5.20 – Signification statistique $\frac{S}{\sqrt{B}}$ en fonction de l'efficacité, pour les événements reconstruits à 3 particules au deuxième vertex.

• *Événements à 2 particules*

La même étude est réalisée pour les événements 2p. Les distributions des quatre variables utilisées, des rapports de vraisemblance, d'efficacité/pureté et de signification statistique sont visibles respectivement sur les figures 5.21 5.22 et 5.23.

Afin de ne pas diminuer le rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$, nous choisissons une efficacité de 10% pour les

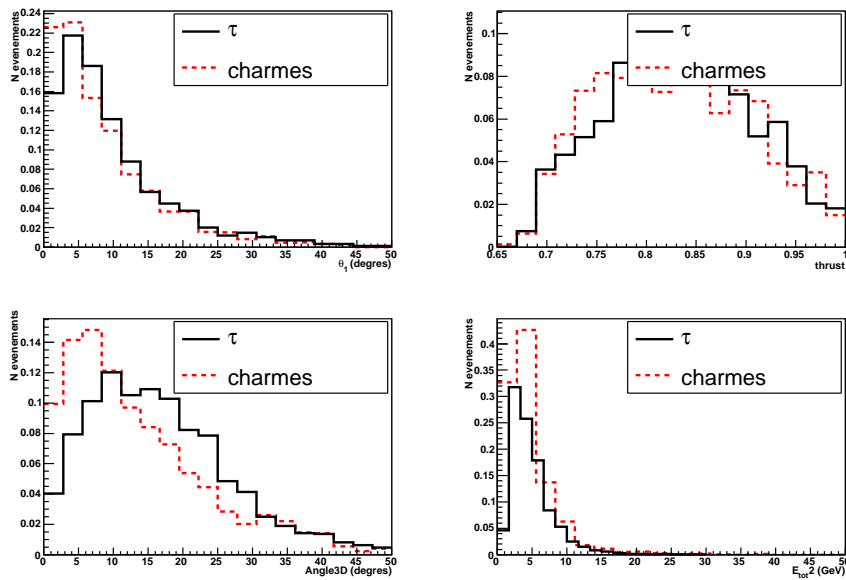


FIG. 5.21 – Distributions des variables θ_1 , thrust, Angle3D et E_{tot2} pour les événements τ et charmés reconstruits à 2 particules au deuxième vertex ; les distributions sont normalisées au nombre d'événements par an et par kt.

événements 2p, correspondant une pureté de 88%.

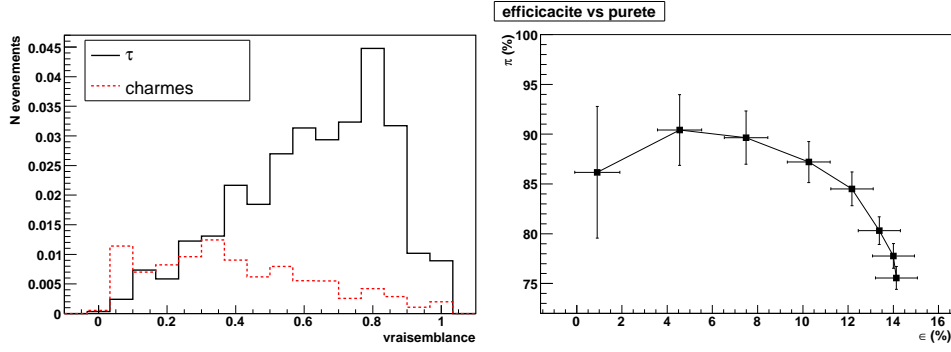


FIG. 5.22 – A gauche : distributions du rapport de vraisemblance pour les événements reconstruits à 2 particules au deuxième vertex, pour les τ et les particules charmées avec la méthode CPA. A droite : Courbes d'efficacité *versus* pureté des événements reconstruits à 2 traces au deuxième vertex, obtenues avec la méthode de vraisemblance avec CPA.

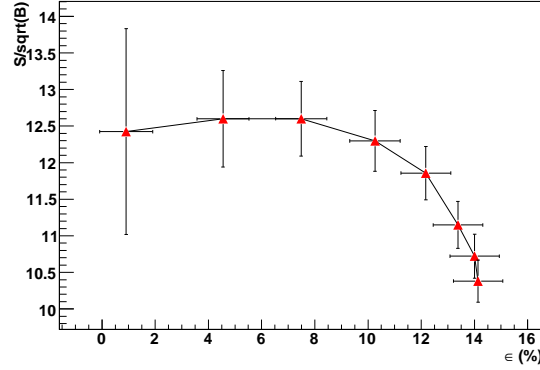


FIG. 5.23 – signification statistique $\frac{S}{\sqrt{B}}$ en fonction de l'efficacité, pour les événements reconstruits à 2 particules au deuxième vertex.

Les nombres d'événements τ et charmés sélectionnés avec les coupures déterminées ci-dessus dans les cas 2p et 3p sont indiqués dans le tableau 5.13 : les sélections appliquées permettent d'atteindre un rapport $\frac{N_{\tau}}{N_{\text{charmés}}}=10$.

	Charmes totaux	τ
N 3p	0.012	0.11
N 2p	0.025	0.21
Total	0.037	0.32

TAB. 5.10 – Nombre d'événements τ et charmés reconstruits à 2 ou 3 particules au 2e vertex et au total, par an et par kt, après les coupures sur les rapports de vraisemblance à $\epsilon=5\%$ pour les 3p et $\epsilon=10\%$ pour les 2p.

Finalement, le tableau 5.11 résume pour chaque particule les nombres d'événements attendus par an et par kt à différentes étapes de l'analyse.

	N3h initial	N3h après coupure sur l'énergie du muon	N3h après reconstruction de traces	N3h après reconstruction de vertex	N3h après reconstruction de vertex et coupures sur le rapport de vraisemblance
D ⁺	2.0	0.136	0.085	0.069	0.012
D _s ⁺	2.7	0.174	0.079	0.064	0.009
Λ _c ⁺	6.2	0.178	0.054	0.035	0.005
D ⁰	0.	0.	0.	0.123	0.011
Charmes Totaux	10.9	0.488	0.218	0.24	0.037
τ ⁻	2.1	2.1	1.0	0.6	0.3

TAB. 5.11 – Nombre d'événements en 3 hadrons chargés attendus dans OPERA par an et par kt à différentes étapes de l'analyse, pour la séparation des événements τ/charme dans le canal de désintégration en 3 hadrons chargés.

5.5 Performances sur 5 ans d'OPERA et conclusion sur la séparation τ/charme dans le canal en 3 hadrons chargés

L'étude réalisée dans ce chapitre permet de séparer efficacement les événements τ et charmés pour le canal de désintégration en trois hadrons. Le tableau 5.12 montre les performances d'OPERA pour ce canal après 5 ans de fonctionnement à l'intensité nominale du CNGS, avec une cible de 1.35 kt de plomb. On voit que l'on apporte 2.2 événements de signal pour 0.25 de fond avec le canal en 3 hadrons chargés ; ceci est à comparer aux autres canaux dont les valeurs sont également données dans le tableau 5.12 : il est important de remarquer que l'influence du canal τ → 3h ne détériore pas les performances du détecteur, mais au contraire permet d'ajouter de la statistique. D'autre part, en comparant avec les résultats obtenus pour ce canal dans l'étude précédente [112], indiqués dans le tableau 2.4 du chapitre 2, on remarque que notre étude amène plus du double de statistique. De plus, l'analyse effectuée ici est plus précise sur les nombres d'événements attendus en prenant en compte notamment la reconstruction des traces et vertex. Il faut noter également que l'on a tenu compte ici des événements D⁰, qui ne sont pas considérés dans l'analyse précédente, et constituent presque la moitié des événements charmés. En incluant cette analyse, les performances globales d'OPERA sur 5 ans sont de

11.7 événements de signal pour 0.83 événements de bruit,

soit un rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$ de 13, identique au rapport précédent.

Cependant, il est important de noter que certains canaux de désintégration des particules charmées n'ont pas été pris en compte : le rapport de branchement en 3 hadrons chargés des particules D⁺ et D_s⁺ sont en fait respectivement de 21.5% et 25.3%, soit 10% et 70%

canal	efficacité de reconstruction	Signal	bruit de fond
$\tau \rightarrow \mu^-$	3.74	2.9	0.17
$\tau \rightarrow e^-$	3.08	3.5	0.17
$\tau \rightarrow h^-$	3.19	3.1	0.24
$\tau \rightarrow 3h^-$	2.25	2.2	0.25
Total	11.51	11.7	0.83

TAB. 5.12 – Performances d’OPERA sur 5 ans pour $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, après 5 ans de fonctionnement à l’intensité nominale du CNGS, avec une cible de 1.35 kt de plomb.

d’événements supplémentaires respectivement. Ceci amène, après 5 ans de fonctionnement, à un total final de 0.3 événements de bruit de fond charmé dans ce canal.

Cette augmentation du nombre d’événements charmés peut être largement compensée en appliquant une méthode supplémentaire : il est possible de séparer les événements dits à désintégration courte (SD) et longue (LD) : dans le premier cas, la particule τ ou charmée ne traverse pas de feuille d’émulsion, et la topologie est plus difficile à reconstituer, les événements plus difficiles à séparer. Dans le cas LD, la particule τ ou charmée traverse une émulsion et devrait laisser une trace ; en plus de permettre une meilleure reconstruction de la topologie de l’événement, on peut à ce niveau discriminer les événements D^0 par la non présence d’une trace "parent" au vertex de désintégration. En effet, même si la trace n’est pas reconstruite par le logiciel, il sera toujours possible d’identifier la présence ou non d’ionisation au niveau microtrace, ou à l’oeil au microscope. Ce genre de procédé n’est pour l’instant pas inclus dans les simulations, mais va permettre une meilleure discrimination des événements D^0 et serait donc intéressant à considérer dans une prochaine analyse.

5.6 Autre bruit de fond dans le canal en 3 hadrons chargés

Mise à part le fond charmé, il existe un autre bruit de fond à la reconstruction des interactions $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$ qui pourrait s’avérer potentiellement limitant ; ce bruit de fond supplémentaire provient de reconstructions d’interactions $\nu_\mu \text{CC}$ et NC non charmées, où un vertex est reconstruit en aval du premier vertex d’interaction. Ce type de topologie peut être due à une reconstruction de paire(s) e^+/e^- , ou bien à de fausses associations de traces. Un exemple de mauvaise reconstruction est visible sur la figure 5.24.

Pour étudier l’influence de ce type de mauvaises reconstructions de vertex, 50000 interactions $\nu_\mu \text{CC}$ et 10000 interactions $\nu_\mu \text{NC}$ non charmées ont été générées, simulées et reconstruites. Pour rappel, les nombres d’interactions attendues dans OPERA sont de 3000 $\nu_\mu \text{CC}$ et 1000 $\nu_\mu \text{NC}$ par an et par kt. La sélection des événements par la non-détection du muon permet de ne conserver que 16% des interactions $\nu_\mu \text{CC}$. Le nombre d’interactions reconstruites à deux vertex pour les différents types d’événements (ν_μ charmés ou non charmés et τ) sont indiquées dans le tableau 5.13, dans lequel on a séparé les cas où 2 et 3 traces (respectivement 2p et 3p) ont été reconstruites au deuxième vertex. La contamination dominante au canal en 3 hadrons vient donc des interactions $\nu_\mu \text{NC}$, notamment dans le cas où 2 particules sont reconstruites au deuxième vertex où le nombre d’événements à 2 vertex reconstruits représente 250 fois le nombre d’événements τ .

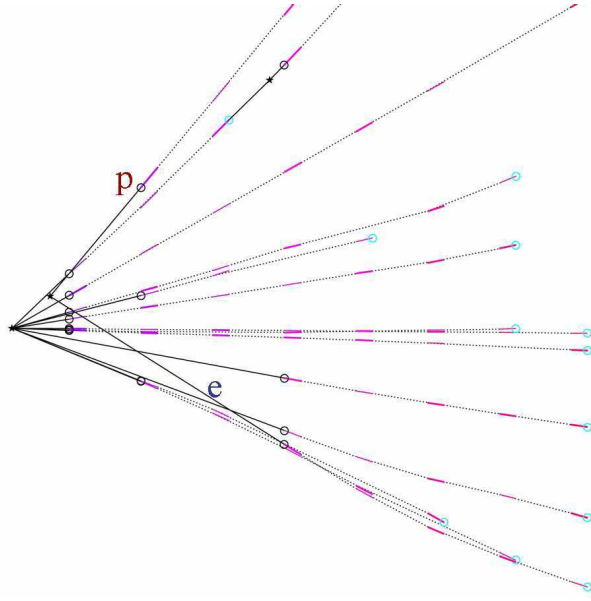


FIG. 5.24 – Exemple d’une mauvaise reconstruction d’interaction ν_μ CC, où un deuxième vertex a été faussement reconstruit en aval du vertex d’interaction.

	ν_μ CC non charmés	ν_μ NC non charmés	Charmes	τ
N 3p	1.3	12.2	0.08	0.17
N 2p	25.0	108.1	0.16	0.45

TAB. 5.13 – Nombre d’événements τ , charmés et ν_μ non charmés reconstruits à 2 ou 3 particules au 2e vertex, par an et par kt.

Afin de discriminer ces événements, une première étape est de considérer le rapport de vraisemblance précédent obtenu avec les événements ν_μ non charmés, et de le comparer à celui obtenu avec les événements τ et charmés. Les figures 5.25 et 5.26 montrent les quatre variables utilisées pour construire le rapport de vraisemblance, pour tous les types d’événements ; les rapports de vraisemblance pour les cas 2p et 3p sont visibles respectivement sur les figures 5.27 et 5.28, où on peut comparer les distributions obtenues avec les événements τ /charme et celle obtenue avec les événements ν_μ non charmés.

Dans les deux cas (2p et 3p), la forme de la distribution des ν_μ non charmés est proche de celle des événements charmés, et laisse espérer une discrimination possible. Nous allons évaluer la discrimination que l’on peut obtenir avec ce rapport de vraisemblance.

Compte tenu des nombres d’événements respectifs, on ne prend en compte pour l’instant que les événements 3p. Avant toute coupure, les nombres d’événements reconstruits sont de 0.17 τ , 0.08 charmés, et 13.5 ν_μ non charmés. Avant d’appliquer une coupure sur le rapport de vraisemblance, nous avons examiné deux autres variables : le cosinus de l’angle d’ouverture du deuxième vertex $\cos(\theta_{\text{aper}}^{V2})$ (défini comme l’angle 3D maximum entre 2 traces pour les événements 3p), et la distance entre les deux vertex reconstruits. Les distributions de ces deux

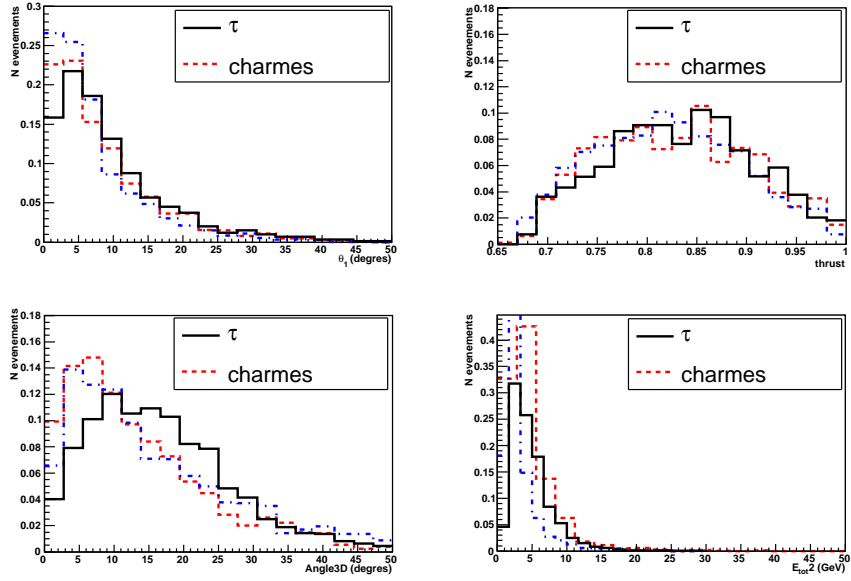


FIG. 5.25 – Variables utilisées pour construire le rapport de vraisemblance, pour les événements τ , charmés et ν_μ non charmés, dans le cas 2p. Les histogrammes sont normalisés à leur nombre d'événements.

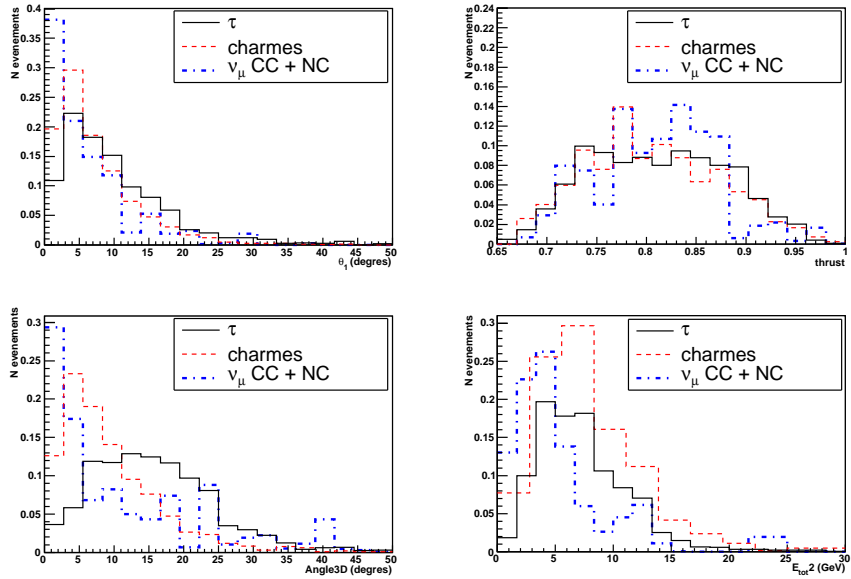


FIG. 5.26 – Variables utilisées pour construire le rapport de vraisemblance, pour les événements τ , charmés et ν_μ non charmés dans le cas 3p. Les histogrammes sont normalisés à leur nombre d'événements.

variables sont visibles sur la figure 5.29 pour les événements τ et ν_μ non charmés : ces variables s'avèrent être très discriminantes et les coupures

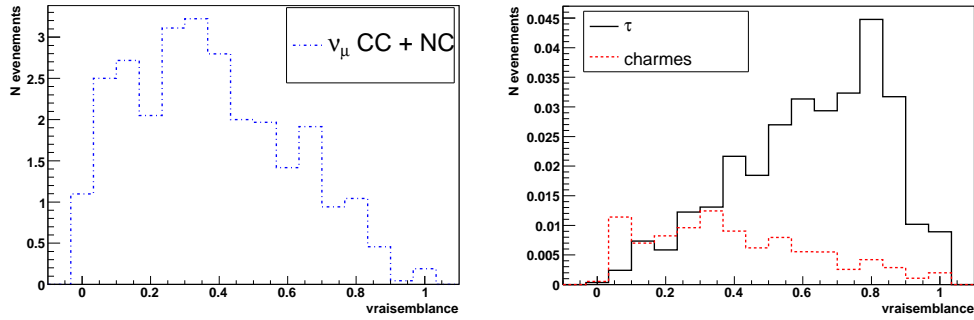


FIG. 5.27 – Rapports de vraisemblance obtenus avec la méthode CPA, pour les événements 2p ν_μ non charmés à gauche, τ et charmés à droite. Les histogrammes sont normalisés au nombre d'événements attendus par an et par kt.

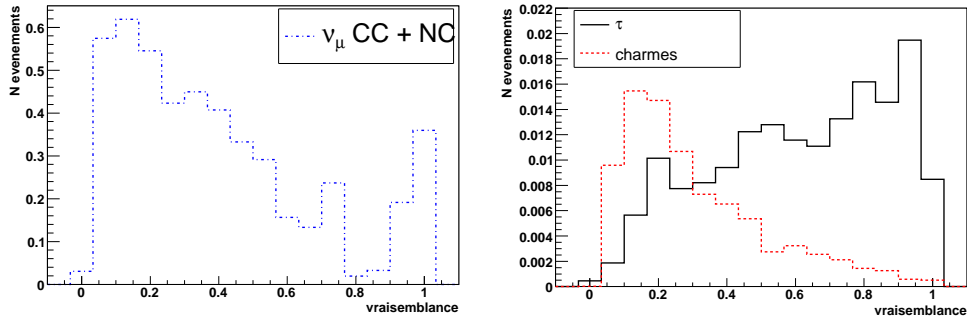


FIG. 5.28 – Rapports de vraisemblance obtenus avec la méthode CPA, pour les événements 3p ν_μ non charmés à gauche, τ et charmés à droite. Les histogrammes sont normalisés au nombre d'événements attendus par an et par kt.

$$\cos(\theta_{\text{aper}}^{V2}) < 0.995 \text{ et} \\ \text{distance} > 100 \mu\text{m},$$

permettent de sélectionner 1.5 événements ν_μ non charmés, 0.08 événements charmés et 0.15 événements de τ . Les rapports de vraisemblance pour les trois types d'événements sont visibles sur la figure 5.30. Finalement, une coupure sur le rapport de vraisemblance supérieur à 0.6 (qui correspond à la coupure précédente appliquée pour séparer les événements τ /charmés dans le cas 3p), permet de ne conserver que 0.01 événements charmés et 0.04 événements ν_μ non charmés, pour 0.1 événements de τ . Ceci amène à une efficacité de 5% et une pureté de 70%.

L'étude préliminaire présentée ici montre que la discrimination des événements τ et des événements ν_μ non charmés n'est pas triviale, mais peut largement être améliorée en utilisant des variables discriminantes supplémentaires liées aux différences topologiques et cinématiques des événements (énergie transverse, variables angulaires, ...), couplées dans un outil de séparation comme un rapport de vraisemblance. Également, on peut séparer les cas LD et SD comme on a vu précédemment, afin d'invalider les cas où aucune particule parent au deuxième vertex n'est visible dans les émulsions. Que ce soit pour la discrimination des événements charmés

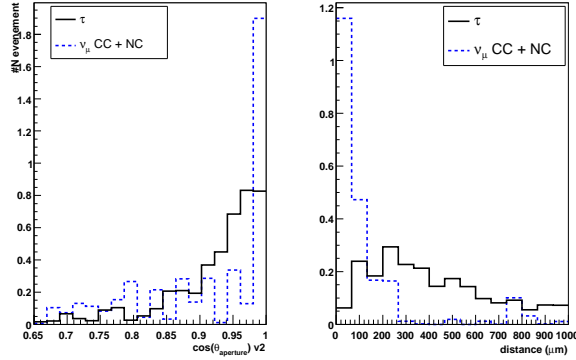


FIG. 5.29 – Nouvelles Variables utilisées pour discriminer les événements τ et ν_μ non charmés. A gauche, cas 2p, à droite cas 3p. Les histogrammes sont normalisés à leur nombre d'événements.

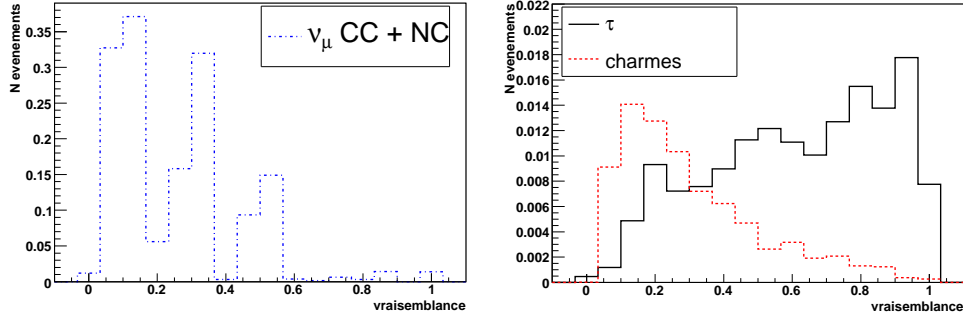


FIG. 5.30 – Rapports de vraisemblance obtenus avec la méthode CPA après les coupures sur les variables $\cos(\theta_{\text{aper}}^{V^2})$ et distance, pour les événements 3p ν_μ non charmés à gauche, τ et charmés à droite. Les histogrammes sont normalisés au nombre d'événements attendus par an et par kt.

ou non charmés, il est aussi nécessaire de comparer les résultats avec d'autres méthodes de séparation (discriminant de Fisher, réseau de neurones, ...).

L'analyse du canal de désintégration en 3 hadrons chargés montre la nécessité d'améliorer les performances de reconstruction des événements à vertex multiples, pour récupérer un maximum d'efficacité. L'étude des premières interactions neutrino va permettre de vérifier et peaufiner les outils mis en place dans cette thèse. Il faut dans un premier temps réaliser la chaîne de reconstruction de traces et vertex, puis dans un deuxième temps, étudier les désintégrations charmées. Les chapitres suivants permettent de mettre en oeuvre ces étapes.

Chapitre 6

PEANUT : le test en faisceau d'OPERA au Fermilab

PEANUT (Petit Exposure At NeUTrino beamline) [129] est une expérience née d'une initiative japonaise, ayant pour but d'observer des interactions de neutrino muonique dans des briques OPERA et de tester certaines procédures d'analyse. Ce test en faisceau s'est déroulé au Fermilab de septembre 2005 à mars 2006, où des briques ont été exposées au faisceau de neutrinos NuMI [130]. Pendant cette thèse, j'ai participé au déroulement de ce test en faisceau en décembre 2005, et effectué une partie de l'analyse. Sur la figure 6.1, une photographie aérienne du Fermilab permet de visualiser les différents points qui sont cités dans ce chapitre.

Nous allons tout d'abord présenter le principe, la mise en place et le déroulement de l'expérience ; ensuite une analyse Monte Carlo va permettre de comprendre le nombre de vertex que l'on s'attend à observer dans les briques de PEANUT ; enfin, nous détaillerons l'analyse d'une brique qui a été scannée au laboratoire de Berne, et analysée dans le cadre de cette thèse.

6.1 Présentation de l'expérience

Le détecteur de PEANUT a été disposé devant le détecteur proche de MINOS [66], expérience dédiée à l'étude de l'oscillation atmosphérique par disparition de ν_μ . Nous décrivons tout d'abord le faisceau de neutrinos de MINOS, NuMI, puis la structure du détecteur de PEANUT et le déroulement du test en faisceau.

6.1.1 Le faisceau de neutrinos NuMI

Le faisceau de neutrino NuMI est produit au Fermilab, suivant le même principe que la production du faisceau CNGS, décrit dans le chapitre 2. Les protons initiaux sont extraits de l'injecteur principal du Tevatron (MI), qui reçoit lui-même des protons de 8 GeV de l'accélérateur ("booster"), et peut les accélérer jusqu'à 150 GeV, pour les envoyer dans le Tevatron, dans le recycleur de protons, dans la ligne de production d'anti-protons, ou bien vers le détecteur proche de MINOS. Les protons destinés au faisceau NuMI sont envoyés sur une cible de graphite avec une énergie de 120 GeV, à raison $4 \cdot 10^4$ extractions par jour avec $2.5 \cdot 10^{13}$ protons par extraction. L'intensité est donc de 10^{18} protons sur cible (pot) par jour.



FIG. 6.1 – Photographie aérienne du Fermilab, où sont schématisés le Tevatron, l'injecteur principal de protons, le puits du détecteur de MINOS, et le "New Muon Lab".[130].

Suivant la position de la cible de protons, le flux résultant de neutrinos aura un spectre en énergie différent : comme précisé dans le chapitre 1, le faisceau NuMI possède trois configurations possibles, celle dite "haute énergie" (HE), la "moyenne énergie" (ME), et la "faible énergie" (LE). Les trois configurations sont représentées sur la figure 6.2. Le choix a jusqu'à présent été de fonctionner en configuration LE, où l'énergie moyenne est de 10 GeV, le spectre ayant un pic à 3 GeV. La figure 6.3 montre le nombre d'interactions par courant chargé (CC) attendus dans le détecteur proche de MINOS en configuration LE, pour les ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$ et les ν_e du faisceau.

Le nombre d'événements ν_μ CC entre 0 et 100 GeV attendus dans le fer du détecteur proche de MINOS est de

$$5.2 \cdot 10^4 \nu_\mu \text{CC} / 10^{20} \text{pot} / \text{tonne}, \text{ soit :} \\ 5.2 \cdot 10^2 \nu_\mu \text{CC} / \text{jour} / \text{tonne}.$$

Les quantités relatives des interactions CC des autres saveurs de neutrino du faisceau NuMI sont :

$$\frac{\bar{\nu}_\mu}{\nu_\mu} = 10^{-1}, \quad \frac{\nu_e}{\nu_\mu} = 2 \cdot 10^{-2}, \quad \frac{\bar{\nu}_e}{\nu_\mu} = 2 \cdot 10^{-3}$$

L'énergie de pic de NuMI étant de 3 GeV, on peut donc observer des interactions de type "profondément inélastique" (DIS), résonante (RES) et Quasi-élastique (QE). On obtient les

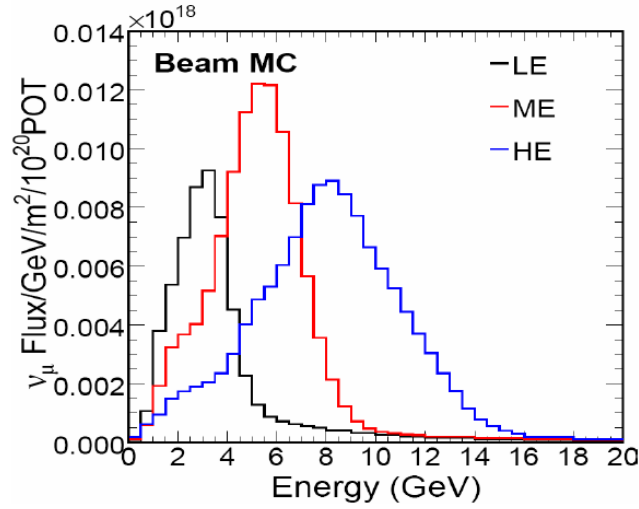


FIG. 6.2 – Nombre d’interactions de ν_μ CC dans le détecteur proche de MINOS, suivant la position de la cible (configurations HE, ME ou LE)[130].

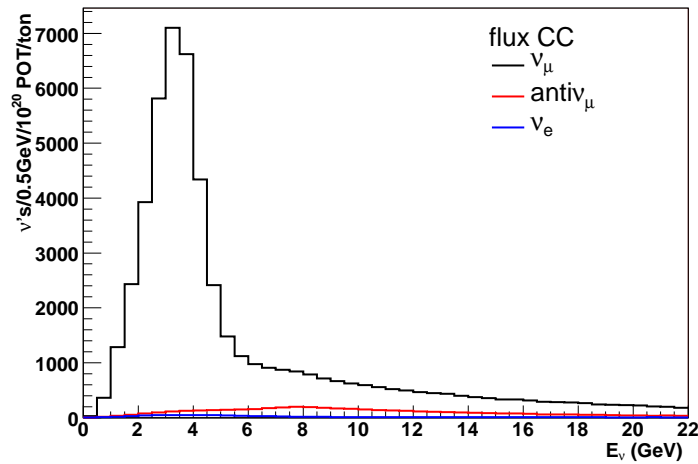


FIG. 6.3 – Nombre d’interactions dans le détecteur proche de MINOS en configuration LE pour les événements ν_μ CC, $\bar{\nu}_\mu$ CC et ν_e CC.

quantités respectives pour les ν_μ CC en convoluant le flux de ν_μ avec les évolutions des sections efficaces DIS, RES et QE montrées sur les figures 1.4 et 1.6 du chapitre 1. Les convolutions sont visibles sur la figure 6.4. On obtient les proportions suivantes pour NuMI :

$$N_{\text{DIS}}=76\%$$

$$N_{\text{RES}}=10\%$$

$$N_{\text{QE}}=14\%$$

On connaît le nombre d’interactions ν_μ CC par jour et par tonne de fer attendus dans le détecteur proche de MINOS. Afin de connaître le nombre d’interactions dans une brique de

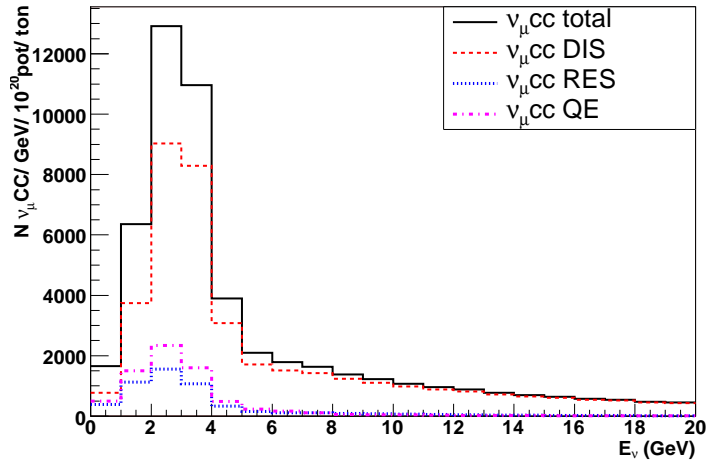


FIG. 6.4 – Nombre d’interactions ν_{μ} CC DIS, RES et QE dans le détecteur proche de MINOS en configuration LE.

PEANUT, il faut prendre en compte deux facteurs :

- La densité de plomb est 1.4 fois supérieure à celle du fer.
- Le plomb n’est pas un noyau isoscalaire, il faut donc ajouter un facteur supplémentaire de 1.5, calculé dans le chapitre 2.

La masse d’une brique PEANUT étant de 8.3 kg, on obtient finalement un nombre de 9 événements ν_{μ} CC par brique et par jour attendus dans PEANUT.

6.1.2 Le détecteur de PEANUT

Le détecteur de PEANUT est disposé 15 cm en aval du détecteur proche de MINOS, comme on peut voir sur l’image 6.5 à gauche, à 100 m sous terre. Il est composé de quatre mini-murs de chacun 3*4 briques ECC, soit au total 48 briques, remplacées tout au long de l’expérience. La structure des briques est identique à celle des briques OPERA, décrite dans le chapitre 2. Les quatre murs sont visibles sur l’image 6.5 à droite.

Entre et autour des murs sont placés des détecteurs électroniques : ce sont les anciens détecteurs à fibres scintillantes (SFT) utilisés précédemment dans l’expérience Donut [7], qui a mis en évidence pour la première fois l’existence du ν_{τ} en 2000 au Fermilab à l’aide d’émulsions nucléaires. Les plans de SFT mesurent 56 cm sur 56 cm, ce qui correspond bien aux dimensions des mini-murs de briques de 38 cm sur 41 cm. L’épaisseur d’un plan de SFT est de 500 μ m. Au total, 10 plans de SFT sont disposés dans chaque direction du plan transverse au faisceau (X et Y), ainsi que deux plans disposés en diagonale (U) sur le plan transverse. Un schéma de la disposition des SFT par rapport aux quatre murs de briques est visible sur la figure 6.6. Contrairement à OPERA, les détecteurs électroniques ne servent pas de déclencheur ; les briques sont déposées dans le détecteur pour une durée déterminée (entre 15 et 30 jours en moyenne), où on peut ensuite rechercher les vertex d’interaction neutrino dont on connaît le nombre théorique (environ 180 événements ν_{μ} CC par brique pour 20 jours d’exposition). Les SFT permettent ici de valider une interaction neutrino retrouvée à l’intérieur d’une brique.

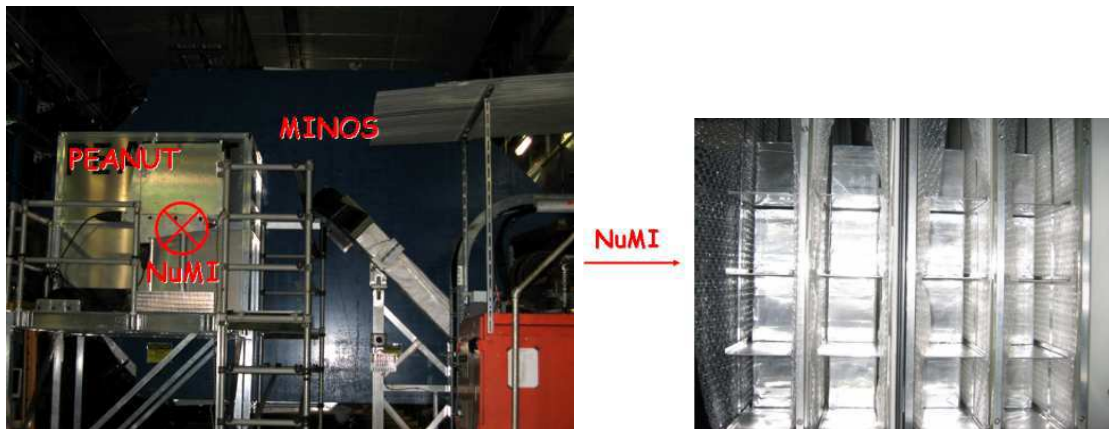


FIG. 6.5 – Photographies du détecteur de PEANUT devant le détecteur proche de MINOS à gauche, et des mini-murs de PEANUT à droite.

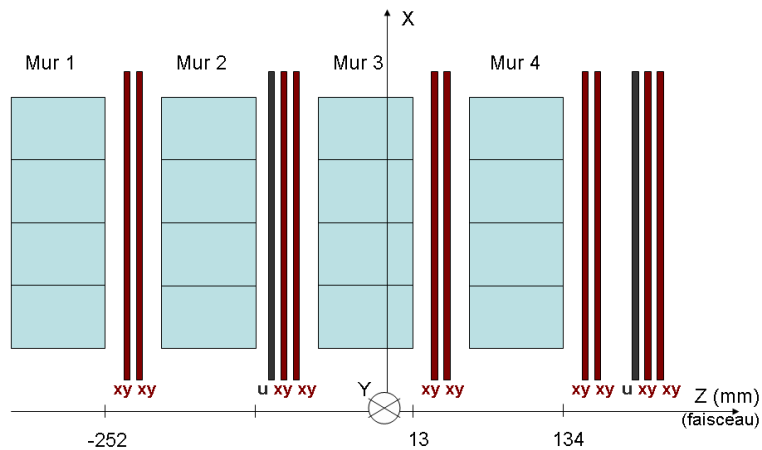


FIG. 6.6 – Schéma des mini-murs de briques et de la position des SFT en projections X, Y et U.

La précision des SFT est de l'ordre du mm et de la dizaine de mrad.

L'efficacité des SFT est calculée pour chaque plan à l'aide des hits présents sur une trace reconstruite en volume dite traces 3D (on verra dans la section 6.3 comment reconstruire une trace 3D). La figure 6.7 montre l'efficacité moyenne pour les plans en projection X et Y en fonction de la position de la trace, la position (0,0) étant prise au centre du détecteur. On voit que l'efficacité moyenne est de l'ordre de 60%, ce qui implique que la validation des vertex retrouvés dans les briques sera affectée de 40% d'inefficacité.

Mis à part les briques, le détecteur de PEANUT a été élaboré au Japon à Nagoya, puis transporté par bateau au Fermilab le 10 Août 2005. La prise de données avec SFT a commencé le 18 octobre, pour se terminer le 20 Décembre 2005 ; au total, 110 briques ECC en plomb ont été exposées au faisceau, dont 80 avec prise de données SFT.

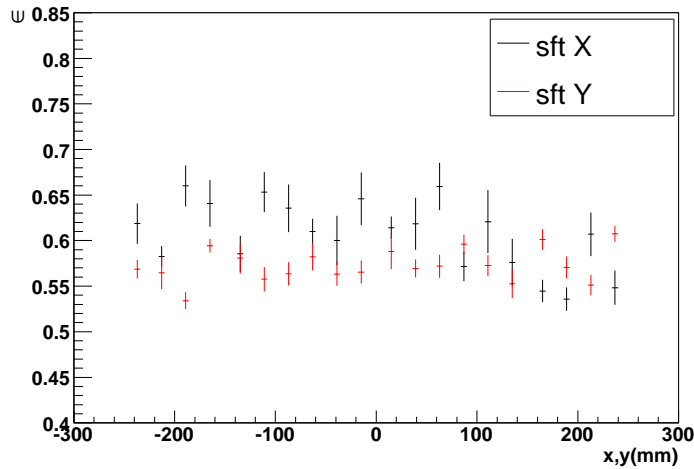


FIG. 6.7 – Efficacité des SFT X et Y en fonction de la position, moyennée sur les 10 plans.

6.1.3 Participation au déroulement du test en faisceau

Durant la période de prise de données de PEANUT, un roulement de main d'oeuvre s'est effectué sur place, au Fermilab, grâce aux membres volontaires d'OPERA. L'intervention humaine était nécessaire à tous les niveaux de l'expérience, afin d'élaborer les briques, les insérer et les extraire des mini-murs, puis développer les émulsions. Aucune étape n'était automatisée. J'ai participé à l'un des roulements avec trois autres membres OPERA, du 12 au 21 décembre 2005. La fabrication des briques et le développement des émulsions s'effectuait dans le "New Muon Lab", bâtiment que l'on peut situer par rapport au détecteur proche de MINOS sur la figure 6.1. Nous allons détailler ici ces deux étapes fondamentales, toutes deux réalisées en chambre noire.

Fabrication des briques.

Les briques sont réalisées en chambre noire à l'aide d'une presse que l'on voit sur la figure 6.8 à gauche, par équipe de deux personnes qui doivent réaliser plusieurs actions successives :

- Déposer l'armature de la brique dite "araignée" sur le plateau de la presse.
- Empiler les 56 feuilles de plomb et 57 d'émulsion. On peut voir une photo de l'empilement sur la figure 6.8 à droite.
- Refermer l'armature araignée à l'aide d'un marteau. Cette armature est soutenue par un contour en plastique noir totalement étanche à la lumière.
- Actionner la presse à 2 bar afin de compacter la brique.
- Entourer la brique d'un scotch en aluminium protecteur de la lumière.

La durée d'élaboration d'une brique peut aller d'1 heure à 20 minutes pour les personnes expérimentées. Durant notre période de roulement, 24 briques ont été réalisées.

Les briques produites sont ensuite emmenées à la main dans les trois heures qui suivent (pour minimiser les traces de rayonnement cosmique) dans le puits de MINOS, puis déposées dans le détecteur.

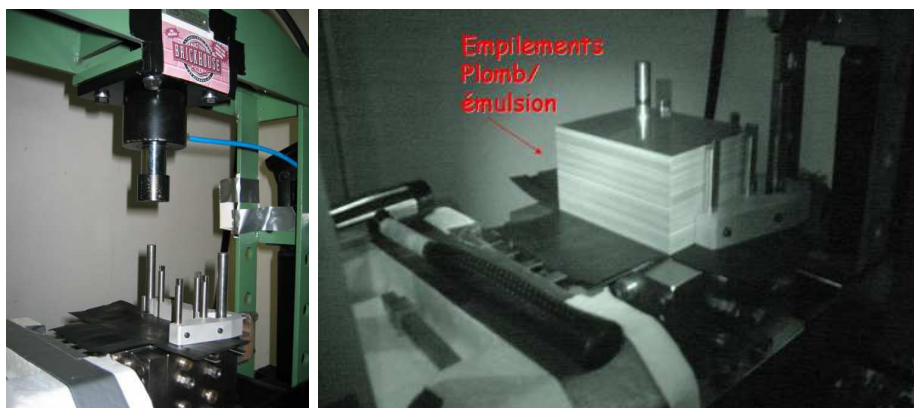


FIG. 6.8 – Photographies de la presse à gauche et de l’empilement plomb/émulsion d’une brique à droite.

Développement des émulsions

Quotidiennement, entre 2 et 4 briques par jour étaient extraites du détecteur afin d’en développer les émulsions. Le développement était réalisé dans une salle adjacente à celle de fabrication des briques. Avant de procéder au développement lui-même, il fallait tout d’abord démanteler la brique, puis exposer les émulsions une à une à des faisceaux minces de rayons X, afin d’imprimer dans les émulsions les trois marques fiducielles décrites dans le chapitre 2¹. Les émulsions d’une même brique étaient ensuite déposées verticalement dans un conteneur, que l’on peut voir sur la figure 6.9 à droite, avant d’être plongées dans les bains de développement successifs, que l’on peut voir sur l’image 6.9 à gauche :

- 10 min de prétrempage : ceci permet aux autres bains de pénétrer dans toute l’épaisseur de l’émulsion.
- 25 min de révélateur.
- 10 min de bain d’arrêt.
- 35 min de fixateur.
- environ 40 min de lavage à l’eau claire.
- 10 min d’épaississeur : cette étape permet de figer l’épaisseur des émulsions à 45 μm (épaisseur lors de la fabrication et de l’exposition au faisceau), qui serait d’environ 30 μm après développement sans ce dernier bain.

Les solutions des bains sont réalisées sur place et renouvelées régulièrement (les bains de révélateur et fixateur doivent être renouvelés toutes les 18 briques), suivant les indications données par le fabricant des émulsions FUJI.

Finalement, les émulsions sont séchées pendant environ 20 minutes avant d’être conditionnées dans des pochettes plastiques pour le transport.

Au total, nous avons développé une trentaine de briques durant notre période de roulement.

Le dernier jour a été consacré au démontage des installations de développement et de fabri-

¹ dans OPERA, les marques fiducielles sont imprimées à l’aide de lumière et non de rayons X.

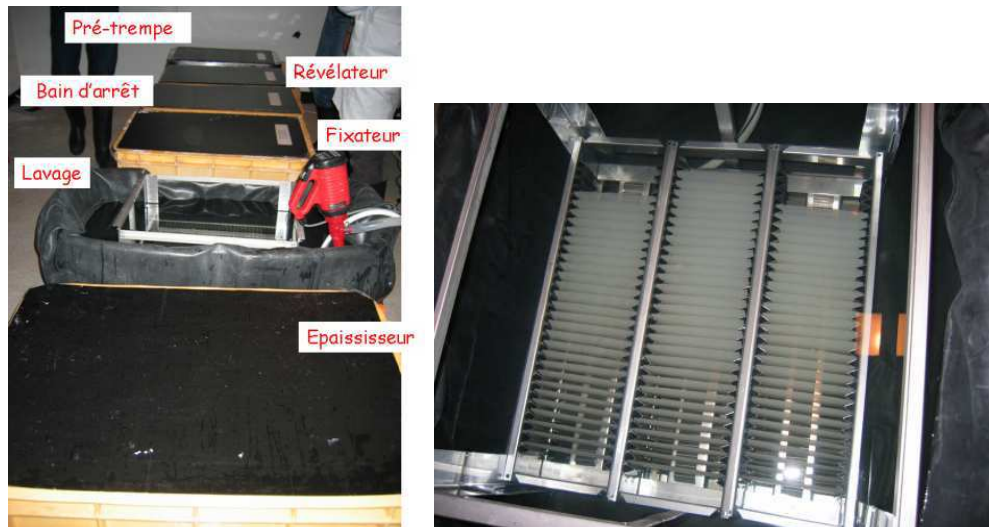


FIG. 6.9 – Photographies des différents bains de développement à gauche, et des émulsions d'une brique dans le bassin de lavage à droite.

cation des briques, car nous effectuions le dernier roulement avant la fin de PEANUT. Les 24 briques produites ont été laissées dans le détecteur, et ont été développées lors d'un ultime roulement qui n'a pas pu avoir lieu avant mars 2006.

La participation à ce test en faisceau a été une expérience enrichissante sur la fabrication des briques ainsi que sur les problèmes liés au développement des émulsions.

Après cette participation au déroulement de PEANUT, deux briques ont été rapportées en France pour analyse au laboratoire de scanning de Lyon.

6.2 Analyse Monte Carlo de reconstruction de vertex dans les briques de PEANUT

Avant d'étudier les interactions neutrino dans les briques du test en faisceau, il est important de connaître la quantité de vertex que l'on sera capable de reconstruire dans une brique. Pour cela nous avons réalisé une étude Monte Carlo. La production des fichiers MC est similaire à celle détaillée dans le chapitre 4 : des événements ν_μ CC ont été générés suivant le spectre en énergie de NuMI, puis les interactions quasi-élastiques, résonantes, et profondément inélastiques ont été simulées dans une brique ; les traces et vertex ont ensuite été reconstruits avec le logiciel officiel FEDRA. 4000 interactions ν_μ CC DIS et RES ont été simulées, et nous étudions ici les caractéristiques des événements reconstruits.

Dans toute la suite, on considère qu'un vertex a été simulé si au moins deux traces appartenant à ce vertex sont simulées dans les émulsions. Également, un vertex est dit reconstruit si il possède au moins deux traces du vertex original. De plus, afin de prendre en compte la validation des vertex grâce aux SFT, on demande que le muon soit reconstruit et atteigne la fin de la brique. Par ailleurs, comme on le verra dans la section 6.3, l'efficacité de scanning de la brique analysée a été évaluée à une moyenne de 70% ; l'efficacité est ici moins bonne

que celle présentée dans le chapitre 2, à cause du haut taux de brouillard des émulsions dû aux conditions de rafraîchissement. Dans le Monte Carlo, l'efficacité de scanning a donc été simulée de façon à reproduire celle des briques de PEANUT. On utilise pour la reconstruction de vertex la méthode "PBV" décrite dans le chapitre 4.

Etude Monte Carlo d'interactions $\nu_\mu CC$ profondément inélastiques

La figure 6.10 montre les distributions angulaire et d'impulsion des traces issues des interactions DIS, au niveau de la génération, de la simulation, et de la reconstruction. On peut tout d'abord remarquer que les traces à grand angle (>0.8 rad) ne sont pas simulées dans les émulsions : ce sont en général des traces de faible impulsion dont la longueur est réduite, et leur trajectoire ne leur permet pas de traverser une feuille d'émulsion entière. D'autre part, on voit que la reconstruction de traces est efficace au dessus de 500 MeV, mais se dégrade à basse impulsion. Comme indiqué dans le tableau 6.1, 60% des traces sont simulées, et seulement 43% des traces sont finalement reconstruites. La figure 6.11 montre la multiplicité des vertex générés, simulés et reconstruits ; les valeurs moyennes des multiplicités de traces chargées ainsi que la quantité de vertex à chaque étape sont données dans le tableau 6.1, et corroborent les chiffres précédents. Également, on voit que la valeur moyenne de l'énergie des traces issues de l'interaction augmente entre la génération, la simulation et la reconstruction ; ceci est bien en accord avec le fait que les traces de basse impulsion, et donc de grand angle, sont mal reconstruites. Des informations plus détaillées sur la formation de traces et la reconstruction de vertex sont données dans l'analyse Monte Carlo de vertex du chapitre 4.

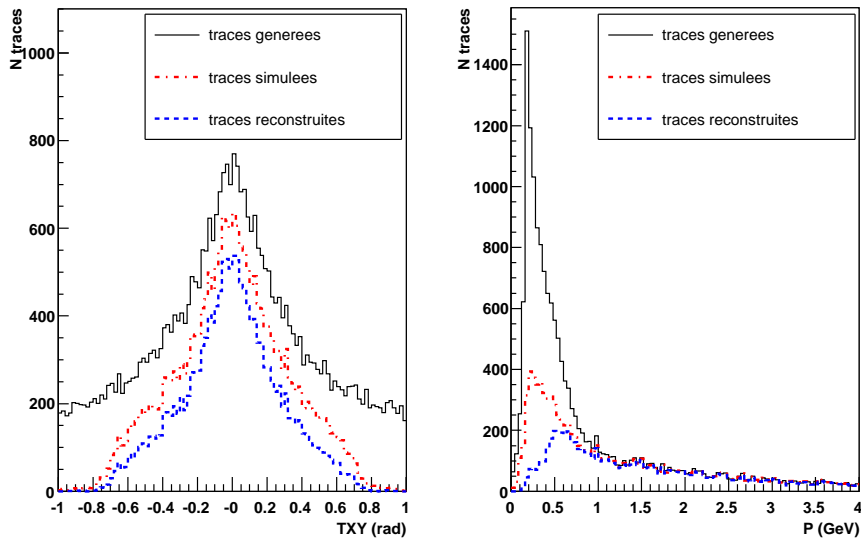


FIG. 6.10 – Distributions angulaire à gauche et d'impulsion à droite des traces issues des vertex $\nu_\mu CC$ DIS générés, après simulation, et reconstruits.

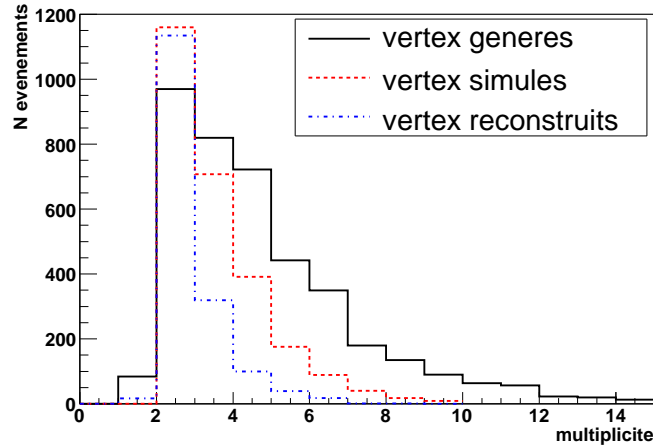


FIG. 6.11 – Multiplicité des vertex ν_μ CC DIS générés, après simulation, et reconstruits.

	traces		vertex	
	N traces chargées	$\langle E \rangle$ (GeV)	$\langle \text{mult} \rangle$	N vertex ($\text{ntv} \geq 2$)
génération	17393	0.8	4.2	4000
simulation	10409	1.2	3.1	2602
reconstruction	7547	1.5	2.4	1631

TAB. 6.1 – Valeurs relatives aux traces et aux vertex générés, simulés et reconstruits pour les interactions DIS.

On observera finalement 41% des interactions ν_μ CC DIS attendues dans une brique PEANUT. La pureté des événements reconstruits est de l'ordre de 98 %². De plus, il faut remarquer que 71% des événements reconstruits sont des événements à 2 traces.

Etude Monte Carlo d'interactions ν_μ CC résonantes

Nous réalisons ici une étude similaire avec les événements ν_μ CC RES. La figure 6.12 montre les distributions angulaire et d'impulsion des traces issues des interactions RES, au niveau de la génération, de la simulation, et de la reconstruction ; la figure 6.13 montre la multiplicité des vertex générés, simulés et reconstruits. Les remarques ici sont identiques à celles données sur les interactions DIS. Les valeurs relatives aux traces et vertex à chaque étape sont données dans le tableau 6.2.

On observera finalement 30% des interactions ν_μ CC RES attendues dans une brique PEANUT. La pureté des événements reconstruits est de l'ordre de 95 %. De plus, 93% des événements reconstruits sont des événements à 2 traces.

²Nous n'utilisons pas ici de simulation de bruit de fond de cosmiques. Les mauvaises reconstructions de vertex proviennent de traces secondaires

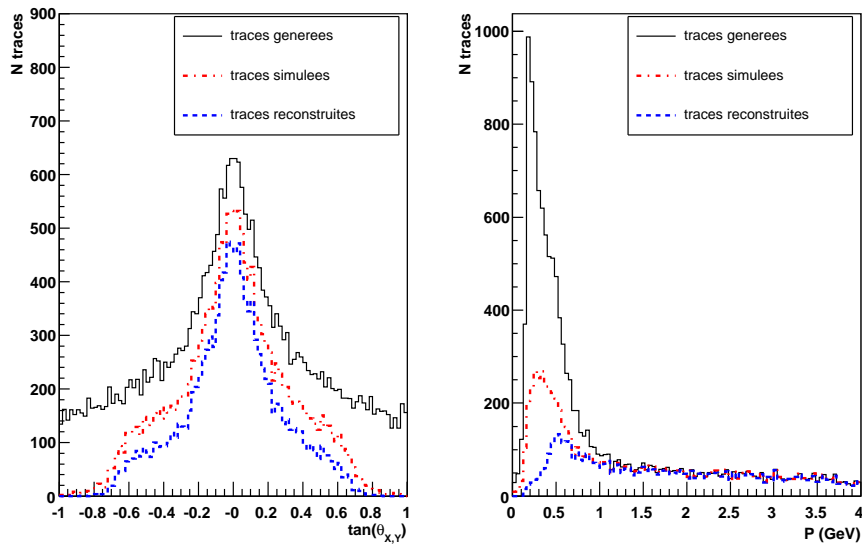


FIG. 6.12 – Distributions angulaire à gauche et d'impulsion à droite des traces issues des vertex $\nu_\mu CC$ RES générés, après simulation, et reconstruits.

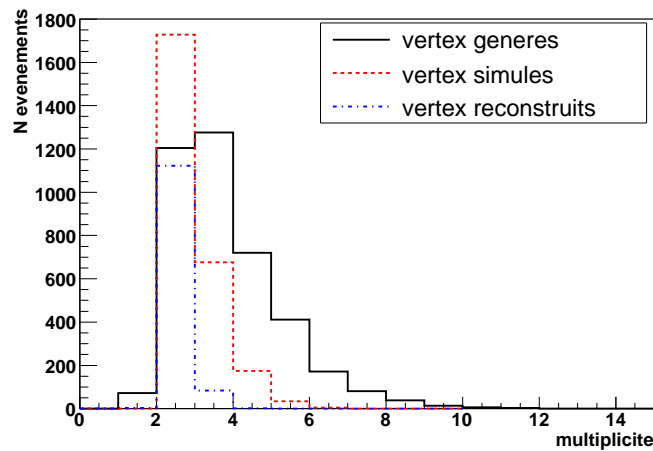


FIG. 6.13 – Multiplicité des vertex $\nu_\mu CC$ RES générés, après simulation, et reconstruits.

Etude Monte Carlo d'interactions $\nu_\mu CC$ quasi-élastiques

La même étude que les deux précédentes a été réalisée avec des interactions QE de NuMI. La figure 6.14 montre les distributions angulaire et d'impulsion des traces issues des interactions QE, au niveau de la génération, de la simulation, et de la reconstruction ; la figure 6.15 montre la multiplicité des vertex générés, simulés et reconstruits. Les valeurs relatives aux

	traces		vertex	
	N traces chargées	$\langle E \rangle$ (GeV)	$\langle \text{mult} \rangle$	N vertex ($n_{\text{tr}} \geq 2$)
génération	13409	1.0	3.3	4000
simulation	8006	1.4	2.4	2618
reconstruction	5891	1.7	2.1	1212

TAB. 6.2 – Valeurs relatives aux traces et aux vertex générés, simulés et reconstruits pour les interactions RES.

traces et vertex à chaque étape sont données dans le tableau 6.3.

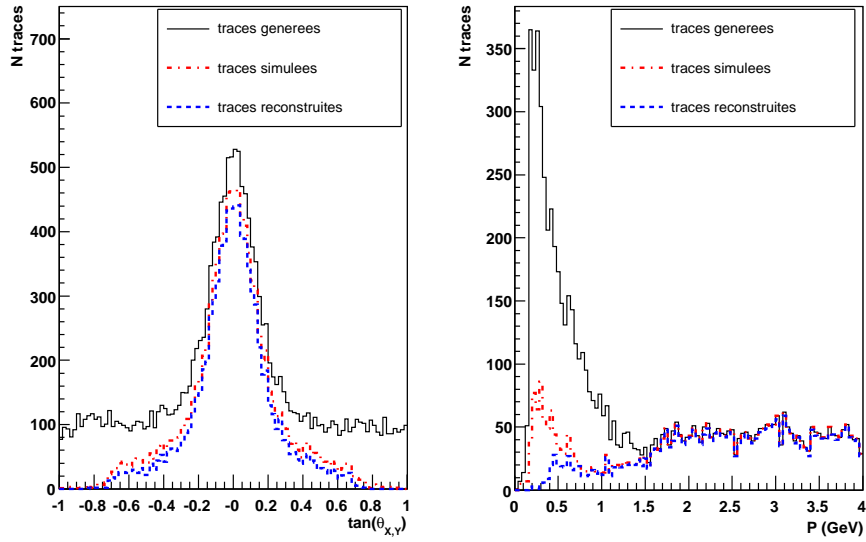


FIG. 6.14 – Distributions angulaire à gauche et d'impulsion à droite des traces issues des vertex $\nu_{\mu}\text{CC QE}$ générés, après simulation, et reconstruits.

	traces		vertex	
	N traces chargées	$\langle E \rangle$ (GeV)	$\langle \text{mult} \rangle$	N vertex ($n_{\text{tr}} \geq 2$)
génération	8348	1.4	2.1	4000
simulation	4375	2.2	2.1	957
reconstruction	5070	2.5	2.0	346

TAB. 6.3 – Valeurs relatives aux traces et aux vertex générés, simulés et reconstruits pour les interactions QE.

Les interactions QE sont moins bien reconstruites que les interactions RES et DIS, car les événements sont composés d'un muon énergétique et majoritairement de protons peu énergétiques qui sont donc mal reconstruits, comme on peut le voir sur la figure 6.16 : même si le muon est reconstruit dans 90% des cas, il n'est pas possible de reconstruire un vertex à

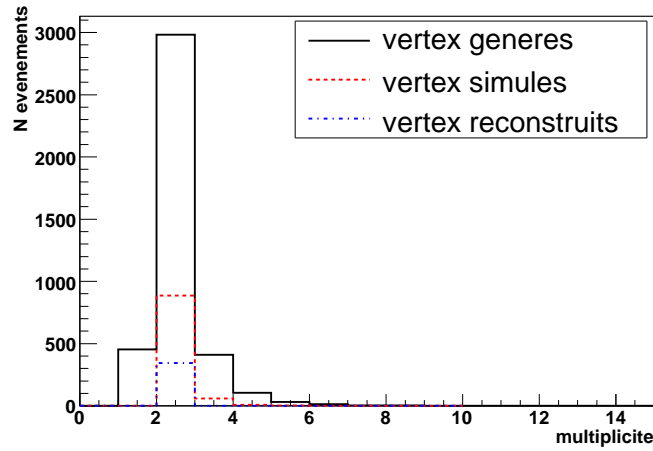


FIG. 6.15 – Multiplicité des vertex ν_μ CC QE générés, après simulation, et reconstruits.

2 traces. On observera finalement 9% des interactions ν_μ CC RES attendues dans une brique PEANUT. Tous les événements reconstruits sont des événements à 2 traces. La pureté est de l'ordre de 99 %.

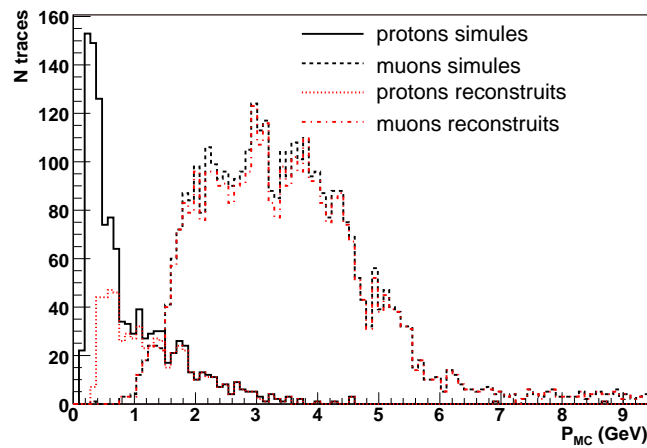


FIG. 6.16 – Impulsion Monte Carlo des muons et protons produits lors des interactions neutrino QE au niveau simulation et reconstruction.

D'après la section 6.1.1, 76% des interactions neutrino de NuMI sont profondément inélastiques, 10% sont résonantes et 14% sont quasi-élastiques. En considérant l'efficacité des SFT de 60%, on observera donc finalement 21% des interactions ν_μ CC attendues dans une brique, dont 77% sont des vertex reconstruits à 2 traces.

6.3 Analyse des données d'une brique PEANUT

Comme précisé plus haut, deux briques ont été rapportées au laboratoire de scanning de Lyon pour analyse. Cependant, à cause d'un manque de disponibilité des microscopes, il n'a pas été possible de procéder au scanning complet de ces briques. Nous présentons ici l'analyse d'une brique dont la moitié de la surface a été scannée au laboratoire de Berne. Cette brique a été exposée au faisceau de NuMI 28.5 jours, et développée pendant la période de roulement que j'ai effectuée. Durant l'exposition, le faisceau NuMI n'était pas en fonctionnement continu et le nombre de pot accumulés pendant cette période est de $1.7 \cdot 10^{19}$, soit une moyenne de $5.8 \cdot 10^{17}$ pot/jour ; la brique a donc été exposée 28.5 jours à une intensité moyenne égale à 60% de l'intensité nominale. La quantité d'événements attendus avec une efficacité de reconstruction de 100% est de 130 ± 11 . En prenant en compte l'efficacité de reconstruction de 21% calculée ci-dessus, ainsi que l'efficacité des SFT de 60%, on attend finalement 21 ± 2 vertex à 2 traces, et 6 ± 1 vertex à plusieurs traces.

La procédure d'analyse du scan total³ de la brique est la suivante :

- 1) Il faut tout d'abord reconstruire les traces et vertex dans le volume de la brique.
- 2) La seconde étape concerne les traces de SFT : il faut reconstruire les traces 3D grâce aux différents hits des SFT enregistrés pendant la période d'exposition de la brique. Une trace 3D des SFT est formée si elle possède au moins 3 hits sur les plans X et Y de la brique, et au moins 1 hit sur un plan U. La liste des traces 3D de SFT pour chaque brique est disponible sur la base de données officielle d'OPERA, décrite dans le chapitre 7.
- 3) Il faut ensuite aligner les traces des SFT projetées sur la dernière feuille de la brique avec les traces en volume de la brique.
- 4) Enfin, la validation d'un vertex reconstruit à 2 traces s'effectue en imposant qu'au moins une des deux traces du vertex atteigne la fin de la brique. Cette trace est alors apparentée au muon et doit correspondre à une trace 3D des SFT, dans les tolérances angulaires et de position qui correspondent à celles des SFT (environ 1 mm et quelques mrad).

6.3.1 Reconstruction de traces

La reconstruction de volumetraces a conduit à 1024 traces traversant la brique. Ces traces passantes sont apparentées à celles des muons du faisceau NuMI. Afin de vérifier ce point, la figure 6.17 à gauche montre les distributions angulaires de θ_X et θ_Y ; on remarque que les distributions sont centrées, en 0 rad pour θ_X et à -50 mrad pour θ_Y , ce qui correspond aux valeurs du faisceau de NuMI. Pour comparaison, on peut également observer ces mêmes valeurs sur les distributions angulaires des 1600 traces 3D des SFT, recueillies dans la zone de la brique pendant la période d'exposition ; les distributions sont visibles sur la figure 6.17 à droite.

Après avoir aligné les traces traversant la brique avec celles de SFT, il est possible de reconstruire une trace volume entre les feuilles d'émulsion et les SFT, afin de connaître les résidus en position et angulaires qui existent entre la brique et les détecteurs électroniques. On a ici fait correspondre environ 350 traces. Les distributions des résidus sont visibles sur la figure 6.18. On obtient :

³L'analyse par scan de suivi n'a pas été réalisée ici

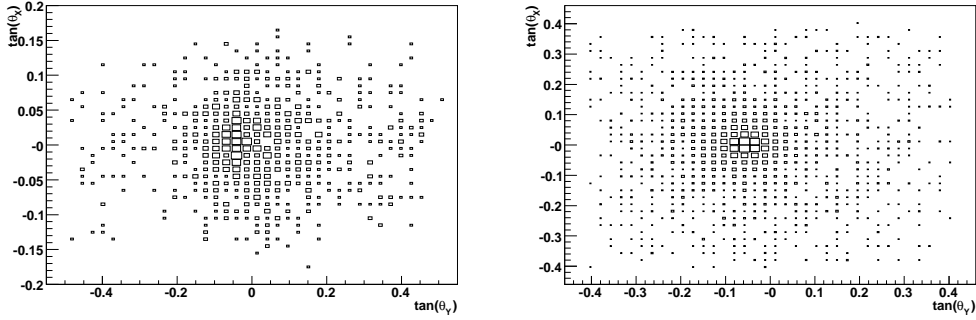


FIG. 6.17 – Distributions de θ_X en fonction de θ_Y : à gauche pour les traces reconstruites dans la brique, à droite pour les traces 3D des SFT.

$$\begin{aligned} \sigma_x &= 246 \pm 15 \mu m & \sigma_y &= 230 \pm 18 \mu m \\ \sigma_{\theta_x} &= 3.3 \pm 0.3 mrad & \sigma_{\theta_y} &= 5.3 \pm 0.4 mrad \end{aligned}$$

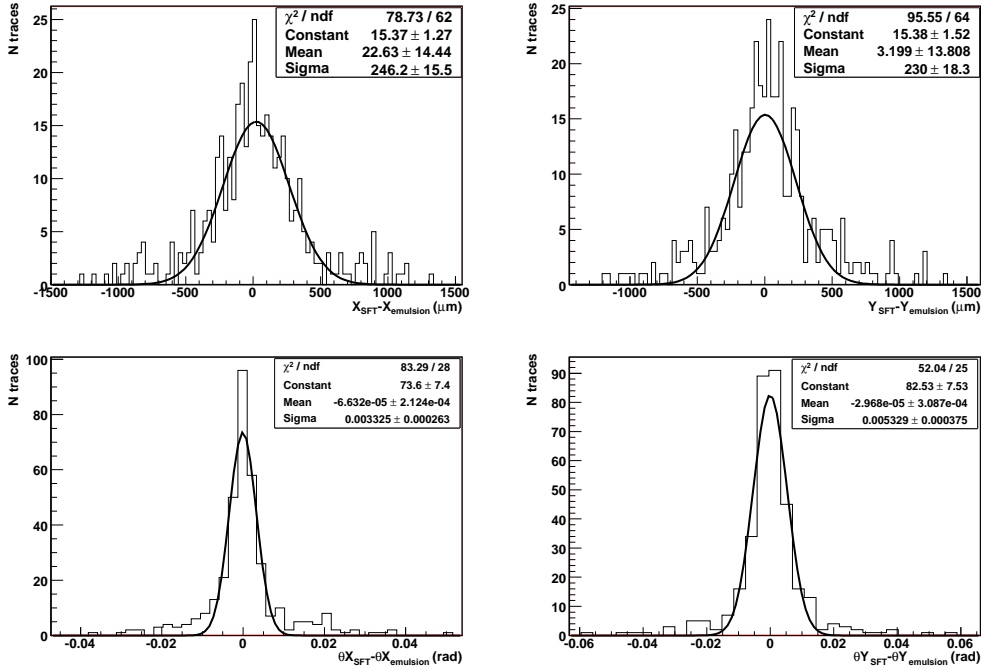


FIG. 6.18 – Distributions des résidus angulaires et en position pour les 350 traces formées avec les traces passant de la brique (traces des émulsions), et les traces 3D des SFT

Les valeurs sont en accord avec la précision des SFT, de l'ordre du mm et de quelques mrad, et les résidus en position sont même très optimum. Ceci permet de vérifier l'alignement des SFT avec les feuilles d'émulsion, car celui-ci sert à valider ou non les vertex reconstruits dans les émulsions.

Les traces passantes reconstruites dans la brique servent aussi à évaluer l'efficacité de scanning. On ne peut pas utiliser ici le même procédé que celui décrit dans le chapitre 2 avec une brique de référence sans plomb ; cependant, le nombre de segments de la trace n_{seg} ramené à la longueur de la trace n_{pl} permet d'évaluer cette efficacité. La figure 6.19 montre le profil de $\frac{n_{seg}}{n_{pl}}$ en fonction de l'angle 3D des traces passantes, ce qui représente l'efficacité de scanning évaluée dans la brique. On peut représenter cette efficacité par le polynôme suivant :

$$\epsilon = 0.88 - 0.03\tan(\theta) - 0.12\tan^2(\theta) + 0.49\tan^3(\theta) - 0.51\tan^4(\theta), \quad (6.3.1)$$

qui a servi à modéliser l'efficacité de scanning dans la simulation.

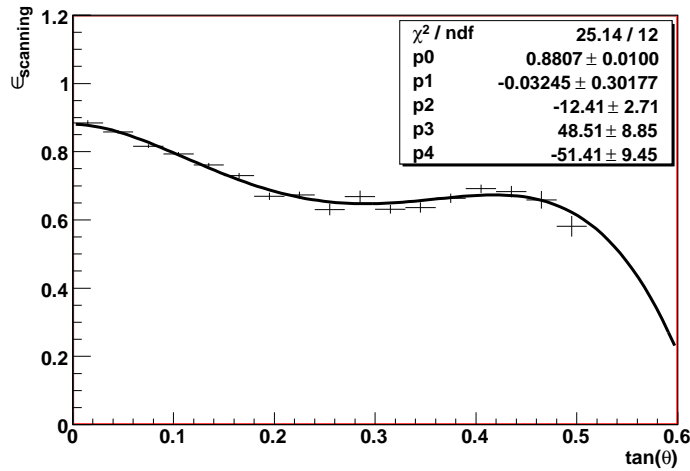


FIG. 6.19 – Efficacité de scanning en fonction de l'angle de la trace, évaluée dans une brique de PEANUT

6.3.2 Reconstruction de vertex

L'algorithme de reconstruction de vertex "PBV" (voir chapitre 4) a été appliqué aux traces reconstruites dans la brique ; 1996 vertex possédant deux traces vers l'avant ont été répertoriés. Parmi ces vertex, très peu sont des interactions de neutrino de NuMI, et la majorité provient de fausses reconstructions dues au bruit de fond intrinsèque des émulsions ainsi qu'aux muons traversants, issus du faisceau NuMI ou du rayonnement cosmique. Comme précisé ci-dessus, un vertex est validé comme étant un vertex neutrino de NuMI si une de ses traces atteint la fin de la brique, et trouve de plus une correspondance avec une des traces 3D des SFT. En accord avec les résidus de la figure 6.18, des tolérances de 1500 μm et 20 mrad ont été appliquées pour réaliser ces correspondances.

D'une part, 17 vertex sont finalement retenus après la sélection décrite ci-dessus ; les résidus en position et angulaires des traces des émulsions par rapport aux traces des SFT sont visibles sur la figure 6.20. Les largeurs des distributions ajustées avec une gaussienne sont les suivantes :

$$\sigma_{xy} = 530 \pm 130 \mu m$$

$$\sigma_{\theta_{xy}} = 13 \pm 3 mrad$$

Ces valeurs sont compatibles avec la précision des SFT, au vu de la statistique limitée disponible ici.

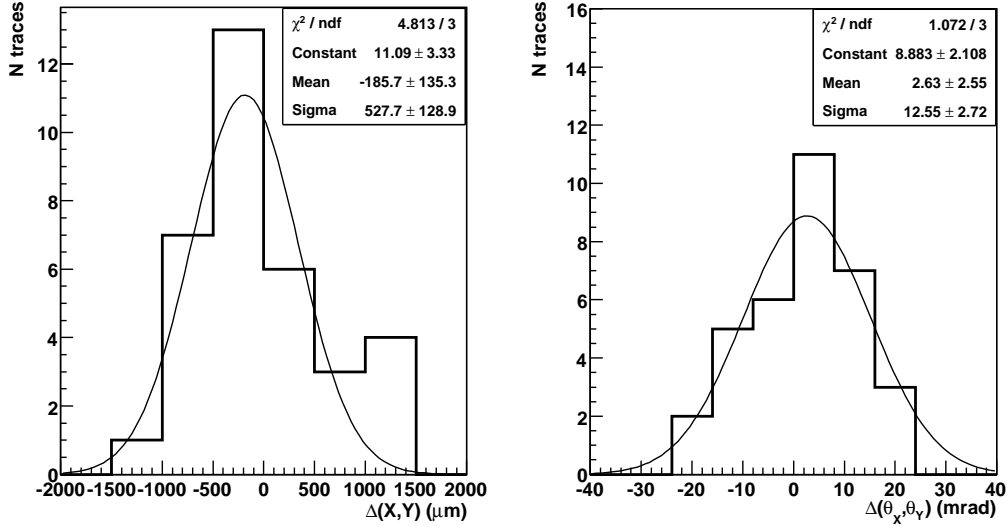


FIG. 6.20 – Résidus en position à gauche et en angle à droite, pour les correspondances entre traces des SFT et traces apparentées au muon pour les vertex $\nu_\mu CC$ reconstruits dans les émulsions.

D'autre part, un vertex à 7 traces a été reconstruit avec une trace étendue sur 50 feuilles d'émulsion atteignant le bout de la brique. Ce vertex est visible sur la figure 6.21. Cependant, cette trace ne possède pas de correspondance avec les SFT dans les tolérances choisies ci-dessus, mais il a tout de même été possible d'identifier une trace SFT candidate hors des tolérances, donnant lieu à ces résidus :

$$\sigma_x = 1.0 mm \quad \sigma_y = 2.3 mm$$

$$\sigma_{\theta_x} = 34 mrad \quad \sigma_{\theta_y} = 22 mrad$$

On a donc finalement retenu :

- 17 vertex à 2 traces
- 1 vertex à 7 traces

Il reste à valider entièrement ces vertex par vérification manuelle (ou visuelle), que nous détaillerons plus bas.

Par ailleurs, une gerbe électromagnétique étendue sur plus de 40 cellules plomb-émulsion a été reconstruite dans la brique ; on peut voir cette gerbe sur la figure 6.22 : elle semble provenir d'un vertex possédant quatre traces d'énergie et longueur réduites. L'algorithme de reconstruction de traces officiel (FEDRA) ne permet pas de reconstruire correctement les

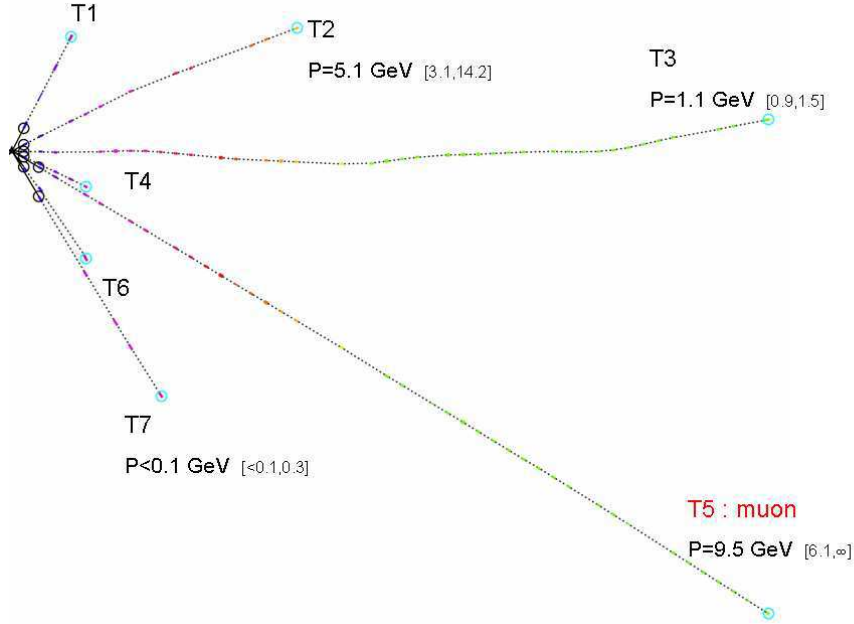


FIG. 6.21 – Vertex $\nu_{\mu}CC$ reconstruit dans les émulsions avec 7 traces, et impulsion mesurée pour 4 traces.

gerbes électromagnétiques, car il a été optimisé afin de reconstruire des portions de traces droites. Il permet cependant de localiser une gerbe, et deux gerbes sont en fait visibles ici. Elles proviennent probablement de la conversion d'un π^0 en 2 γ , chacun convertis ensuite en une paire e^+e^- .

Un algorithme développé à Neuchâtel permet de reconstruire les gerbes électromagnétiques entièrement [131]. Il est basé sur le schéma suivant :

- Une première basetrace reconstruite par FEDRA est considérée comme basetrace primaire de la gerbe.

- Dans un cône d'ouverture 20 mrad, d'autres basetraces sont associées à la gerbe si elles possèdent un angle inférieur à 0.4 rad.

- Chaque basetrace sélectionnée est ensuite propagée vers l'arrière (sens inverse de l'interaction), et des nouvelles basetraces sont associées à la gerbe suivant des tolérances angulaire $\Delta\theta$ et en position Δr par rapport à la basetrace aval : $\Delta\theta < 100$ mrad et $\Delta r < 150 \mu\text{m}$. Cet algorithme permet ensuite de séparer les interactions de pion et d'électron grâce à un réseau de neurones basé sur 6 variables : les nombres de basetraces à l'intérieur de la gerbe et par feuilles d'émulsion, ainsi que les moyenne et largeur des distributions de $\Delta\theta$ et Δr . Il est ainsi possible de reconstruire les gerbes électromagnétiques avec une efficacité proche de 100% et une contamination en pions proche de 0, pour des énergies supérieures à quelques GeV. L'énergie de la gerbe peut être évaluée à partir d'un réseau de neurones basé sur les mêmes variables que précédemment ; la résolution en énergie a été paramétrée et testée avec des fichiers MC, et est obtenue avec la formule [131] :

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{40\%}{\sqrt{E}}$$

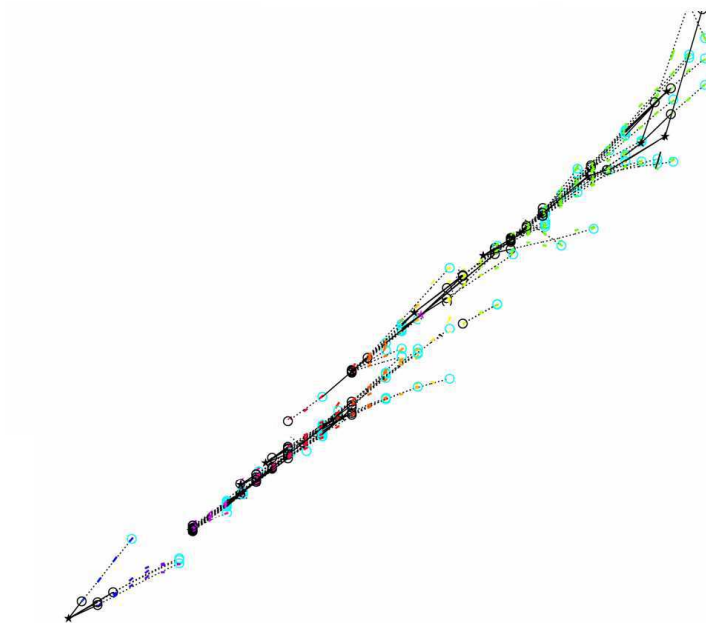


FIG. 6.22 – Gerbe électromagnétique reconstruite dans une brique de PEANUT.

Cet algorithme a été appliqué à la gerbe reconstruite sur la figure 6.22. Deux gerbes principales étendues sur plus de 40 cellules plomb/émulsion ainsi que plusieurs gerbes secondaires plus courtes possèdent une sortie du réseau de neurones compatible avec une gerbe d'électron, comme on peut voir sur la figure 6.23 ; les gerbes reconstruites correspondantes sont visibles sur la figure 6.24, ainsi que le vertex à quatre traces d'où semblent provenir les gerbes. L'énergie reconstruite pour chaque gerbe principale est de 12 ± 2 GeV et 14 ± 2 GeV. L'ouverture entre les deux gerbes peut s'évaluer en considérant la différence angulaire entre les deux premières basetraces de chaque gerbe. On obtient un angle de 7 mrad, auquel on peut attribuer une erreur de 2 mrad afin de rendre compte de la résolution angulaire entre 2 basetraces. A partir de l'énergie de chaque gerbe E_1 et E_2 , et l'ouverture entre les gerbes des deux supposés photons θ_{ap} , on peut reconstruire la masse invariante de l'objet qui aurait donné naissance aux deux photons, par la formule :

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos\theta_{ap})}$$

Avec la propagation des erreurs sur l'énergie et l'angle d'ouverture, on obtient :

$$m_{\gamma\gamma} = 91 \pm 30 \text{ MeV},$$

compatible à 1.5σ avec la masse connue actuellement du π^0 de 135 MeV. Ceci confirme la possibilité que les deux photons proviennent d'une conversion de π^0 .

L'origine de cette interaction est encore indéterminée, mais l'hypothèse d'un ν_μ NC est la plus probable.

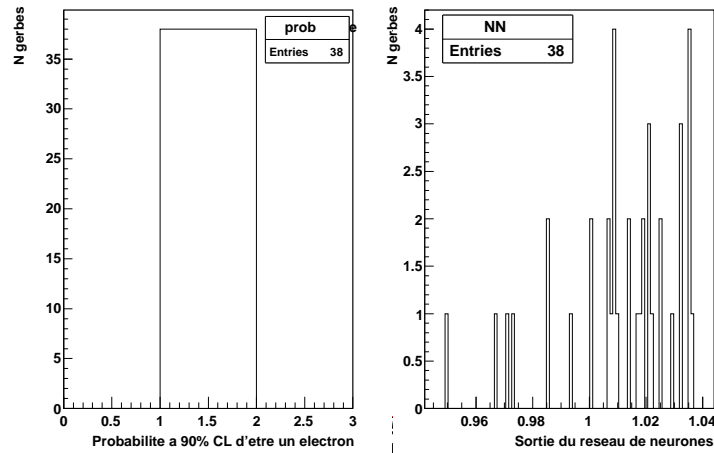


FIG. 6.23 – Gerbes électromagnétiques reconstruites avec l’algorithme de Neuchâtel : sortie du réseau de neurones à droite et probabilité d’être associées à un électron à gauche pour les gerbes, compatibles avec l’hypothèse d’un électron.

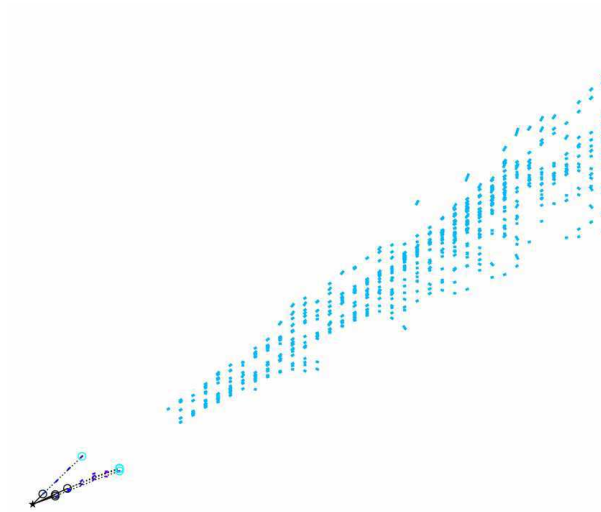


FIG. 6.24 – Basetraces appartenant aux gerbes électromagnétiques reconstruites avec l’algorithme de Neuchâtel.

6.3.3 Vérification manuelle des vertex

Il est possible d’observer à l’oeil les vertex reconstruits, afin de vérifier d’éventuelles fausses associations, et également chercher d’autres basetraces autour du vertex susceptibles d’appartenir à l’interaction. Cette étape consiste à observer directement au microscope les microtraces du "top" et "bottom" qui forment les basetraces des vertex retenus. En collaboration avec le groupe de Berne, nous avons défini une stratégie ; deux vérifications sont nécessaires (voir

schéma 6.25) :

- Observer les microtraces dans la feuille d'émulsion la plus proche en aval du vertex, en vérifiant leur point de rencontre ; dans le cas où l'inefficacité de scanning n'a pas permis de reconstruire la trace dans la feuille d'émulsion la plus proche du vertex, il faut utiliser la projection de la trace dans cette feuille d'émulsion. En effet, même si l'algorithme de reconstruction en-ligne des microtraces n'a pas enregistré de trace, les grains qui forment les microtraces doivent tout de même être visibles à l'oeil.

- Ensuite, il faut vérifier que les traces appartenant au vertex ne se prolongent pas dans la feuille d'émulsion en amont du vertex ; on utilise donc les projections des traces dans cette feuille, et on vérifie qu'il n'y a aucune microtrace correspondant aux prédictions.

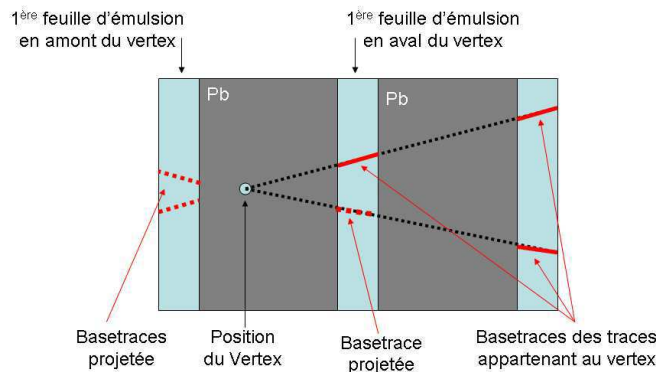


FIG. 6.25 – Schéma de la procédure mise en oeuvre afin de vérifier manuellement les vertex retenus.

Les vérifications manuelles ont été effectuées au sein du laboratoire de Berne. Les résultats obtenus sont indiqués dans le tableau 6.4, où on résume en indiquant : le nombre d'événements N_{vOK} où 2 traces ont été observées ; le nombre d'événements N_{vF1} et N_{vF2} , où respectivement 1 ou 2 traces sont reconnues comme étant une mauvaise association de grains, ou alors ne sont pas observées ; le nombre d'événements $N3$ où une 3e trace supplémentaire a été observée ; le nombre de vertex N_{vF} , invalidés par observation de croisement de traces. Finalement, on a observé :

- 1 vertex avec 6 traces
- 1 vertex avec 3 traces
- 7 vertex avec 2 traces
- 3 interactions avec 1 trace

Le vertex à 3 traces correspond à un vertex à 2 traces pour lequel une troisième trace a été observée. Les traces vues dans l'émulsion du vertex à 3 traces sont visibles sur l'image 6.26.

N_{vOK}	$N3$	N_{vF1}	N_{vF2}	N_{vF}
8	1	4	2	1

TAB. 6.4 – Résultats des vérifications manuelles des vertex reconstruits dans la brique de PEANUT.

La philosophie au sein de la collaboration de PEANUT est de ne conserver un vertex reconstruit que s'il a été observé pendant les vérifications manuelles. Il reste donc finalement

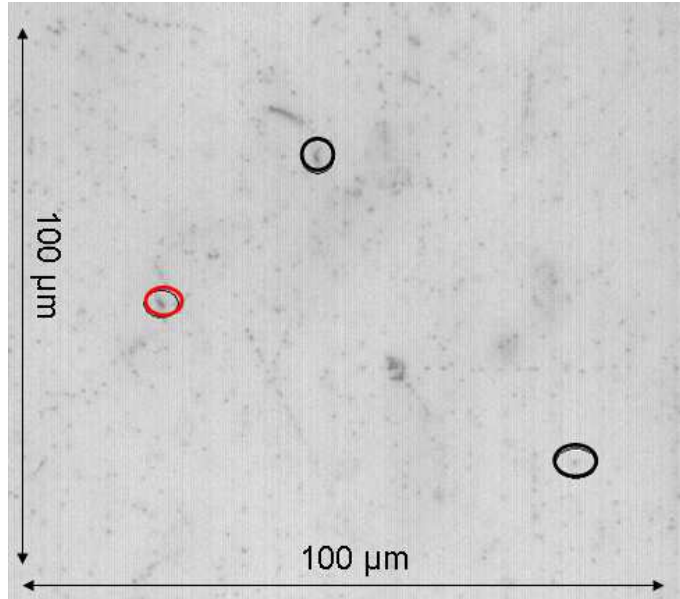


FIG. 6.26 – Capture d’écran : image du vertex observé à 3 traces, avec entourées en noir les traces correspondantes aux 2 traces reconstruites ar l’algorithme de reconstruction de traces, et en rouge (en haut à gauche) celle correspondant à la trace retrouvée à l’oeil.

7 vertex à 2 traces et 2 vertex à plusieurs traces. Ces valeurs sont trois fois plus faibles que les valeurs attendues d’après l’étude Monte Carlo de la section 6.2.

Cependant, les vérifications manuelles sont difficiles à réaliser et demandent un oeil exercé, d’autant plus que la qualité des émulsions PEANUT est très mauvaise ; à part pour le vertex invalidé par croisement de traces où la signature visuelle est évidente, il n’est, à mon avis, pas raisonnable de considérer les vérifications visuelles comme outil de validation pour cette analyse. Ce genre de procédé a été précédemment utilisé dans l’expérience CHORUS [103], où tous les événements neutrino ont été vérifiés manuellement ; cependant, les émulsions de Chorus sont 100 fois plus épaisses que les émulsions d’OPERA, et les signatures des interactions beaucoup plus claires grâce au parcours visible des traces depuis leur vertex de production. Dans notre analyse, si on ne considère pas la validation manuelle, le nombre d’événements reconstruits (15^4 vertex à 2 traces et 2 vertex à plusieurs traces), est plus proche des valeurs MC (21 ± 2 à 2 traces et 6 ± 1 vertex à plusieurs traces). Il existe tout de même un déficit des données réelles par rapport au nombre d’événements attendu, que l’on peut comprendre si on considère les facteurs non pris en compte dans la simulation :

- Il existe dans les émulsions des inefficacités locales qui biaisent la reconstruction ; de plus, l’efficacité de scanning utilisée dans la simulation a été calculée avec des traces passantes de muons énergétiques, et peut se trouver diminuée en cas de traces courtes peu énergétiques.

- Les feuilles d’émulsion ne sont pas parfaitement alignées entre elles, on ne peut réaliser l’intercalibration qu’à quelques microns près. Cet effet n’est pas pris en compte dans la simulation et affecte la reconstruction des traces comme des vertex.

- Les interactions à 1 trace reconstruite ne sont pas prises en compte dans la reconstruction Monte Carlo, car il n’est alors pas possible de former un vertex.

⁴on ne comptabilise pas le vertex invalidé

A partir de ces différents arguments, on considère que les événements reconstruits avant vérification manuelle sont des événements neutrino NuMI (sauf pour le vertex invalide), et on conserve pour la suite 15 vertex à deux traces et 2 vertex à plusieurs traces.

6.3.4 Reconstruction de variables cinématiques

Grâce à l'algorithme développé lors de ce travail de thèse et détaillé dans le chapitre 3, il est possible de mesurer l'impulsion des traces issues des 17 vertex validés en tant qu'interactions neutrino de NuMI, avant la procédure de vérifications manuelles. Les impulsions calculées pour quatre traces du vertex à 7 traces sont visibles sur la figure 6.21 ; l'algorithme n'a pas convergé pour les trois autres traces à cause de leur faible étendue et de leur grand angle. Également, on peut voir sur la figure 6.27 les dépendances pour les quatre traces de l'angle de diffusion en fonction de l'épaisseur de plomb traversée, qui permet de déterminer l'impulsion.

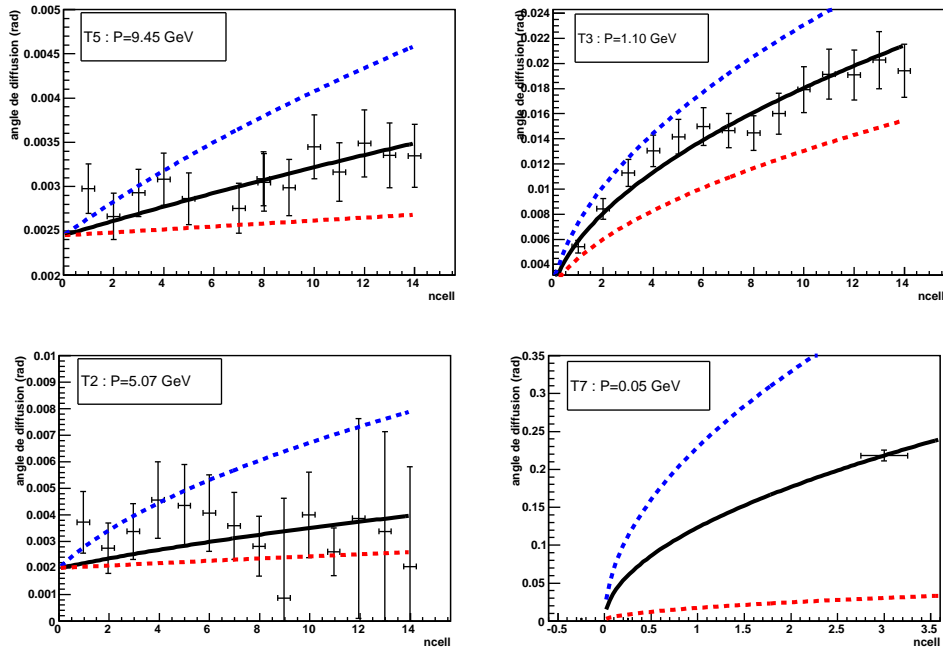


FIG. 6.27 – Dépendance de l'angle de diffusion en fonction de l'épaisseur de plomb traversée pour quatre traces du vertex reconstruit à 7 traces. De gauche à droite et du haut au bas, traces T5, T3, T2, T7 représentées sur la figure 6.21. Le trait du milieu représente le fit, les traits supérieur et inférieur représentent les bornes de 90% de niveau de confiance pour l'impulsion.

La figure 6.28 montre la superposition des impulsions mesurées par diffusion coulombienne multiple pour 11 traces des données réelles, avec les impulsions Monte Carlo des traces issues de la simulation. L'algorithme n'a pas convergé pour les autres traces reconstruites, à cause soit de leur trop grande impulsion (pour les muons), soit de leur trop courte étendue. La figure 6.28 montre un bon accord entre les données réelles et Monte Carlo pour la reconstruction d'impulsion, sauf à basse énergie où on observe un léger excès du MC par rapport aux données. Comme le Monte Carlo est normalisé au nombre d'entrées de données, ceci peut s'expliquer par une contamination à haute énergie des muons de NuMI.

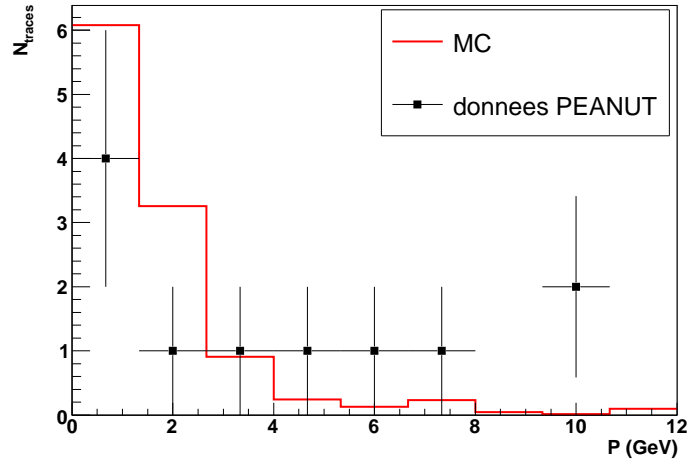


FIG. 6.28 – Comparaison données réelles et Monte Carlo : superposition des impulsions mesurées par diffusion coulombienne multiple pour 11 traces des données réelles, avec les impulsions Monte Carlo des traces issues de la simulation, reconstruites avec au moins 5 feuilles d'émulsion.

Il est également possible d'observer d'autres variables cinématiques des événements : les figures 6.30 et 6.31 montrent les superpositions données réelles et Monte Carlo respectivement pour le cosinus de l'angle d'ouverture θ_{ap} des 15 vertex reconstruits à 2 traces, et la distribution des angles θ_x et θ_y des traces dans les plans xz et yz, où z est l'axe du neutrino. La figure 6.29 illustre l'angle d'ouverture des vertex à 2 traces. La normalisation des distributions du MC correspond au nombre d'événements attendus. Pour la variable d'ouverture, on observe un très bon accord entre les données et la reconstruction du Monte Carlo ; cependant, en ce qui concerne les distributions des angles des traces, on observe un surplus de traces à petit angle, ainsi qu'un manque de traces à grand angle : ceci peut être dû à la résolution angulaire meilleure dans les données que dans le Monte Carlo, ou bien à une contamination des données par des muons issus du faisceau NuMI de plus haute énergie, compatible avec la remarque précédente sur l'impulsion.

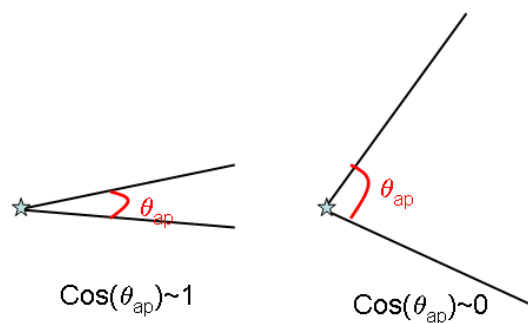


FIG. 6.29 – Schéma de l'angle d'ouverture d'un vertex à 2 traces.

On peut représenter pour vérification, les mêmes comparaisons de variables cinématiques uniquement pour les traces qui ont été vérifiées visuellement, c'est-à-dire 2 événements à 2

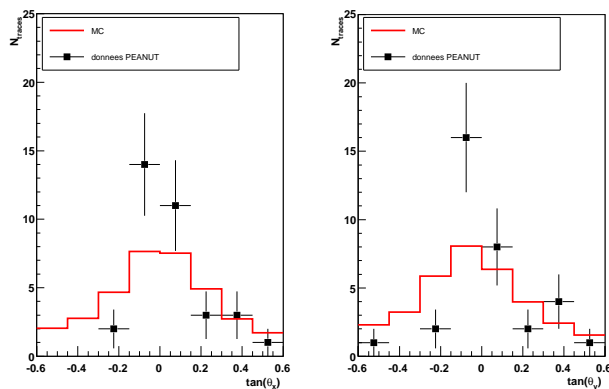


FIG. 6.30 – Comparaison données réelles et Monte Carlo pour les angles θ_x et θ_y des traces issues des événements neutrino reconstruits à 2 traces.

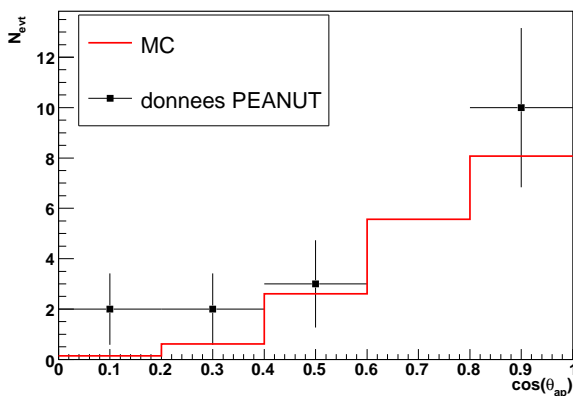


FIG. 6.31 – Comparaison données réelles et Monte Carlo pour le cosinus de l’angle d’ouverture θ_{ap} des vertex reconstruits à 2 traces.

traces. Les distributions sont visibles sur les figures 6.32 et 6.33. Le MC est ici normalisé au nombre d’événements reconstruits, afin de pouvoir comparer qualitativement l’allure des distributions : on remarque que les distributions d’ouverture sont toujours compatibles. Cependant, la distribution d’impulsion n’est toujours pas compatible à basse énergie ; de plus l’effet observé précédemment sur les distributions angulaires est accru ici, notamment pour la distribution en θ_y .

On peut donc conclure que pour tous les événements reconstruits, ceux validés visuellement ne donnent pas un meilleur accord entre les données réelles et MC.

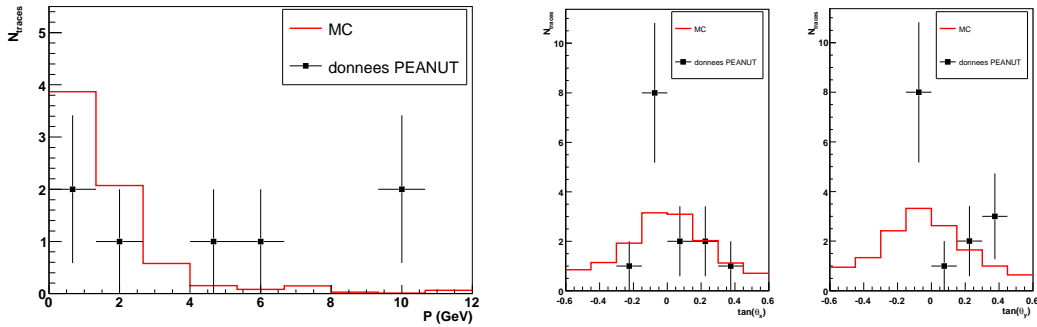


FIG. 6.32 – Comparaison données réelles et Monte Carlo : à gauche l’impulsion, à droite les angles θ_x et θ_y des traces issues des événements neutrino reconstruits à 2 traces et vérifiés visuellement.

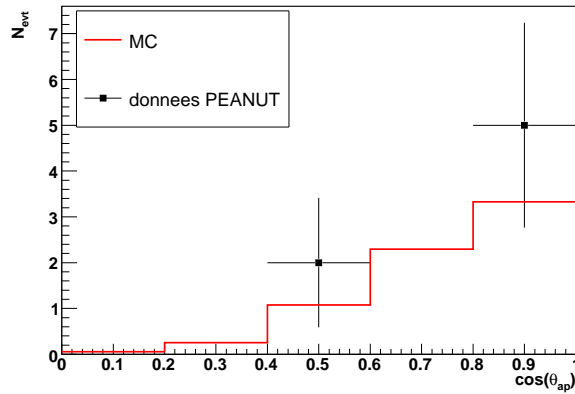


FIG. 6.33 – Comparaison données réelles et Monte Carlo pour le cosinus de l’angle d’ouverture θ_{ap} des vertex reconstruits à 2 traces et vérifiés visuellement.

6.4 Conclusion

L’analyse des données de PEANUT a permis de reconstruire des vertex neutrino dans des briques OPERA, confirmant ainsi que la procédure de scanning mise en oeuvre dans OPERA permet de reconstruire des interactions neutrino. Cette étape a été un succès, compte-tenu du fait que l’on se trouve à un cas limite où l’analyse est rendue délicate, en raison de la faible énergie du faisceau de neutrinos et de la mauvaise qualité des émulsions. L’étude réalisée dans ce chapitre a montré un accord entre les données réelles et les données Monte Carlo en ce qui concerne le nombre de vertex reconstruits avec 2 traces, ainsi que pour différentes variables cinématiques. Le nombre de vertex à plusieurs traces est inférieur au nombre attendu à cause d’inefficacités de scanning locales ainsi que d’autres effets non pris en compte dans la simulation. Ce travail s’ajoute à celui effectué dans d’autres laboratoires. Au total, 74 vertex à 2 traces et 53 vertex à plusieurs traces ont été observés et validés visuellement dans les briques de PEANUT. Également, deux gerbes électromagnétiques (une présentée ici et une reconstruite par le laboratoire de scanning de Nagoya) ont été observées. La gerbe reconstruite

à Nagoya est associée à un événement $\nu_e\text{CC}$ du faisceau de NuMI, alors que celle issue de ce travail correspondrait à une interaction $\nu_\mu\text{NC}$ avec π^0 énergétique. L'analyse de ces briques est encore en cours aujourd'hui. Une publication est en cours d'élaboration.

Dans ce chapitre, nous avons appliqué des outils de reconstruction d'impulsion et de vertex étudiés dans les chapitres précédents. Nous allons maintenant appliquer ces outils sur les premiers événements neutrino d'OPERA reconstruits dans les émulsions.

Chapitre 7

Reconstruction et analyse des premières interactions neutrino du CNGS dans OPERA

Pendant la période de fonctionnement du faisceau CNGS en automne 2007, 31.5 événements neutrino étaient attendus, et 38 événements ont été enregistrés dans les briques OPERA, dont 29 classés en tant qu'interaction Courant Chargé (CC), et 9 en tant que Courant Neutre (NC). A l'heure actuelle, les prédictions des détecteurs électroniques ont été retrouvées dans les feuilles amovibles (CS) pour 28 CC et 7 NC ; le scanning et l'analyse des émulsions des briques est encore en cours dans les laboratoires, car ces premiers événements ont permis de tester et adapter les procédures de scanning. Au total, 5 vertex NC et 19 CC ont été reconstruits dans les émulsions.

Parmi ces événements, 2 NC et 9 CC ont été reconstruits en Europe ; comme la philosophie est de partager l'analyse des événements neutrino entre l'Europe et le Japon, les autres événements ont été analysés au laboratoire de Nagoya. Nous nous intéressons dans ce chapitre à l'analyse des événements européens, car ceux reconstruits par les Japonais ne sont pas encore accessibles. Nous présentons tout d'abord brièvement la façon de stocker et d'échanger les données de sortie de scanning à travers la base de données générale d'OPERA, puis la reconstruction des 3 événements dont les données du scanning de volume sont présentes dans cette base de données, en appliquant les méthodes développées dans ce travail de thèse. Enfin, nous effectuons une comparaison de différentes variables cinématiques entre des données Monte Carlo d'interactions ν_μ CC profondément inélastiques (DIS), et les données réelles issues des neuf événements neutrino reconstruits en Europe pendant la période de fonctionnement de 2007.

7.1 Accès aux événements scannés à travers la base de données d'OPERA

Le stockage des données de scanning n'est pas simple à réaliser, car il s'agit d'un énorme volume d'informations, de plusieurs Go par brique scannée. OPERA utilise une base de données ORACLE comme outil commun de stockage et d'échange de données, qui regroupe des informations à tous les niveaux de l'expérience : même si sa fonction première et principale

est de stocker les données issues du scanning des briques candidates, elle permet également à tous les membres de la collaboration d'avoir accès aux données des détecteurs électroniques, de connaître l'avancement de production des briques, du remplissage, ainsi que le suivi des briques candidates sur toute la chaîne d'analyse (ces informations sont des copies des bases de données propres à la BAM et au BMM). L'espace actuel disponible sur la base de données est de 20 TO, avec 20 TO supplémentaires par an ; l'espace total sera de 100 To au bout des 5 ans d'OPERA. Ce chiffre a été évalué en considérant les 4000 événements neutrino attendus par an sur cinq ans, avec une estimation de 5 Go par événement scanné.

Les informations stockées pour le scanning des événements neutrino sont présentes sous la forme des données relatives aux microtraces et basetraces reconstruites ; pour chaque événement répertorié, il est demandé aux laboratoires de scanning d'inclure les informations concernant le scanning de suivi et le scanning de volume. L'étape d'écriture des données de scanning n'a pas encore été réalisée pour tous les événements reconstruits : seulement 6 des 11 événements reconstruits en Europe y figurent pour l'instant avec les informations concernant le scanning de suivi. Le scanning de volume est également présent pour 3 des 6 événements. Nous allons reconstruire et analyser les 3 événements dont les informations relatives au scanning de volume sont présentes dans la base de données ; par souci de simplicité et de clarté, nous nommerons ces événements par le nom du laboratoire de scanning qui a produit les données, soit Bologne, Bari et Salerne.

7.2 Reconstruction des événements neutrino enregistrés dans la base de données

Un algorithme développé par le groupe de Neuchâtel a permis d'extraire les informations relatives aux microtraces et basetraces présentes dans la base de données pour un événement scanné, dans un format standard d'analyse. Il est ensuite possible de reconstruire les volume-traces et vertex de l'événement. Nous allons entre autres comparer les résultats obtenus avec les deux algorithmes de reconstruction de vertex détaillés dans le chapitre 4 et l'annexe 2 : l'algorithme de "Paire Based vertex" (PBV) et de "Global vertex" (GV). Également, on peut mesurer les impulsions des traces attachées aux différents vertex reconstruits, avec l'algorithme décrit dans le chapitre 3.

Comme on l'a vu dans le chapitre 4, la valeur maximum du paramètre d'impact (IP_{max}) fixée pendant la reconstruction donne des meilleures efficacité et pureté pour IP_{max}=40 μ m. On utilise donc cette valeur comme paramètre d'entrée de reconstruction du PBV ; les valeurs des autres paramètres sont celles indiquées dans la section 4.2.1 du chapitre 4. Ensuite, on utilise la figure 4.9 du chapitre 4 comme référence pour les valeurs de paramètre d'impact des traces par rapport au vertex reconstruit. Pour le GV, on utilise par défaut un échantillonnage en plans de 20 μ m.

Reconstruction et analyse de l'événement de Bologne

Le premier événement neutrino dans la cible d'OPERA a été enregistré le 2 octobre 2007 : la figure 7.1 montre les hits des détecteurs électroniques enregistrés lors de l'événement, où on reconnaît la gerbe hadronique issue de l'interaction neutrino, ainsi que la trace du muon, signature d'une interaction CC.

Le scanning des émulsions de la brique candidate a été confié au laboratoire de Bologne.

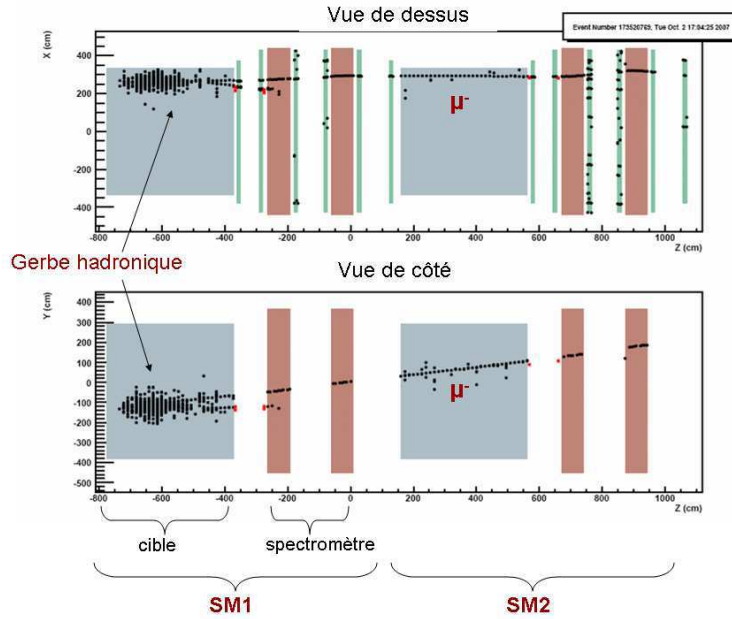


FIG. 7.1 – Schéma du détecteur OPERA, où on voit apparaître les hits laissés sur les détecteurs électroniques lors du premier événement ν_μ CC dans une brique, dont le scanning des émulsions a été confié au laboratoire de Bologne.

La figure 7.2 montre le vertex reconstruit à partir des données relatives aux basetraces du scanning de volume, récupérées dans la base de données : les traits en gras représentent les basetraces reconstruites, et les pointillés les volumetraces reconstruites à partir des basetraces. L'étoile représente le vertex formé avec les volumetraces. C'est une interaction de multiplicité 4, reconstruite sur 1.6 cm (soit 12 cellules plomb-émulsion). On a indiqué la trace du muon, qui a été reconstruite par scanning de suivi jusqu'à son point d'arrêt. L'algorithme de reconstruction de vertex utilisé est le PBV ; l'algorithme de GV donne ici une reconstruction identique avec un échantillonnage en plans de $\Delta Z = 20 \mu\text{m}$.

Les paramètres d'impact (IP) ou distance minimale d'approche des quatre traces sont indiqués dans le tableau 7.1 : par rapport à la distribution de la figure 4.9 du chapitre 4, on voit qu'ils sont tous relativement faibles ($< 20 \mu\text{m}$), ce qui indique que les traces sont correctement attachées au vertex ν_μ CC reconstruit, avec une très bonne probabilité.

	IP (μm)	P (GeV)	intervalle de P (en GeV) à 90% CL
T1	0.3	4.8	[2.3,inf]
T2	4.8	1.0	[0.6,1.9]
T3	11.0	<0.1	[$<0.1,0.7$]
T4	3.3	-	-

TAB. 7.1 – Paramètres d'impact et impulsion reconstruites par diffusion coulombienne multiple des traces de l'événement de Bologne.

D'autre part, il est possible de mesurer l'impulsion des traces reconstruites grâce à leur

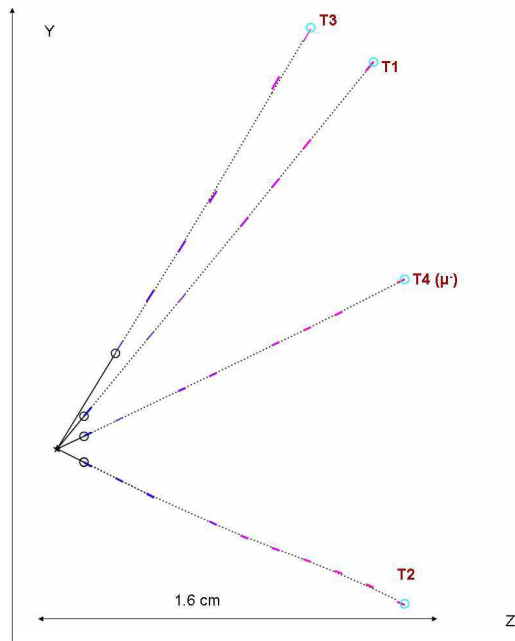


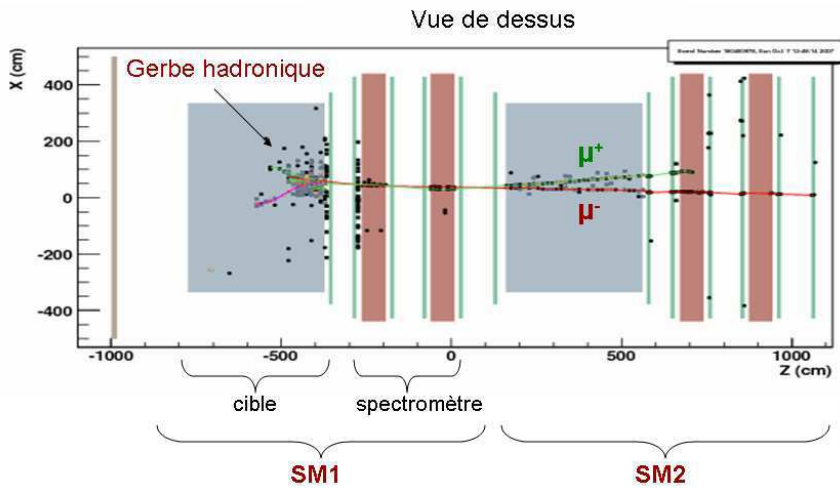
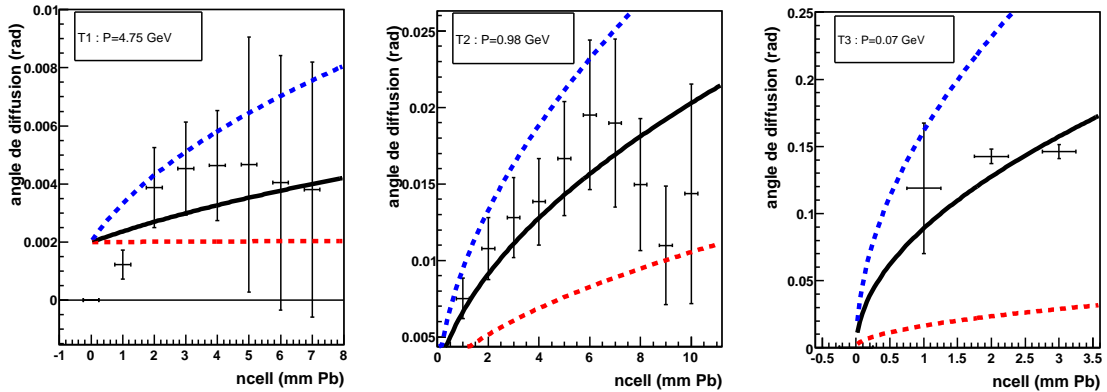
FIG. 7.2 – Traces et vertex reconstruits grâce aux informations des basetraces présentes dans la base de données pour le scanning de volume de l'événement de Bologne. Vue de côté.

diffusion coulombienne multiple (MCS), par la méthode présentée dans le chapitre 3. La figure 7.3 montre les dépendances de l'angle de diffusion en fonction de l'épaisseur de plomb traversée pour chacune des traces reconstruites : l'ajustement permet de déterminer l'impulsion de la trace. Les dépendances pour les limites d'impulsion à 90% de niveau de confiance (déterminées en fonction de la longueur, l'impulsion et l'angle de la trace) sont indiquées pour chaque trace. Le tableau 7.1 indique la valeur de chaque impulsion mesurée, ainsi que l'intervalle à 90% de niveau de confiance. Les limites "inf" rendent compte du fait que l'algorithme de MCS ne peut pas reconstruire des impulsions au delà de 8 à 10 GeV ; toutes les limites supérieures à 10 GeV sont donc données à l'infini. Pour la trace T4 (celle correspondant au muon), l'algorithme de reconstruction d'impulsion n'a pas convergé, à cause d'une dépendance trop plate, typique d'une trace énergétique (supérieure à 8 GeV). Effectivement, l'énergie mesurée par les spectromètres est de 7.8 GeV.

Reconstruction et analyse de l'événement de Bari

L'événement de Bari dont le scanning de volume est répertorié dans la base de données présente un intérêt particulier, puisque deux muons de charge opposée ont été enregistrés par les spectromètres. On peut visualiser l'interaction neutrino telle qu'elle a été enregistrée par les détecteurs électroniques d'OPERA sur la figure 7.4, où on voit apparaître les deux muons ainsi que la gerbe hadronique du vertex neutrino. La présence de deux muons de signes opposés est un critère pour distinguer les interactions $\nu_{\mu}CC$ charmées des autres interactions, lorsque la particule charmée s'est désintégrée dans le canal muonique.

La figure 7.5 montre l'interaction neutrino en vue de côté reconstruite avec l'algorithme



de PBV : c'est une interaction de multiplicité 8 reconstruite sur 3 cm (soit 22 cellules plomb-émulsion), où on a indiqué la trace du μ^- qui a été reconstruite par scanning de suivi jusqu'à son point d'arrêt. Les paramètres d'impact (IP) ou distance minimale d'approche des huit traces sont indiqués dans le tableau 7.2 : la trace T1 possède un IP relativement élevé, mais toujours acceptable. Les autres traces ont toutes un IP faible ($<20 \mu\text{m}$). Le GV paramétré avec un échantillonnage en plans de $\Delta Z=20 \mu\text{m}$ donne une reconstruction similaire, avec seulement 7 traces attachées au vertex primaire : la trace T1 qui ici possède le paramètre d'impact le plus élevé n'a pas été reliée au vertex. D'après l'annexe 2, il est recommandé d'utiliser $R_{tol}=\Delta Z*\tan(0.6)$; en découplant la tolérance R_{tol} de l'échantillonnage, on peut finalement attacher la trace T1 au vertex avec le GV en prenant $R_{tol}=20 \mu\text{m}$ pour $\Delta Z=20 \mu\text{m}$. Ceci est

peut-être signe que la trace T1 est une trace secondaire, par exemple un électron issu d'une conversion de π^0 .

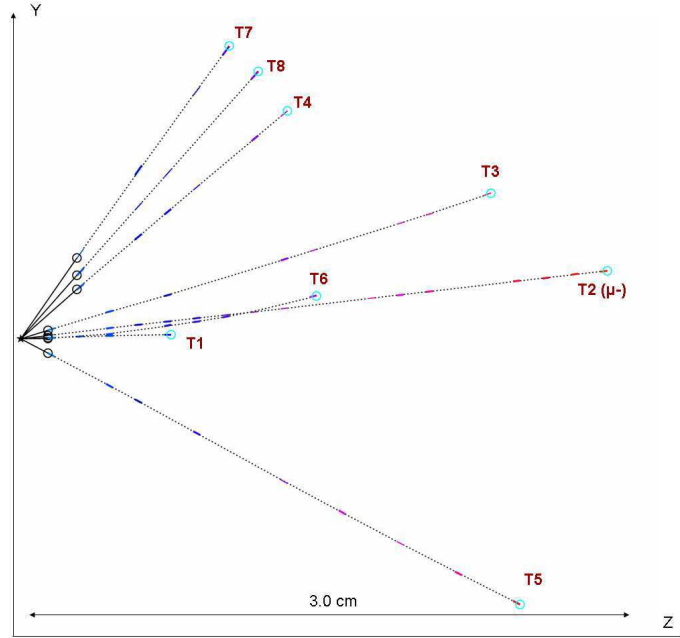


FIG. 7.5 – Traces et vertex reconstruits grâce aux informations des basetraces présentes dans la base de données pour le scanning de volume de l'événement de Bari. Vue de côté.

	IP (μm)	P (GeV)	intervalle de P (en GeV) à 90% CL
T1	24.5	0.9	[0.6,2.4]
T2	8.5	12.5	[6.6,inf]
T3	10.0	1.9	[1.2,4.3]
T4	11.0	5.8	[2.6,inf]
T5	5.6	3.6	[2.5,7.0]
T6	14.3	0.7	[0.5,1.6]
T7	11.8	<0.1	[<0.1,0.6]
T8	3.0	3.7	[1.7,inf]

TAB. 7.2 – Paramètres d'impact et impulsion reconstruites par diffusion coulombienne multiple des traces de l'événement de Bari.

Sur la figure 7.6 à gauche, on peut observer la même interaction neutrino, vue de face (dans la direction du faisceau de neutrinos) : sur cette vue, on voit apparaître un coude pour la trace T5 ; la figure 7.6 à droite montre les différences angulaires en θ_X entre les basetrace de cette trace : il apparaît sur cette distribution un écart de 10σ au niveau du coude. La désintégration d'une particule charmée en μ^+ donnerait également lieu à un coude, mais auquel on pourrait associer la trace du μ^+ . Cependant, la trace du μ^+ n'a pas été reconstruite dans les émulsions jusqu'au vertex neutrino, et le coude reconstruit n'est pas compatible avec la trace enregistrée comme le μ^+ par les spectromètres. Le coude de la trace T5 peut être interprété comme une

réinteraction de pion à grand angle. L'analyse de cet événement est toujours en cours et il n'y a pour l'instant aucune preuve directe d'une désintégration charmée.

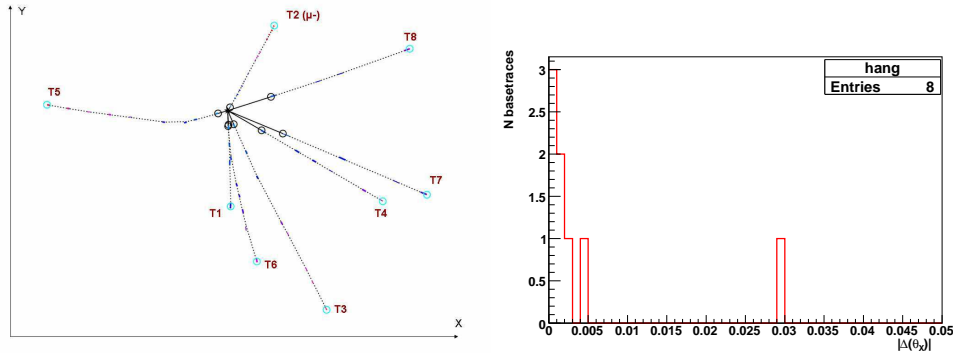


FIG. 7.6 – A gauche, traces et vertex reconstruit grâce aux informations des basetraces présentes dans la base de données pour le scanning de volume de l'événement de Bari; vue de face. A droite, différences angulaires entre chaque basetrace de la trace du μ^- .

En ce qui concerne l'analyse cinématique, le tableau 7.2 indique la valeur de l'impulsion mesurée pour les huit traces, ainsi que l'intervalle à 90% de niveau de confiance. La figure 7.7 montre les dépendances de l'angle de diffusion en fonction de l'épaisseur de plomb traversée pour chaque trace, qui permet de déterminer l'impulsion. Les dépendances pour les limites d'impulsion à 90% de niveau de confiance sont également indiquées pour chaque trace. L'énergie du muon mesurée par les spectromètres est de 40.0 GeV; la mesure par MCS est compatible avec une trace de haute énergie (supérieure à 10 GeV) à 90% de niveau de confiance. Dans le cas de traces énergétiques comme les muons issus des interactions $\nu_\mu CC$, il est préférable de suivre la valeur indiquée par les spectromètres pour la mesure de l'impulsion, car la détermination par MCS n'est pas possible à haute énergie.

Reconstruction et analyse de l'événement de Salerne

Le dernier événement dont le scanning de volume est présent dans la base de données a été scanné au laboratoire de Salerne. La figure 7.8 montre les hits laissés sur les différents détecteurs électroniques lors de l'interaction neutrino.

La figure 7.9 montre le vertex reconstruit avec l'algorithme de PBV à partir des données relatives aux basetraces du scanning de volume : c'est une interaction de multiplicité 5, reconstruite sur 4.4 cm (soit 36 cellules plomb-émulsion). On a indiqué la trace du muon, qui a été reconstruite par scanning de suivi jusqu'à son point d'arrêt. Les paramètres d'impact des cinq traces sont indiqués dans le tableau 7.3 : de la même manière que pour les événements précédents, les valeurs sont relativement faibles, l'IP le plus élevé étant de 21.2 μm . L'algorithme de GV ne donne pas une reconstruction identique : avec un échantillonnage en plans de $\Delta Z=20 \mu\text{m}$, une trace (T5) a disparu, mais une trace supplémentaire est attachée (nommée T6), comme on peut voir sur la figure 7.10 à gauche. Il est possible d'attacher les 6 traces ensemble en utilisant un échantillonnage en plans de $\Delta Z=50 \mu\text{m}$, comme on peut voir sur la figure 7.10 à droite. Il est également possible d'obtenir cette reconstruction à 6 traces avec le

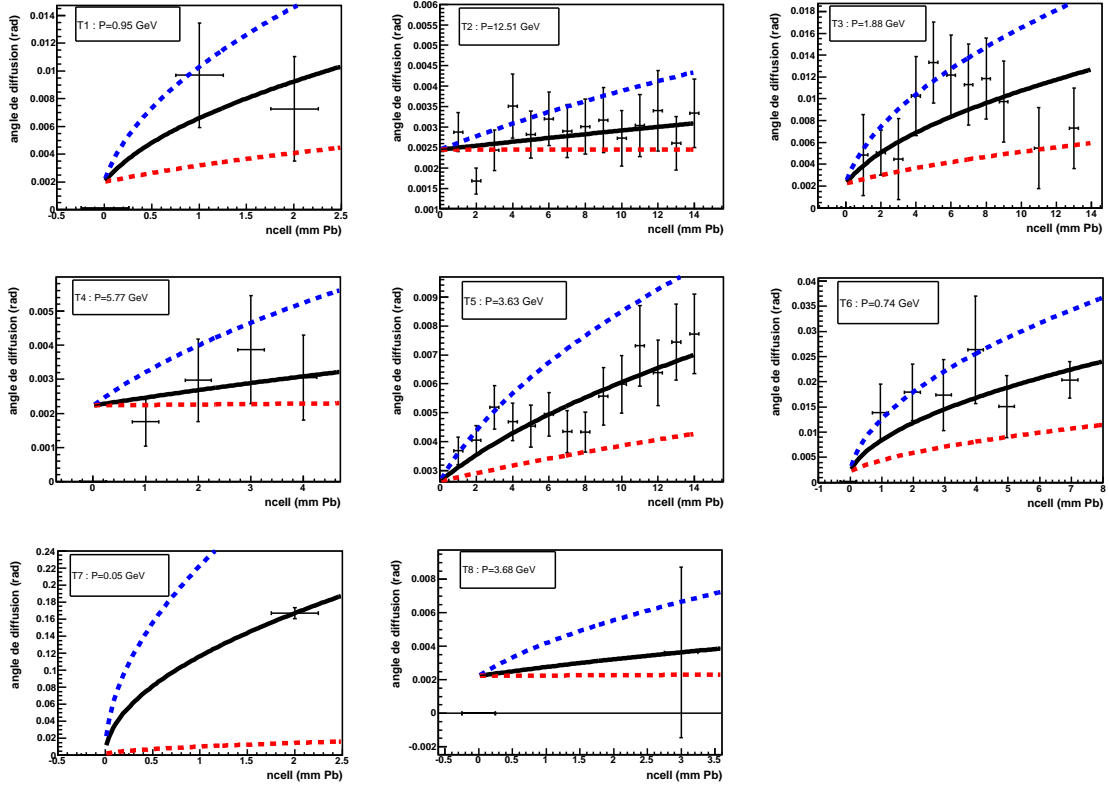


FIG. 7.7 – Dépendance de l’angle de diffusion en fonction de l’épaisseur de plomb traversée pour chaque trace attachée au vertex de l’événement de Bari : l’ajustement central permet de déterminer l’impulsion reconstruite ; la dépendance supérieure (resp. inférieure) correspond à la limite inférieure (resp. supérieure) de l’impulsion à 90% de niveau de confiance.

PBV en autorisant un paramètre d’impact maximum de $50 \mu\text{m}$. Cependant, d’après le tableau 7.3, les paramètres d’impact sont tous au moins 1.5 fois plus élevés pour les traces du vertex à 5 traces du PBV dans les configurations à 5 et 6 traces avec le GV, et l’IP de la sixième trace est donné à $49.2 \mu\text{m}$, valeur élevée pour un vertex $\nu_\mu CC$. Comme on a vu dans le chapitre 4, attacher une mauvaise trace à un vertex décale sa position, et les paramètres d’impact des traces à ce vertex s’en trouvent bien sûr affectés. La reconstruction avec l’algorithme PBV à 5 traces et $\text{IP}_{\text{max}}=40 \mu\text{m}$ semble la mieux adaptée pour cet événement.

Le tableau 7.3 indique également la valeur de l’impulsion mesurée pour chaque trace, ainsi que l’intervalle à 90% de niveau de confiance ; la figure 7.11 montre la dépendance de l’angle de diffusion en fonction de l’épaisseur de plomb traversée pour les 5 traces reconstruites avec le PBV. L’impulsion reconstruite pour le muon est ici compatible avec l’infini, c’est à dire une trace d’impulsion supérieure à 10 GeV ; ceci est compatible avec la mesure des spectromètres, qui donne une énergie de 32.3 GeV pour le muon.

Les trois événements analysés dans cette partie sont pour l’instant les seuls disponibles dans la base de données sous forme de scanning de volume, les autres événements y seront

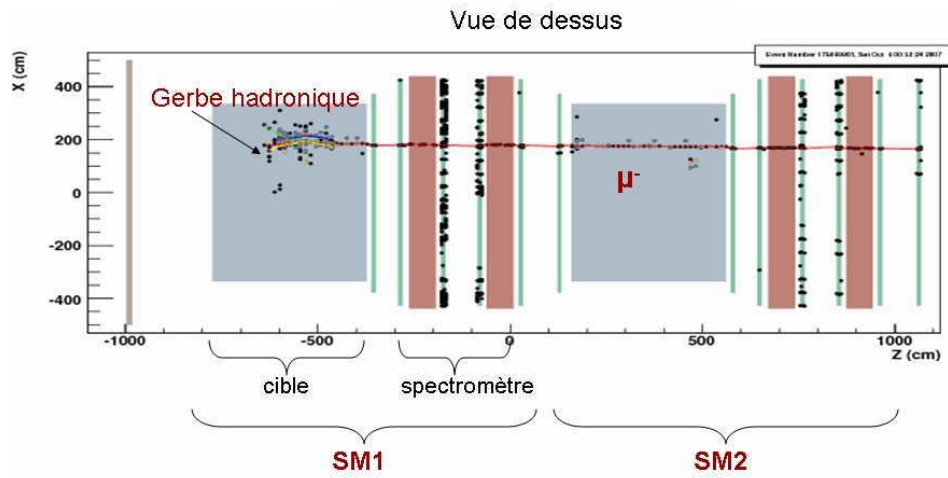


FIG. 7.8 – Schéma du détecteur OPERA, où on voit apparaître les hits laissés sur les détecteurs électroniques lors d'un événement ν_μ CC dans une brique, dont le scanning des émulsions a été confié au laboratoire de Salerne.

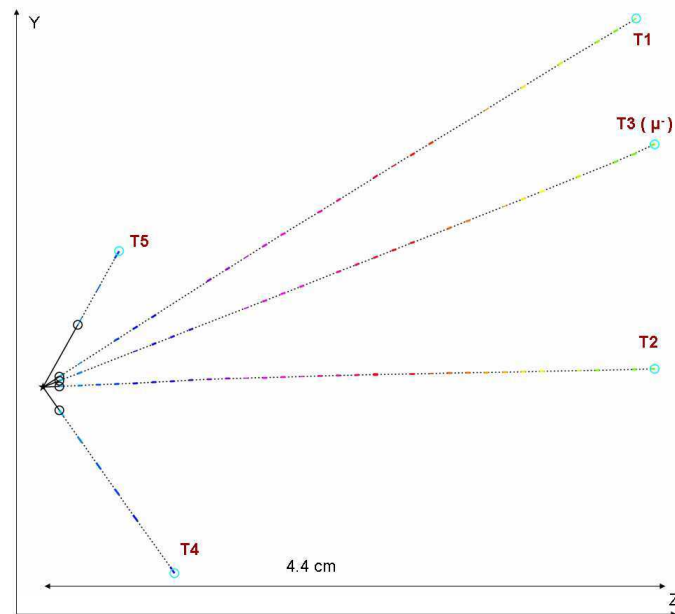


FIG. 7.9 – Traces et vertex reconstruits avec l'algorithme PBV grâce aux informations des basetraces présentes dans la base de données pour le scanning de volume de l'événement de Salerne (vue de côté).

disponibles sous peu, quand la procédure d'écriture sera automatisée.

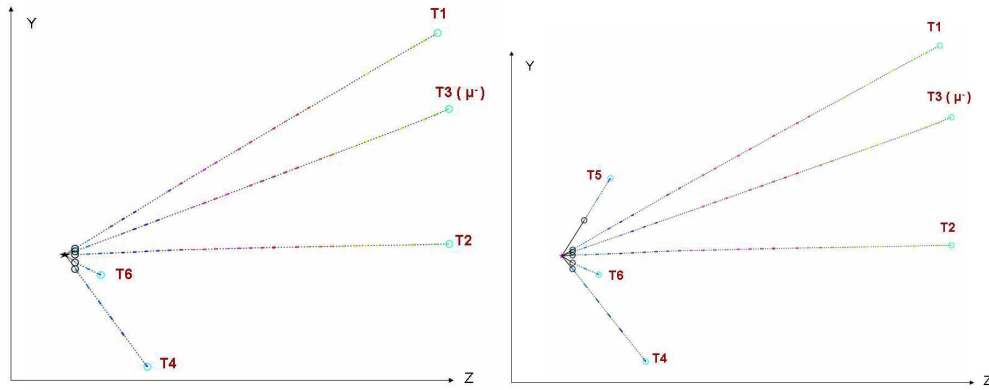


FIG. 7.10 – Traces et vertex reconstruits avec l’algorithme GV grâce aux informations des basetraces présentes dans la base de données pour le scanning de volume de l’événement de Salerne (vue de côté). A gauche, avec un $\Delta Z=20 \mu\text{m}$ et à droite $\Delta Z=50 \mu\text{m}$.

	IP (μm) 5 traces PBV	IP (μm) 5 traces GV	IP (μm) 6 traces GV/PBV	P (GeV)	intervalle de P (en GeV) à 90% CL
T1	5.6	10.4	8.2	1.4	[0.9,3.0]
T2	2.2	12.7	12.9	5.3	[3.6,10.0]
T3	4.5	7.3	7.8	8.8	[5.3,inf]
T4	15.8	25.4	23.7	1.1	[0.6,10.1]
T5	21.2	48.8	33.3	0.4	[0.2,inf]
T6	-	-	49.2	0.1	[<0.1,8.2]

TAB. 7.3 – Paramètres d’impact dans les configurations à 5 traces du PBV et 6 Traces du GV, et impulsion reconstruites par diffusion coulombienne multiple des traces de l’événement de Salerne.

7.3 Analyse cinématique des événements et comparaison de données réelles et Monte Carlo

On dispose de 5000 événements neutrino $\nu_\mu\text{CC DIS}$, générés et simulés dans les émulsions comme décrit dans la section 4.1 du chapitre 4. Dans cette partie, nous allons comparer différentes variables cinématiques reconstruites avec les données des interactions Monte Carlo et celles issues des interactions neutrino de 2007 reconstruites en Europe. Comme on l’a vu plus haut, 11 interactions neutrino ont été localisées en Europe ; cependant, seulement 9 sont reconstruites sous la forme d’un vertex possédant au moins 2 traces. A partir des informations fournies par les laboratoires de scanning, on a pu reconstruire des variables cinématiques pour ces 9 événements, que nous allons détailler et comparer pour la première fois aux prédictions Monte Carlo.

D’une part, on peut observer la multiplicité reconstruite sur la figure 7.12, où la distribution MC a été normalisée au nombre d’événements attendus divisé par 3 (puisque’on ne possède qu’un tiers des événements CC enregistrés), soit 10.5 événements : on observe un très bon accord entre les données réelles et MC.

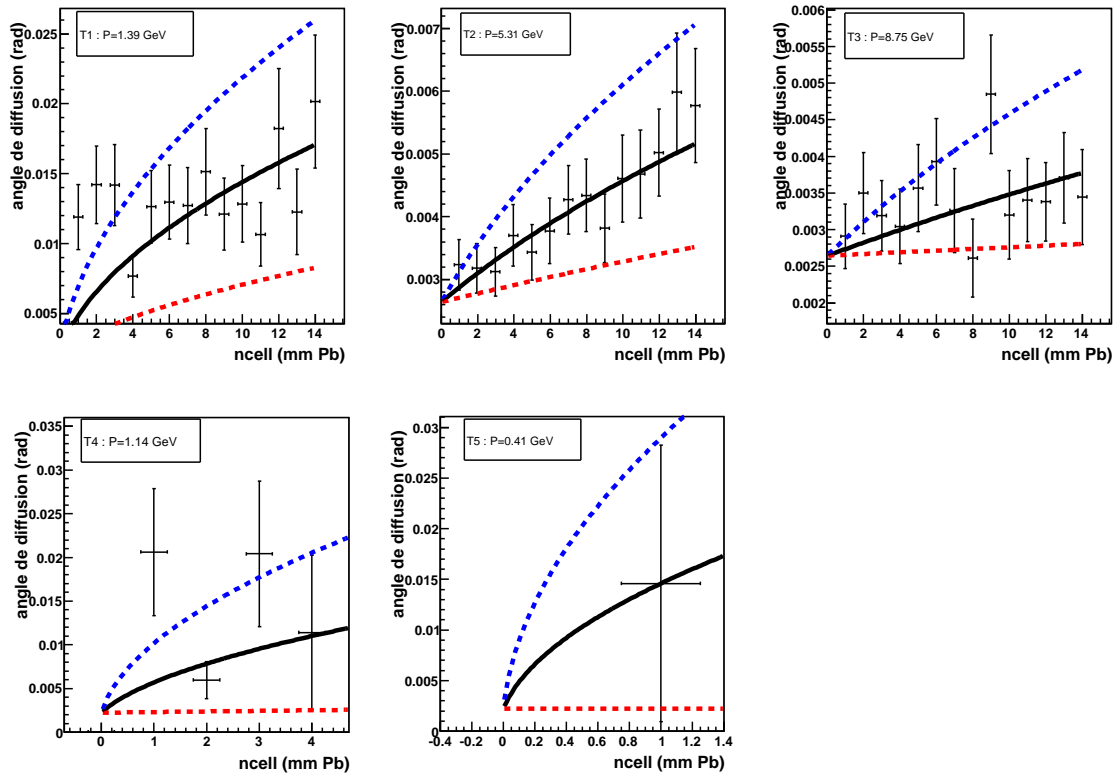


FIG. 7.11 – Dépendance de l'angle de diffusion en fonction de l'épaisseur de plomb traversée pour chaque trace attachée au vertex de l'événement de Salerne : l'ajustement central permet de déterminer l'impulsion reconstruite ; la dépendance supérieure (resp. inférieure) correspond à la limite inférieure (resp. supérieure) de l'impulsion à 90% de niveau de confiance.

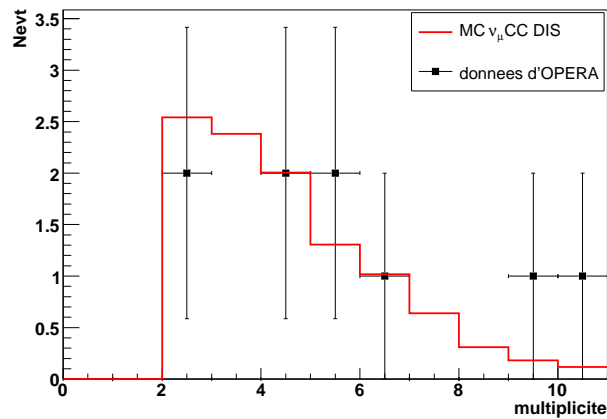


FIG. 7.12 – Comparaison entre les données réelles d'OPERA et Monte Carlo ν_μ CC DIS : distributions de la multiplicité des interactions neutrino reconstruites. Le MC est normalisé aux 9 événements reconstruits pris en compte.

D'autre part, on peut observer deux autres variables sur les figures 7.13 et 7.14, respectivement l'angle 3D par rapport à direction du faisceau de neutrino, et le paramètre d'impact des traces par rapport à la position du vertex reconstruit. Pour les 9 événements répertoriés, 47 traces sont reconstruites et incluses dans l'analyse ; le MC est normalisé à ce nombre de traces. Pour les deux variables, on observe encore un très bon accord entre les données réelles et le MC. Il existe toutefois un léger désaccord pour l'IP entre 6 et 8 μm .

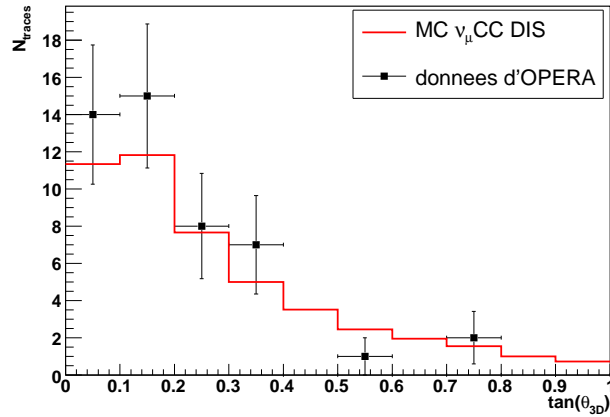


FIG. 7.13 – Comparaison entre les données réelles d'OPERA et Monte Carlo ν_μ CC DIS : distributions de l'angle 3D des traces issues des interactions neutrino reconstruites. Le MC est normalisé aux 47 traces prises en compte dans l'analyse.

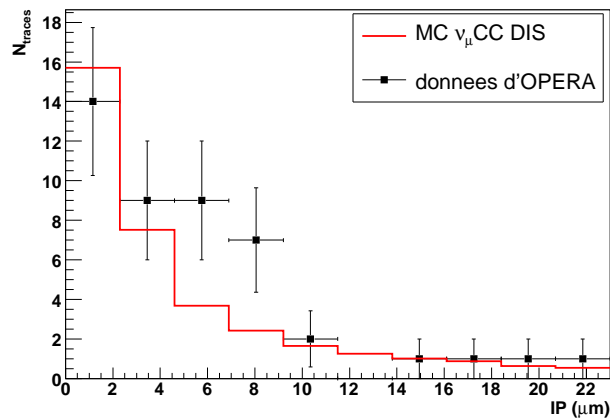


FIG. 7.14 – Comparaison entre les données réelles d'OPERA et Monte Carlo ν_μ CC DIS : distributions du paramètre d'impact des traces issues des interactions neutrino reconstruites par rapport à la position du vertex reconstruit. Le MC est normalisé aux 47 traces prises en compte dans l'analyse.

On peut ici mentionner un événement reconstruit au laboratoire de scanning de Naples, où une désintégration charmée a été observée : la figure 7.15 à gauche montre cet événement de multiplicité 10, où un coude signe une désintégration charmée en muon, confirmée par

la présence de deux muons dans les spectromètres. Cet événement demande une attention particulière, d'autant plus qu'il contribue majoritairement au désaccord données réelles et MC observé pour le paramètre d'impact, comme on peut le voir sur la figure 7.15 à droite. Ce désaccord entre les données réelles et Monte Carlo peut s'expliquer soit par un désalignement des feuilles d'émulsion entre elles, qui n'est pas pris en compte dans cette analyse, soit par une confusion d'association de traces au vertex.

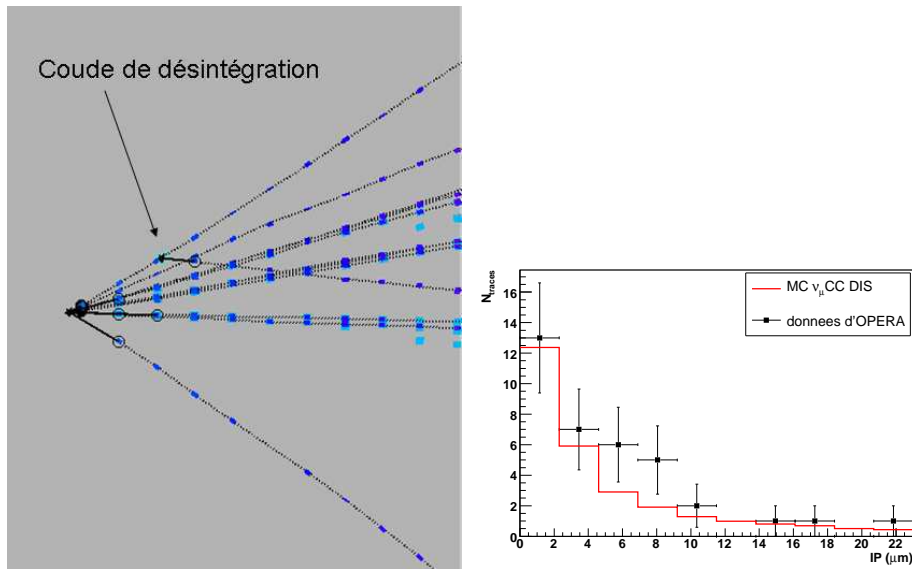


FIG. 7.15 – A gauche, événement reconstruit dans les émulsions par le laboratoire de scanning de Naples, où on voit apparaître un coude (signe d'une désintégration charmée). A droite, comparaison entre données réelles et MC des distributions du paramètre d'impact sans considérer les traces de l'événement de Naples.

Finalement, on peut observer les distributions d'impulsion des traces issues des interactions neutrino sur la figure 7.16. Les traces d'impulsion supérieure à 10 GeV sont reconstruites avec les spectromètres à muons ; pour celles dont l'énergie est inférieure à 10 GeV, on compare les impulsions reconstruites par diffusion coulombienne multiple pour les données réelles et MC. Au total sur les 47 traces des données réelles, 37 traces ont une impulsion reconstruite, dont 34 ont été reconstruites par MCS. Pour 10 traces, l'impulsion n'a pas pu être reconstruite par MCS : l'algorithme n'a pas convergé soit à cause d'une étendue de la trace trop faible (faible impulsion), soit à cause de diffusions trop faibles (haute énergie). En ce qui concerne l'impulsion reconstruite par MCS, on observe comme pour les autres variables cinématiques, une très bonne compatibilité entre les données réelles et MC.

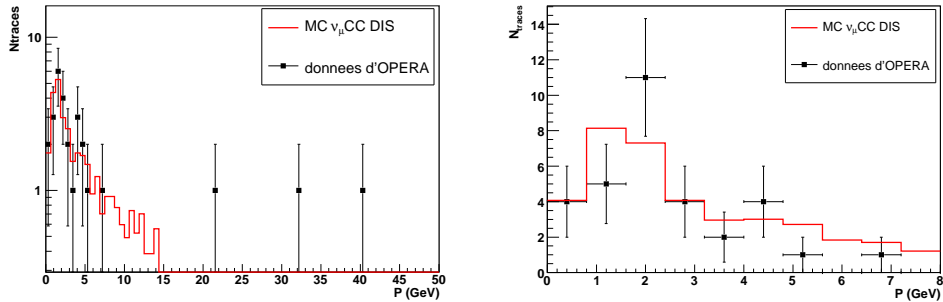


FIG. 7.16 – A gauche : distribution de l’impulsion des traces issues des interactions neutrino, reconstruites par diffusion multiple pour des impulsions inférieures à 10 GeV, et par les spectromètres à muons pour les traces d’énergie supérieure. A droite, comparaison entre les données réelles d’OPERA et Monte Carlo ν_μ CC DIS : distributions de l’impulsion reconstruite par diffusion coulombienne multiple des traces issues des interactions neutrino reconstruites. Le MC est normalisé aux 37 traces prises en compte dans l’analyse.

7.4 Conclusions

Les premiers événements neutrino enregistrés dans la cible d’OPERA ont été reconstruits dans les émulsions pour plus de 60% d’entre eux. Pour les autres événements, l’analyse est encore en cours. L’écriture des données de scanning dans la base de données générale d’OPERA est également en cours d’automatisation. Des comparaisons préliminaires de variables cinématiques entre les données d’OPERA et des interactions Monte Carlo ν_μ CC DIS ont été présentées dans ce chapitre, et montrent un très bon accord entre les données réelles et la simulation.

Cette deuxième période de fonctionnement du CNGS a finalement permis de reconstruire les premiers événements neutrino dans les briques OPERA et ainsi de valider la chaîne d’analyse d’une interaction neutrino. Les performances de scanning obtenues avec ces événements correspondent à celles attendues, notamment sur la résolution angulaire des basetraces, qui permet de reconstruire l’impulsion des particules avec les mêmes performances que celles vues dans le chapitre 3. Également, on a pu constater la capacité à reconstruire des événements de type charmé. Avec l’analyse de ces premiers événements, les laboratoires de scanning ont pu tester et ajuster les paramètres et procédures de scanning, afin d’optimiser le fonctionnement des microscopes pour la prochaine période de fonctionnement du CNGS en pleine intensité, prévue pour fin Juin 2008. Avec une cible complète attendue pour fin Juillet 2008, on attend environ 20 interactions neutrino par jour, ainsi que les premiers événements ν_τ .

Conclusion

L'expérience OPERA a pour but d'observer des interactions de neutrinos tau dans un faisceau de neutrinos muon, afin de donner la première preuve directe de l'oscillation atmosphérique $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. La signature de l'apparition de neutrino tau se fait grâce à la détection du lepton tau, à travers ses quatre canaux de désintégration principaux. Les travaux réalisés dans cette thèse ont permis de développer des outils de reconstruction et d'analyse en vue d'améliorer les performances d'OPERA, notamment pour la discrimination du bruit de fond charmé dans le canal en trois hadrons chargés.

Tout d'abord, l'étude sur la détermination d'impulsion par diffusion coulombienne multiple présentée dans le chapitre 3 a permis de fournir un outil capable de reconstruire les impulsions de hadrons de quelques centaines de MeV à 8 GeV, ce qui correspond à la plage en énergie des particules issues des interactions neutrino dans OPERA ; la résolution en impulsion a également été paramétrée en fonction de la longueur, de l'angle et de l'impulsion de la trace, et va de 15% à 1 GeV à 30% à 8 GeV pour des traces longues.

Ensuite, l'analyse Monte Carlo de reconstruction d'événements à 2 vertex rapprochés réalisée dans le chapitre 4 permet de comprendre l'origine des inefficacités et mauvaises reconstructions, dues à la proximité des deux vertex ; il est ainsi possible de donner une table de référence d'efficacités et puretés pour les événements $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$ et $\nu_\mu \rightarrow \text{charme} \rightarrow 3h$. Grâce à cette étude, nous avons pu dans le chapitre 5, appliquer une méthode de vraisemblance sur les événements reconstruits à deux vertex afin de discriminer les événements charmés des événements τ dans le canal en trois hadrons chargés : grâce à ce canal, il est ainsi possible d'amener 20% d'événements τ supplémentaires au potentiel de mesure pour 30% d'événements de bruit de fond.

Finalement, une partie de cette thèse est consacrée à l'analyse de données neutrino dans les briques OPERA, où les outils précédents ont été appliqués : dans le chapitre 6, l'analyse d'une brique exposée au faisceau de neutrinos muon NuMI, dans le cadre du faisceau test d'OPERA PEANUT au Fermilab, a permis de reconstruire et étudier plusieurs vertex d'interaction neutrino dans les émulsions, et de contribuer significativement à la statistique accumulée par tous les laboratoires de scanning impliqués dans cette analyse. Les résultats de ce test en faisceau vont faire l'objet prochainement d'une publication. Également, le travail présenté dans le chapitre 7 porte sur l'analyse de la reconstruction des premières interactions neutrino d'OPERA. Il a permis de valider les approches expérimentales et de comparer pour la première fois des variables cinématiques avec les données d'OPERA et des données Monte Carlo d'interaction $\nu_\mu \text{CC}$, pour lesquelles on observe un très bon accord entre les données réelles et Monte Carlo.

Le travail effectué dans cette thèse a permis de développer des outils de reconstruction importants pour l'analyse des données d'OPERA. Les premiers événements ont permis de tester avec succès ces outils, qui seront utilisés pour la reconstruction des prochaines interactions

neutrino attendues pour juin 2008.

Annexe A

Autres aspects expérimentaux reliés au neutrinos

A.1 Mesure de la masse absolue

On ne connaît pas aujourd'hui la masse absolue des neutrinos, mais une limite supérieure. Il existe trois possibilités d'y avoir accès, avec les études cosmologiques, les désintégrations double- β sans émission de neutrino ($\beta\beta 0\nu$), et les désintégrations β d'éléments comme le tritium. Chacune de ces possibilités donne accès à la masse des neutrinos, mais sous différentes formes que nous allons détailler.

En cosmologie, il est possible de déterminer la densité de neutrinos à partir de la densité de matière dans l'univers. Les mesures sur les structures à grande échelle de SDSS [133] et les mesures de la polarisation du fond diffus cosmologique (CMB), ont donné une limite sur la somme des masses m_i des trois neutrinos légers ($i=1,2,3$) [132] :

$$m_1 + m_2 + m_3 < 0.61 \text{ eV}, \quad (\text{A.1.1})$$

à 95% C.L Si on suppose que les 3 masses sont quasi identiques à cette échelle (masses dégénérées), on a pour la masse du neutrino :

$$m_i < 0.2 \text{ eV}. \quad (\text{A.1.2})$$

La limite de sensibilité sur la masse du neutrino, qu'il sera possible d'atteindre avec les futures mesures cosmologiques avec le télescope PLANCK [134], liées à la polarisation du CMB ainsi qu'aux mesures de lentilles gravitationnelles, est de 50 meV [135].

Les expériences de $\beta\beta 0\nu$ sont basées sur l'hypothèse que les neutrinos sont des neutrinos de Majorana ; ils sont donc leur propre antiparticule et disparaissent lors de doubles désintégrations β qui ont lieu pour certains éléments radioactifs. Les expériences cherchent à détecter des événements de désintégration $\beta\beta$ sans émission de neutrino, en utilisant des isotopes pour lesquels la transition simple β est interdite, comme le ^{82}Se ou le ^{100}Mo . La masse mesurée ici est appelée masse de Majorana effective, et est donnée par :

$$m_{\beta\beta} = |c_{13}^2 c_{12}^2 m_1 + c_{13}^2 s_{12}^2 m_2 e^{i\Phi_2} + s_{13}^2 m_3 e^{i\Phi_3}|, \quad (\text{A.1.3})$$

où Φ_2 et Φ_3 sont les phases de Majorana, et c_{ij} et s_{ij} représentent respectivement $\cos\theta_{ij}$ et $\sin\theta_{ij}$. On remarque ici que seules les expériences de $\beta\beta 0\nu$ sont sensibles à ces phases, qu'on ne mesure pas avec les oscillations de neutrinos. La masse effective de Majorana en fonction de la masse du neutrino le plus léger est indiquée sur la figure A.1, et dépend des paramètres d'oscillation ainsi que de la hiérarchie de masse : suivant la masse effective mesurée, on pourra déterminer l'échelle de masse des neutrinos, et si la hiérarchie de masse est normale, inversée ou dégénérée ($\Delta m^2 \ll m^2$).

Cependant, les erreurs systématiques de ces expériences sont limitées par les éléments de

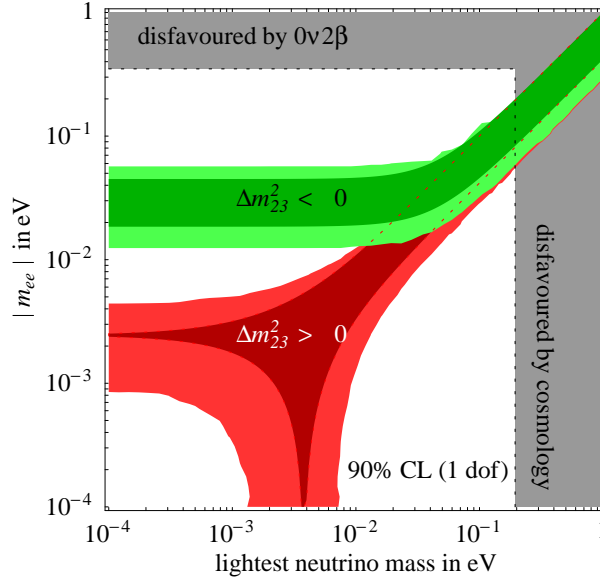


FIG. A.1 – Masse effective Majorana en fonction de la masse du neutrino le plus léger. La zone en gris correspond aux valeurs autorisées connaissant les paramètres d'oscillation actuels à 1σ , et $\theta_{13} = 0$; la zone délimitée par les pointillés détermine l'extension avec θ_{13} à la limite actuelle [136].

matrices nucléaires encore mal connus. Actuellement, aucune expérience¹ n'a mis en évidence une désintégration $\beta\beta 0\nu$. La limite actuelle sur la masse de Majorana donnée par l'expérience CUORICINO, située dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso en Italie, est de [137] :

$$m_{\beta\beta} \leq 0.19 - 0.68 \text{ eV}, \quad (\text{A.1.4})$$

à 90% CL; l'intervalle représente les valeurs extrêmes obtenues pour différents modèles nucléaires. La limite de sensibilité sur la masse de Majorana effective pour les futures expériences comme Super-NEMO [138] ou EXO [139] est de quelques dizaines de meV.

La dernière méthode de mesure de masse des neutrinos concerne les désintégrations β . Deux types d'expériences existent :

- Les expériences avec un bolomètre placé directement sur la source, utilisant la désintégration $^{137}\text{Re} \rightarrow ^{137}\text{Os} e^- \bar{\nu}_e$.
- Les expériences à spectromètre placé à quelques centimètres de la source, utilisant la désintégration $^3\text{H} \rightarrow ^3\text{He}^+ e^- \bar{\nu}_e$.

¹non controversée

Ces expériences possèdent des caractéristiques différentes et sont complémentaires. Dans chaque cas, le principe est de mesurer l'énergie des électrons en fin de spectre, partie sensible à la masse des neutrinos. C'est aussi toutefois la zone du spectre où le flux en électrons est le plus faible, ce qui rend les mesures difficiles. La masse mesurée ici est la masse du ν_e effective :

$$m_{\nu_e} = \sqrt{c_{13}^2 c_{12}^2 m_1^2 + c_{13}^2 s_{12}^2 m_2^2 + s_{13}^2 m_3^2} \quad (\text{A.1.5})$$

Les expériences à bolomètre MANU et MIBETA ont donné une limite sur la masse de 15 eV. La proposition d'expérience MARE en 2 phases [140], qui regroupe les expériences MANU et MIBETA, donne une sensibilité de 200 meV.

Les expériences à spectromètre à Troïtsk [141] et Mayence [142] ont obtenu une limite sur la masse de 2.3 eV à 95% C.L. KATRIN [143] à Karlsruhe est une expérience à spectromètre géant en cours de montage, et possède une sensibilité à la masse du ν_e effective de 200 meV à 95% C.L. qu'elle peut obtenir après trois ans, comme on peut voir sur la figure A.2.

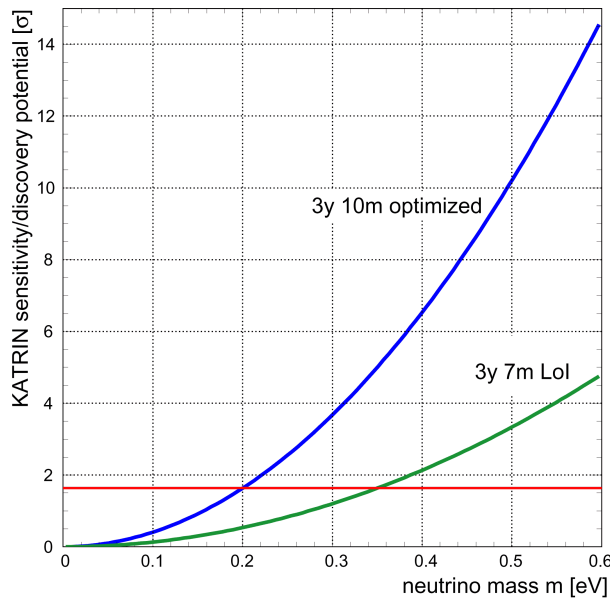


FIG. A.2 – Sensibilité de KATRIN à la masse du ν_e , pour les performances données dans la lettre d'intention, et pour les performances améliorées [144].

A.2 L'avenir du neutrino stérile

En 1998, l'expérience LSND à Los Alamos a observé une oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ avec un Δm^2 de l'ordre de 1 eV² [145], non compatible avec les deux autres valeurs de Δm^2 déjà mesurées, de 10⁻⁵ et 10⁻³ eV². Cette mesure était compatible avec une quatrième génération de neutrinos, forcément stérile.

L'expérience MiniBooNE au Fermilab utilise un faisceau de ν_μ sur une courte distance (SBL) avec un détecteur à 450m, et une énergie moyenne de 700 MeV, afin d'être sensible au même Δm^2 que LSND pour la recherche d'apparition de ν_e . Après 2 ans de faisceau, MiniBooNE n'a observé aucun excès d'événement ν_e compatible avec l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ de

LSND, ceci en comparant deux analyses complémentaires [146]. Cependant, même s'il existe un très bon accord entre les données et les prédictions dans la région d'analyse des oscillations, une non conformité des données de MiniBooNE reste pour l'instant non comprise à basse énergie ($300 \text{ MeV} < E < 475 \text{ MeV}$) : un excès à 3.6σ d'événements $\nu_e \text{QE}$ est observé, mais la distribution de l'énergie visible reconstruite est très mal ajustée dans cette région. Les bruits de fond sont difficiles à estimer à basse énergie et les sources possibles sont en cours d'investigation [147]. En ne considérant que les événements avec des énergies telles que $475 \text{ MeV} < E < 1250 \text{ MeV}$, MiniBooNE exclut une oscillation à 2 saveurs comme explication à l'anomalie de LSND à 98% de niveau de confiance [146], l'analyse a été améliorée dans [147], où les deux analyses ont été combinées. La figure A.3 montre les courbes d'exclusion de MiniBooNE.

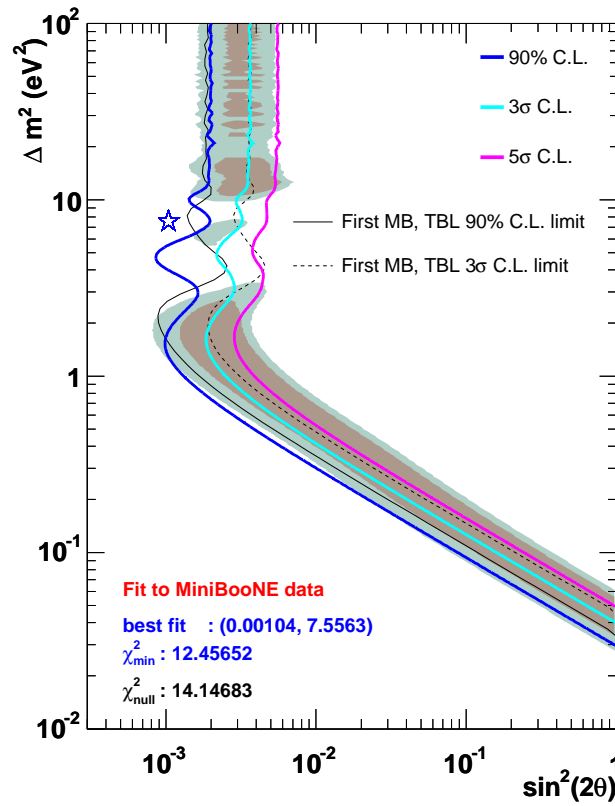


FIG. A.3 – Courbes d'exclusion de MiniBooNE superposées aux valeurs autorisées par LSND dans le plan Δm^2 en fonction de $\sin^2(2\theta)$ [147]. L'étoile représente le meilleur ajustement.

Même si le schéma d'oscillation à 4 neutrinos est aujourd'hui exclu à 4σ , l'hypothèse de l'existence de neutrinos stériles est toujours présente, avec des schémas à 5 ou 6 neutrinos envisagés.

Le schéma à 5 neutrinos (3 actifs + 2 stériles) est représenté sur la figure A.4. En incluant la phase δ de violation CP, ce scénario permet d'ajuster parfaitement les données de MiniBooNE en expliquant l'excès observé par LSND² [148][149]. De plus, il permet d'expliquer l'excès d'événements de MiniBooNE à basse énergie. Cependant, il persiste un désaccord entre ces

²avec un meilleur fit pour $\delta \approx \pi$

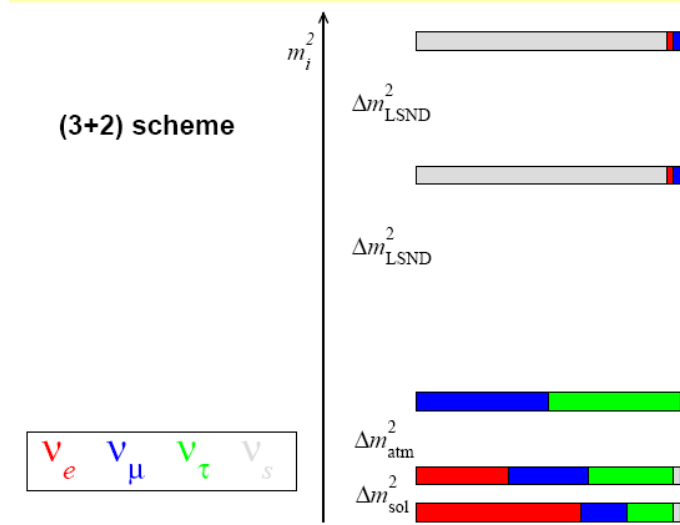


FIG. A.4 – Schéma du scénario à 5 neutrinos (3 actifs + 2 stériles) [148].

expériences d'apparition, et les expériences de disparition de ν_e (CHOOZ, BUGEY, ...), qui excluent le schéma à 5 neutrinos à 3σ . Un schéma à 6 neutrinos (3+3) a également été étudié dans [149], dans un souci de symétrie ; cependant, ce modèle n'améliore pas les ajustements de manière significative par rapport au schéma (3+2), et ne permet pas non plus de réconcilier les expériences de disparition et d'apparition.

Différents aspects peuvent encore être étudiés afin de valider ou invalider l'existence de neutrinos stériles, parmi lesquels on peut citer :

- Les futures expériences sur réacteur, qui peuvent être utilisées afin d'étudier la disparition de $\bar{\nu}_e$ à une échelle de $\Delta m^2 \approx 1eV^2$.

- L'étude des courants neutres : une observation de disparition de courants neutres pourrait renseigner sur l'existence ou non de neutrinos stériles ; l'analyse des données en comparant les interactions observées dans les détecteurs proches et lointains d'expériences en base longue, à une échelle de $\Delta m^2 \approx 1eV^2$, pourrait fournir des indications sur ce sujet.

- La violation CP dans le domaine leptonique : elle permettrait d'expliquer l'observation d'une oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ avec LSND, sans oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ à une échelle de $\Delta m^2 \approx 1eV^2$. En effet, les considérations données dans [149] montrent que pour $\delta \approx \pi$, l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ est supprimée à cette échelle, et de plus, on obtient une probabilité $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ compatible avec celle observée par LSND. La valeur de δ qui donne un meilleur ajustement pour les données de MiniBooNE (basses énergies comprises) est justement de $\delta = 1.01\pi$ [149]. Afin de tester l'hypothèse du scénario à 5 neutrinos, la violation de CP va donc être examinée par MiniBooNE, qui prend actuellement des données en antineutrinos.

Annexe B

Compléments relatifs à la reconstruction de vertex

On a vu dans le chapitre 4 qu'il existe des confusions d'association de traces aux vertex reconstruits, en ce qui concerne les événements à 2 vertex rapprochés du type $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$. Dans cette annexe, nous détaillons tout d'abord l'origine de ces confusions ; ensuite, nous étudions un nouvel algorithme dont le but est de minimiser ces confusions : le principe de l'algorithme et les premiers tests de reconstruction d'événements Monte Carlo sont donnés ici.

B.1 Analyse des confusions de reconstruction de l'algorithme de "Pair Based Vertex"

La figure B.1 à gauche montre la composition du V_1^{rec} : on voit tout d'abord que 45% des V_1^{rec} ne contiennent aucune trace de V_1^{vrai} , et que 55% contiennent 2 ou 3 traces de V_2^{vrai} . Également, on remarque que 20% des V_1^{rec} contiennent des traces secondaires. Ceci signifie que les V_1^{rec} sans trace de V_1^{vrai} ne sont en fait composés que d'un mélange de traces du V_2^{vrai} et de secondaires (majoritairement $e^+ e^-$ de π^0 convertis). Il s'ensuit que le deuxième vertex est alors soit inexistant, soit composé de traces de secondaires. On peut observer également cet effet sur la figure B.2 à droite, où on voit que 54% des traces du V_2^{vrai} sont attachées au V_1^{rec} . Cette situation a lieu quand les traces du V_1^{vrai} ne sont pas ou mal reconstruites, contrairement aux traces du V_2^{vrai} , qui sont reconstruites dans presque 90% des cas (comme on a vu ci-dessus). Aussi, 13% des événements ne possèdent qu'une seule trace du V_1^{vrai} , et sont donc composés d'au moins 1 trace secondaire ou provenant du V_2^{vrai} . D'autre part, la figure B.1 à droite indique où ont été attachées les traces reconstruites du V_1^{vrai} : 60% ont été correctement attachées au V_1^{rec} , pour seulement 2% attachées au V_2^{rec} ; 23% n'ont pas été attachées à un vertex, et 15% sont attachées à un vertex considéré comme secondaire.

En ce qui concerne l'analyse du contenu du V_2^{rec} , la figure B.2 à gauche montre sa composition : pour 66% des événements reconstruits à 2 vertex, au moins 2 traces du V_2^{rec} sont effectivement des traces du V_2^{vrai} . Cependant, on remarque que 26% ne comportent aucune trace du V_2^{vrai} , mais 21% comportent 2 traces secondaires. On verra plus loin comment discriminer une partie des V_2^{rec} reconstruits à partir des paires d'électrons. Également, 8% des V_2^{rec} ne contiennent qu'une seule trace du V_2^{vrai} , et sont donc composés d'un mélange de traces du V_1^{vrai} , V_2^{vrai} , et/ou de secondaires. Sur la figure B.2 à droite est indiqué où ont été attachées les traces reconstruites du V_2^{vrai} : 54% ont été faussement attachées au V_1^{rec} , mais ceci est dû

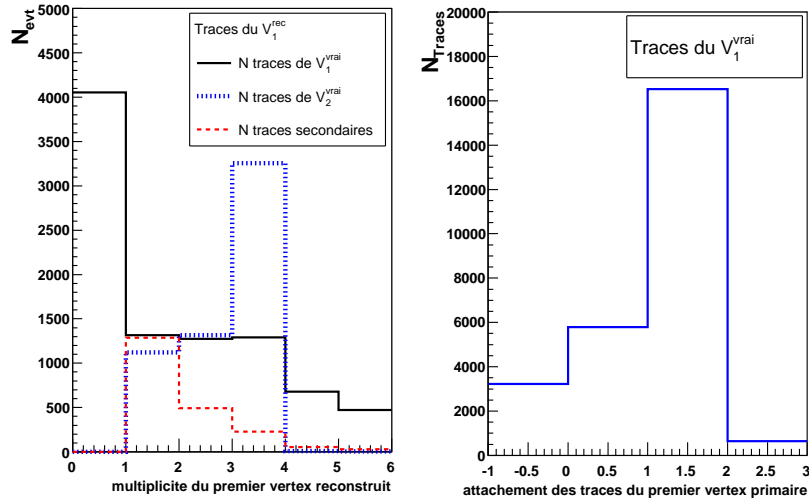


FIG. B.1 – Distributions pour les événements $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$. A gauche, multiplicité du V_1^{rec} pour les traces originaires du V_1^{vrai} , V_2^{vrai} , ou d'un vertex secondaire. A droite, étiquetage pour les traces issues du V_1^{vrai} : 0 si attachées à aucun vertex, 1 si attachées au V_1^{rec} , 2 si attachées au V_2^{rec} , -1 si attachées à un vertex considéré comme secondaire.

majoritairement aux événements où un seul vertex a été reconstruit (comme on le confirmera plus bas). 27% des traces sont correctement attachées au V_2^{rec} , et 19% n'ont pas été attachées à un vertex, ou bien attachées à un vertex considéré comme secondaire.

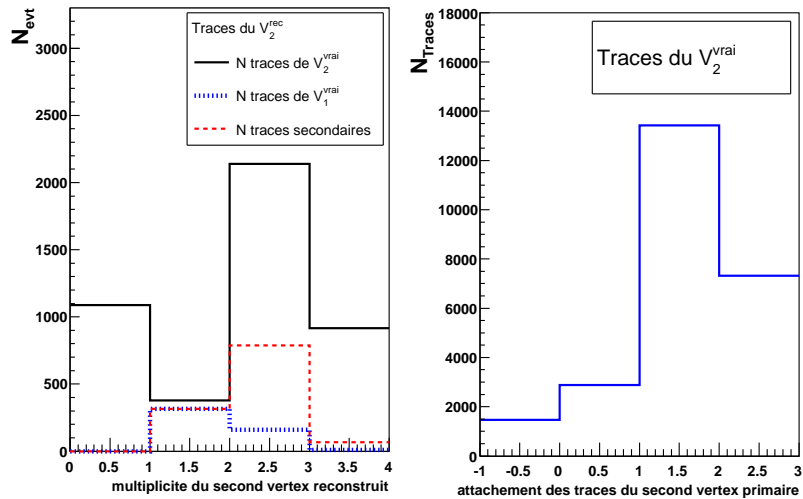


FIG. B.2 – Distributions pour les événements $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$. A gauche, multiplicité du V_2^{rec} pour les traces originaires du V_1^{vrai} , V_2^{vrai} , ou d'un vertex secondaire. A droite, étiquetage pour les traces issues du V_2^{vrai} : 0 si attachées à aucun vertex, 1 si attachées au V_1^{rec} , 2 si attachées au V_2^{rec} , -1 si attachées à un vertex considéré comme secondaire.

Dans la suite, on ne sélectionne que les 4751 événements reconstruits à 2 vertex.

Cas des événements à 2 vertex reconstruits

La figure B.3 montre les provenances des traces de V_1^{rec} et V_2^{rec} ainsi que les attachements des traces de V_1^{vrai} et V_2^{vrai} dans le cas où 2 vertex ont été reconstruits. On voit qu'il persiste 14% des événements où aucune trace du V_1^{vrai} n'appartient au V_1^{rec} , et 15% où seulement 1 trace du V_1^{vrai} est attachée au V_1^{rec} . Également, 15% des V_1^{rec} sont constitués d'au moins 2 traces du V_2^{vrai} , ce qui signifie que le deuxième vertex est forcément composé de traces secondaires. Cependant, on a 69% des traces reconstruites du V_1^{vrai} qui sont attachées au V_1^{rec} , pour 3% attachées au V_2^{rec} , et 28% non attachées à un vertex, ou bien attachées à un vertex associé à un vertex secondaire.

Au deuxième vertex, on remarque que l'on a toujours une quantité non négligeable (26%) où aucune trace du V_2^{vrai} n'est attachée au V_2^{rec} , avec 20% de V_2^{rec} composés d'au moins 2 traces secondaires. Ceci corrobore l'affirmation précédente : le deuxième vertex reconstruit est forcément composé de traces secondaires si le premier vertex est composé d'au moins 2 traces du V_2^{vrai} . D'autre part, on observe que 61% des traces du V_2^{vrai} sont attachées au V_2^{rec} . La quantité de traces du V_2^{vrai} attachées au V_1^{rec} n'est plus que de 21%, alors qu'elle est de 54% dans le cas où 1 seul vertex est reconstruit car les traces du V_2^{rec} sont attachées au seul vertex présent.

B.2 Implémentation de l'algorithme de "Global Vertex"

Dans le chapitre 4, nous avons étudié les efficacité et pureté de reconstruction de vertex avec l'algorithme officiel utilisé dans OPERA, nommé "Pair Based Vertex" ou PBV : la limitation intrinsèque de cet algorithme est qu'il cherche à reconstruire un vertex optimum à partir de points de jonction entre deux traces. L'étude précédente a montré qu'il existe des configurations pour lesquelles cette approche ne permet pas de reconstruire les événements correctement. L'algorithme de "Global Vertex" (GV) est construit suivant une philosophie différente, qui consiste à considérer toutes les traces globalement, en les rassemblant ou non en cluster de traces suivant certaines tolérances. Nous détaillons tout d'abord l'algorithme de GV, qui a été implémenté sous forme d'une librairie du logiciel officiel ; puis, nous donnons les résultats des comparaisons préliminaires entre les algorithmes de GV et PBV, pour la reconstruction d'événements $\nu_\mu CC$ et $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$.

B.2.1 Description de l'algorithme

L'algorithme de GV décrit ici est inspiré de [119]. Il peut se diviser en cinq étapes :

1) *Formation de plans*

La première étape consiste à diviser le volume fiduciel de reconstruction de vertex (11 cellules plomb/émulsion) avec des plans espacés d'une distance ΔZ , comme schématisé sur la figure B.4. Les différentes traces reconstruites dans le volume sont extrapolées à chacune de leurs extrémités sur une distance de DZ_{max} . L'intersection des extrapolations des traces est

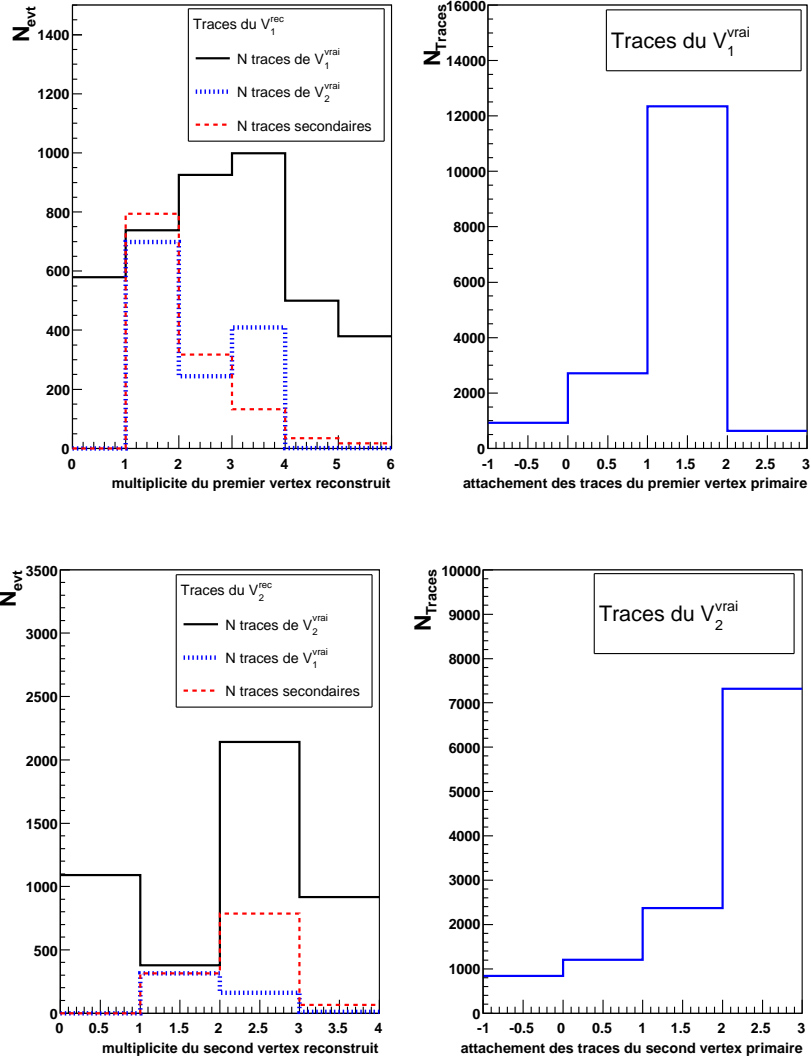


FIG. B.3 – Distributions pour les événements $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$ dans le cas où 2 vertex ont été reconstruits. A gauche, multiplicité du V_1^{rec} en haut et du V_2^{rec} en bas, pour les traces originaires du V_1^{vrai} , V_2^{vrai} , ou d'un vertex secondaire. A droite, étiquetage pour les traces issues du V_1^{vrai} en haut et du V_2^{vrai} en bas : 0 si attachées à aucun vertex, 1 si attachées au V_1^{rec} , 2 si attachées au V_2^{rec} , -1 si attachées à un vertex considéré comme secondaire.

calculée sur chaque plan.

2) Formation de clusters

Sur chaque plan, on cherche ensuite à reconstruire des ensembles de traces appelés clusters, qui regroupent les traces séparées d'une distance maximum R_{tol} . Pour un plan donné, on considère tous les couples de traces sans *a priori* ; Si leur distance 2D mesurée sur le plan est inférieure à R_{tol} , on construit les 2 cercles du plan qui passent par l'intersection des traces,

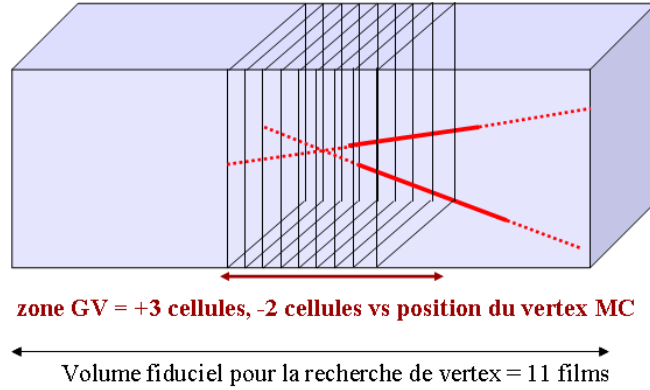


FIG. B.4 – Schéma de la première étape de l’algorithme du GV : formation des plans et prolongation des traces.

comme schématisé sur la figure B.5. Toutes les traces à l’intérieur d’un des 2 cercles forment un cluster. Sur le schéma B.5, les traces T1 et T2 ont formé les cercles C1 et C2 ; une trace T3 est à l’intérieur des deux cercles, et une trace T4 à l’intérieur de C1. On forme donc deux clusters, un premier de 4 traces, et un deuxième de 3 traces. La taille du cluster est définie comme la déviation standard de la distance des points de projections appartenant au cluster par rapport au centre du cluster.

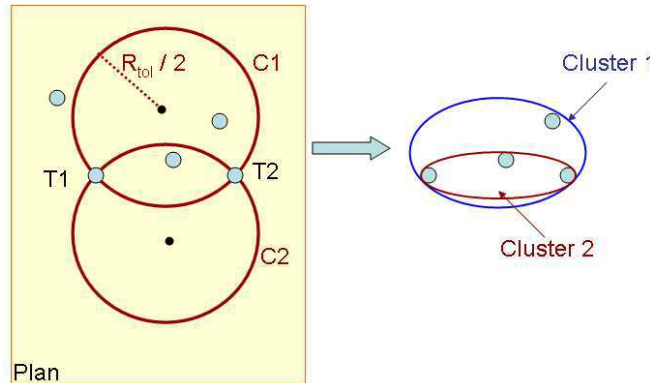


FIG. B.5 – Schéma de la formation des clusters de traces dans l’algorithme de GV.

La figure B.6 montre l’évolution du nombre de traces des clusters à gauche et de la taille des clusters à droite en fonction du plan des clusters pour 200 événements de $\nu_\mu CC$. La numérotation des plans va dans le sens des Z décroissants, c’est à dire de la fin de l’interaction vers le vertex neutrino original. L’échantillonnage en plans a été réalisé sur l’équivalent de 5 cellules plomb-émulsion de $1300 \mu\text{m}$ (1 en amont du vertex MC, et 3 en aval), avec un ΔZ de $20 \mu\text{m}$, soit 325 plans. Le vertex neutrino original se trouve donc toujours autour du plan 196, et les vertex secondaires vers les plans inférieurs à 196. C’est bien ce qu’on observe sur la figure B.6, où on voit que les nombres de traces sont maximum et les tailles de clusters minimum autour du plan 196. On voit apparaître d’autres minima de tailles de clusters dans les plans inférieurs à 196, qui correspondent donc à des vertex secondaires, que l’on fait correspondre aux clusters à 2 et 3 traces répertoriés sur ces plans.

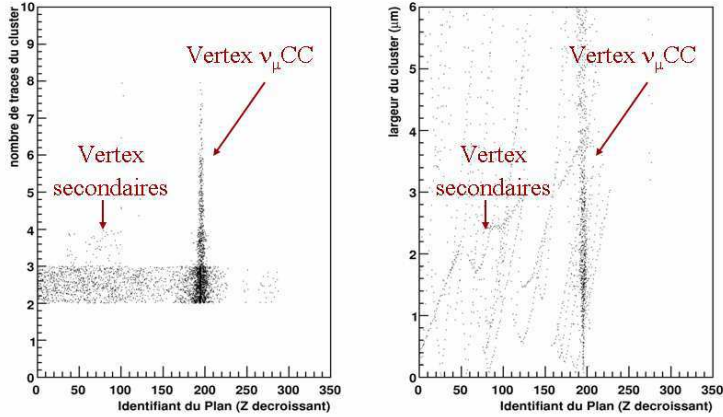


FIG. B.6 – Évolution du nombre de traces des clusters à gauche et de la taille des clusters à droite en fonction du plan des clusters pour 200 événements de $\nu_\mu CC$. La numérotation des plans va dans le sens des Z décroissants, c'est à dire de la fin de l'interaction vers le vertex neutrino original.

De même, la figure B.7 montre l'évolution du nombre de traces des clusters à gauche et de la taille des clusters à droite en fonction du plan des clusters pour 200 événements de $\nu_\mu \rightarrow D^+ \rightarrow 3h$. Sur les figures du haut, on reconnaît les mêmes comportements que précédemment, mais les plans inférieurs à 196 comportent ici également les clusters relatifs au vertex de désintégration du D^+ . Afin de s'assurer que le deuxième vertex est reconstruit, on peut observer les mêmes distributions que précédemment sur les deux figures du bas, où l'identifiant du plan est ramené à la position du vertex de désintégration du D^+ pour chaque événement : on observe les mêmes comportements que précédemment, avec en plus des accumulations de clusters sur des plans d'identifiant supérieur à celui du D^+ : ce sont, mis à part quelques vertex secondaires, les clusters relatifs au vertex primaire d'interaction neutrino.

3) Sélection de(s) cluster(s)

La dernière étape est la sélection des clusters, qui vont être retenus en tant que vertex. Pour cela, il faut conserver un seul cluster pour chaque extrémité de traces. L'exemple sur le schéma de la figure B.8 montre 3 traces, qui ont été regroupées en cluster de taille différente suivant le plan. On voit que plus la taille du cluster est faible, plus on est proche du point d'intersection des traces. A travers cet exemple, on suit cette logique de sélection de clusters : pour chaque extrémité de trace prolongée, on conserve le cluster possédant le plus de traces, et ayant la plus petite taille. Dans l'exemple, on retient le cluster numéro 3 pour les 3 traces présentes. Les clusters 2 (aval) et 4 (amont) contiennent également les 3 traces, mais leur taille est supérieure à celle du cluster 3, signe que les traces s'éloignent. Finalement, les clusters sélectionnés forment les vertex.

4) Épuration de traces qui s'écartent d'un vertex

Une nouveauté implémentée ici par rapport à l'algorithme présent dans SySal, est la suppression des traces qui s'écartent d'un cluster sélectionné (ou vertex) ; en effet, même si pour une trace donnée T_i , un cluster donné C_l sur un plan P_l possède la taille la plus faible, il

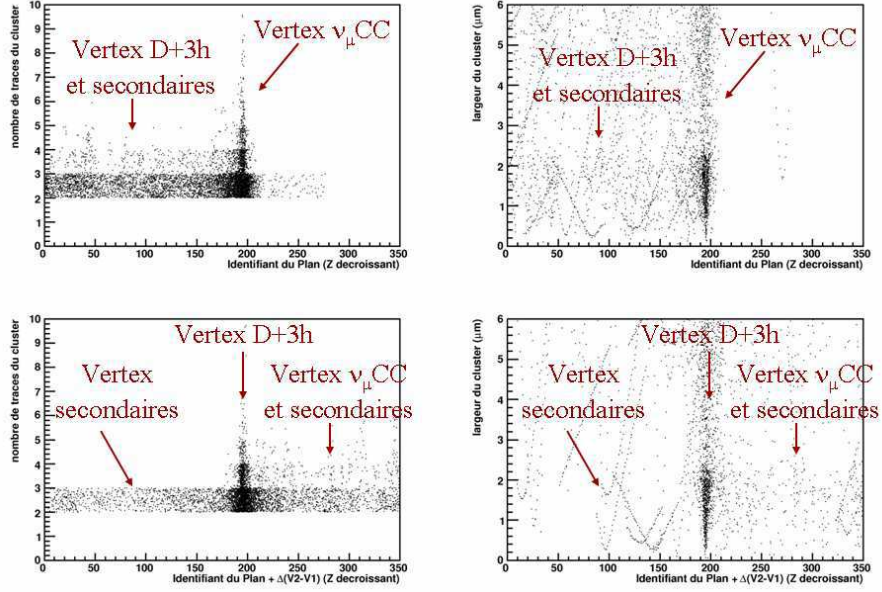


FIG. B.7 – Évolution du nombre de traces des clusters à gauche et de la taille des clusters à droite en fonction du plan des clusters pour 200 événements $\nu_\mu \rightarrow D^+ \rightarrow 3h$. La numérotation des plans va dans le sens des Z décroissant, c'est à dire de la fin de l'interaction vers le vertex neutrino original. En haut, l'indexation des plans est ramenée à la position du vertex d'interaction neutrino, en bas à la position du vertex de désintégration du D^+ .

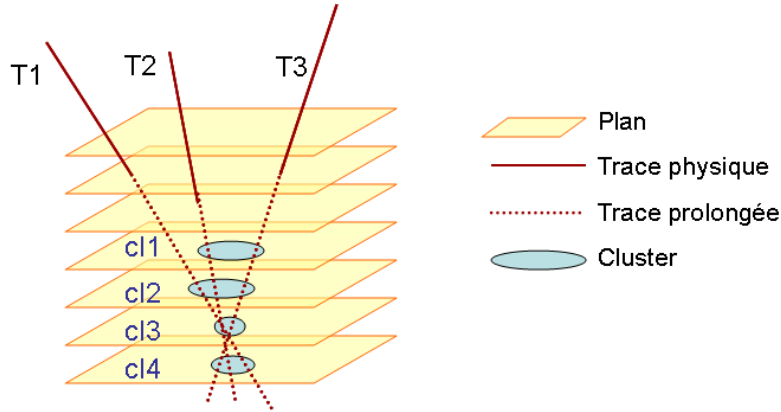


FIG. B.8 – Schéma pour la sélection des clusters de traces dans l'algorithme de GV.

n'est pas exclu que T_i soit plus éloignée des autres traces T_j appartenant à C_l dans P_l , par rapport à sa distance à ces même traces dans les plans P_{l+1} ou P_{l-1} . Si le cas se présente, la trace est retirée du vertex, et la procédure d'association à un autre vertex lui est appliquée de façon itérative (tolérance circulaire et test d'éloignement). Cette procédure n'est pas encore optimisée, mais pourrait permettre de résoudre les problèmes liés aux confusions trace-vertex rencontrés avec l'algorithme de PBV.

5) Position du vertex

Jusqu'à présent, la position d'un cluster ou vertex n'a jamais été ni évaluée ni utilisée. Elle est calculée en dernière étape, en utilisant toutes les traces sélectionnées pour chaque vertex. Le calcul s'effectue à l'aide du filtre de Kalman de la même manière que pour l'algorithme de PBV.

Valeur des paramètres du GV :

En théorie, le nombre de plans devrait être infini. Or, une considération géométrique schématisée sur la figure B.9 permet de relier l'échantillonnage en plans à la tolérance R_{tol} : si on considère deux traces issues d'un même vertex faisant un angle θ , situé à une distance dz d'un plan. La distance $2D$ entre les intersections des traces sur le plan est donnée par $d=dz \times \tan\theta$: une tolérance de valeur d permet de reconstruire le vertex. Au maximum, $d=\frac{\Delta Z}{2} \times 2 \tan(\theta_{max})$, où ΔZ est la distance entre 2 plans, et $\tan(\theta_{max})$ correspond à la valeur maximum du spectre angulaire des traces reconstruites, qui est de 0.6 rad. On peut donc définir $R_{tol}=\Delta Z \times \tan(\theta_{max})$, tolérance qui permettra de reconstruire tous les vertex avec un échantillonnage en plans de ΔZ . Par exemple, si on choisit $\Delta Z=20 \mu\text{m}$, on a $R_{tol} \approx 12 \mu\text{m}$.

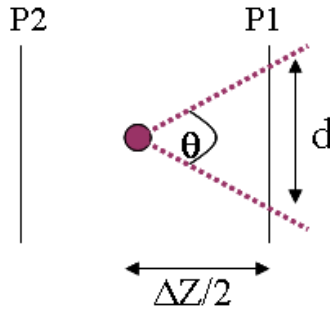


FIG. B.9 – Considération géométrique pour l'espacement entre les plans de l'algorithme de GV.

On peut faire à ce niveau plusieurs remarques :

1) Tout d'abord, le résultat du GV est unique pour un même jeu de paramètres, ΔZ et R_{tol} , et ne dépend pas de l'ordre dans lequel les clusters sont formés comme dans le cas du PBV.

2) Un autre avantage du GV par rapport à l'algorithme de PBV est que le nombre de paramètres est réduit à 2 pour le GV (ΔZ , et DZ_{max} , la distance d'extrapolation des traces), alors que le PBV en contient 4 (si on ne considère que les paramètres reliés aux critères géométriques).

3) Par construction, l'algorithme de "Global Vertex" possède une efficacité de 100% de reconstruction de vertex. Cependant, ceci n'est valable qu'avec des conditions idéales, c'est-à-dire avec une résolution nulle en position et angulaire des traces. Dans le cas d'OPERA, la résolution sur la position d'une basetrace extrapolée dépend de sa résolution angulaire $\delta\theta$, qui est elle-même fonction de l'angle (environ 2 mrad à $\theta=0$ rad et 6 mrad à $\theta=0.6$ rad); la dépendance de $\delta\theta$ avec l'angle 3D d'une trace a été paramétrée dans le chapitre 3, avec l'équation 3.3.10. Comme schématisé sur la figure B.10, l'incertitude $\Delta(pos)_1$ sur l'intersection

entre un plan donné à une coordonnée Z_{plan} et l'extrapolation d'une trace dont la dernière basetrace est située à une coordonnée Z_{trace} , est donnée par :

$$\Delta(pos)_1 = \frac{|Z_{trace} - Z_{plan}|}{\cos\theta \times \tan(\delta\theta)}, \quad (\text{B.2.1})$$

où θ est l'angle 3D de la trace avec l'axe du neutrino.

Également, la diffusion dans le plomb entraîne une deuxième incertitude sur la position (pour une trace de 1 GeV par exemple, la diffusion dans 1mm de plomb est de 5 mrad). De la même façon que précédemment, on peut calculer cette incertitude $\Delta(pos)_2$:

$$\Delta(pos)_2 = \frac{|Z_{trace} - Z_{plan}|}{\cos\theta \times \tan(\theta_{diff})}, \quad (\text{B.2.2})$$

où θ_{diff} est l'angle de diffusion, qui peut être calculé à l'aide de l'équation 3.1.1 du chapitre 3 :

$$\theta_{diff} \approx \sqrt{\frac{14.64^2}{P^2} \frac{|Z_{trace} - Z_{plan}|}{5.6} + \delta\theta^2}, \quad (\text{B.2.3})$$

où P est l'impulsion de la trace en GeV, qui peut être évalué avant reconstruction de vertex avec l'algorithme présenté dans le chapitre 4 ; si l'impulsion n'est pas connue, on peut prendre par exemple P=1 GeV, ce qui correspond à une énergie moyenne des hadrons produits dans les interactions neutrino d'OPERA.

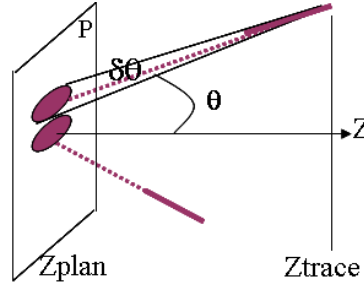


FIG. B.10 – Incertitude sur l'intersection entre un plan donné et l'extrapolation d'une trace.

Ces deux incertitudes sur la position d'une trace peuvent être prises en compte trace par trace, pour déterminer si elles rentrent dans les tolérances définies pour former un cluster. Cette partie de l'algorithme est en cours d'implémentation et n'a pas encore été testée.

Dans la suite, par souci de temps, on choisit de n'échantillonner que 5 cellules du volume fiduciel comme schématisé sur le figure B.4, 1 en amont du (premier) vertex MC, et 3 en aval. L'échantillonnage devra plus tard s'étendre sur tout le volume fiduciel défini à partir de la position du point d'arrêt du scanning de suivi. Nous allons comparer de façon préliminaire les premiers résultats obtenus avec l'algorithme de GV, avec les résultats précédents obtenus avec le PBV, sans bruit de fond.

B.2.2 Comparaisons préliminaires des efficacités de reconstruction entre les deux algorithmes

Pour la reconstruction des événements avec le GV, on utilise tout d'abord une valeur de $\Delta Z=20 \mu\text{m}$ et $DZ_{\text{max}}=3900 \mu\text{m}$ (soit l'équivalent de 3 cellules plomb-émulsion). Le nombre

de plans est donc de 325.

Résultats pour les événements $\nu_\mu CC$

On s'intéresse tout d'abord à la reconstruction des événements à 1 vertex, avec 5000 $\nu_\mu CC$. Le tableau B.1 résume les efficacités et puretés de reconstruction entre les algorithmes de GV et PBV : avec des erreurs statistiques de l'ordre du pourcent, les puretés sont équivalentes, mais l'efficacité est moins bonne de quelques pourcents avec le GV.

	Nb d'evt avec au moins 2 traces simulées	Nb d'evt correctement reconstruits	ϵ	π
GV	4589	3792	83%	95%
PBV	4589	3989	87%	97%

TAB. B.1 – Comparaison préliminaire entre les algorithmes GV et PBV : efficacités et puretés de reconstruction pour les événements $\nu_\mu CC$. Les erreurs statistiques sont de l'ordre du pourcent.

Par ailleurs, la figure B.11 montre le rapport du nombre de traces attachées au vertex reconstruit et du nombre de traces primaires reconstruites, pour les événements $\nu_\mu CC$ purs (toutes les traces du vertex reconstruit appartiennent au vertex primaire). On voit que le PBV est ici plus efficace que le GV pour attacher les traces primaires reconstruites au vertex (la moyenne du rapport d'attachement est de 62% pour le GV et 68% pour le PBV). Ceci vient du fait que le GV forme plus de vertex à deux traces que de vertex multitraces : en effet, 40% des événements sont reconstruits à deux traces avec le GV, pour 28% des événements avec le PBV.

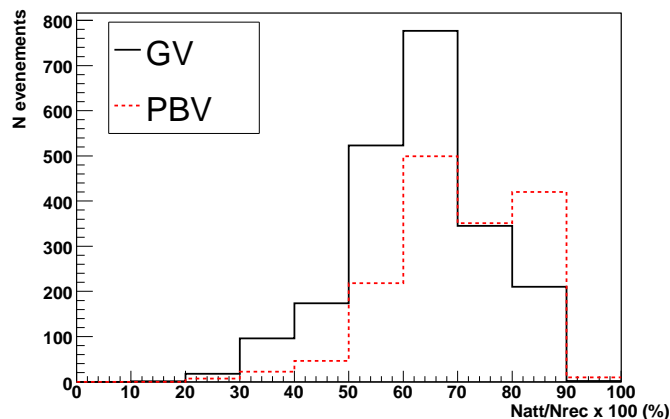


FIG. B.11 – Comparaison du GV et PBV : rapport du nombre de traces attachées au vertex reconstruit et du nombre de traces primaires reconstruites, pour les événements $\nu_\mu CC$ purs (toutes les traces du vertex reconstruit appartiennent au vertex primaire).

Finalement, avec le jeu de paramètres choisi ici, l'algorithme de PBV est mieux adapté pour la reconstruction d'événements à un seul vertex primaire.

Résultats pour les événements $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$

On s'intéresse maintenant à la reconstruction d'événements à 2 vertex primaires : on a appliqué l'algorithme de "Global Vertex" sur 5000 événements $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$. La figure B.12 montre les distances de vol du τ pour les événements reconstruits avec 1, 2 ou sans vertex, pour lesquels au moins 2 traces de chaque vertex ont été simulées (soit 3778 événements). Le tableau B.2 indique les valeurs moyennes de la distance de vol dans chaque cas, ainsi que le pourcentage d'événements concernés. Si on compare les valeurs à celles obtenues avec l'algorithme de PBV visibles dans le tableau 4.6, on remarque que les valeurs moyennes des distances de vol sont similaires pour chaque cas. Cependant, on remarque qu'il y a 10% d'événements supplémentaires reconstruits à 1 seul vertex, et 20% d'événements en moins reconstruits à 2 vertex. Également, la quantité d'événements non reconstruits est ici de 14%, alors qu'elle n'était que de 4% précédemment. En outre, on remarque que la plupart des événements qui n'ont pas été reconstruits à 2 vertex dans le GV par rapport à ceux du PBV correspondent aux événements pour lesquels la distance de vol est inférieure à $600 \mu\text{m}$.

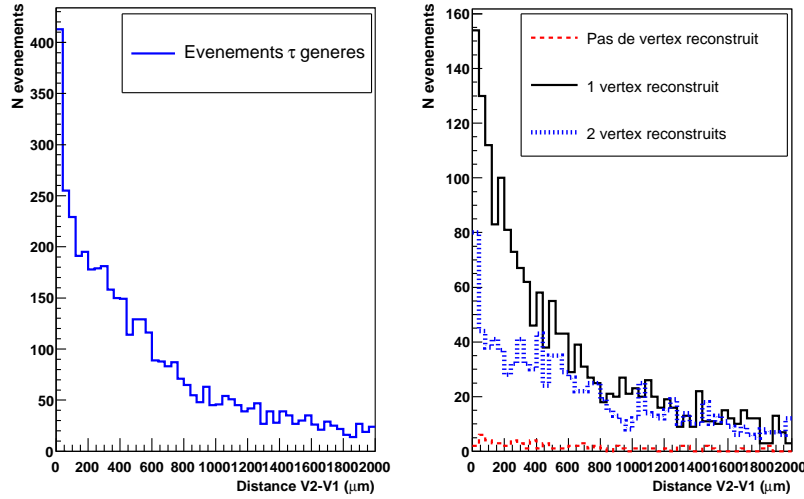


FIG. B.12 – "Global Vertex" : distributions pour les événements $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$. À gauche, distance de vol du τ pour tous les événements ; à droite, distance de vol pour les événements reconstruits à 1, 2 ou sans vertex, où au moins 2 traces de chaque vertex ont été simulées dans les émulsions.

	pas de vertex	1 vertex	2 vertex
Nb evt	14%	53%	33%
$\langle d\text{vol}_\tau \rangle (\mu\text{m})$	615	535	668

TAB. B.2 – "Global Vertex" : valeurs moyennes des distances de vol du τ pour les événements reconstruits à 1, 2 ou sans vertex, où au moins 2 traces de chaque vertex ont été simulées dans les émulsions.

Le tableau B.3 compare les efficacités et puretés du GV et PBV pour les événements

reconstruits à 2 ou 3 traces au deuxième vertex : pour les événements reconstruits à 2 traces, on voit que pour une même efficacité de 20%, la pureté est meilleure de 11% avec le GV ; cependant, en ce qui concerne les événements à 3 traces, l'algorithme de PBV est deux fois plus efficace, avec une pureté meilleure de 17%.

	Nb d'evt avec au moins 2 traces simulées	Nb d'evt avec au moins 3 traces simulées	Nb d'evt 2p correctement reconstruits	Nb d'evt 3p correctement reconstruits	ϵ^{2p}	ϵ^{3p}	π^{2p}	π^{3p}
GV	3778	3601	754	353	20%	10%	61%	57%
PBV	7612	7278	1490	1321	20%	18%	50%	74%

TAB. B.3 – Comparaison préliminaire entre les algorithmes GV et PBV : efficacités et puretés de reconstruction pour les événements τ à 2 et 3 traces. Les erreurs statistiques sont de l'ordre du pourcent.

Les paramètres de l'algorithme de GV ne sont pas encore optimisés, notamment l'échantillonnage en plans (dont dépend la valeur de la tolérance d'acceptance des traces dans un cluster).

Le tableau B.4 indique l'évolution des efficacités et puretés de reconstruction pour les événements $\nu_\mu\text{CC}$ et $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$, pour cinq valeurs d'échantillonnage ΔZ du GV : on constate tout d'abord que dans tous les cas, le PBV est meilleur que le GV dans la reconstruction d'événements à un seul vertex primaire. Pour les événements à 2 vertex, on voit que pour des échantillonnages plus fins, les puretés et efficacités sont meilleures pour les événements reconstruits à 3 traces au deuxième vertex, alors qu'elles sont moins bonnes pour les événements à 2 traces ; ceci vient du fait que les événements correctement reconstruits à 3 traces pour un échantillonnage à $7 \mu\text{m}$ par exemple sont composés en partie d'événements qui étaient correctement reconstruits à 2 traces pour des échantillonnages plus grands.

ΔZ (μm)	$\nu_\mu\text{CC}$		$\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$			
	ϵ	π	ϵ^{2p}	ϵ^{3p}	π^{2p}	π^{3p}
PBV	87%	97%	20%	18%	50%	74%
30	83%	94%	17%	8%	57%	51%
20	83%	95%	20%	10%	61%	57%
14	82%	96%	20%	11%	63%	64%
10	81%	96%	20%	12%	61%	66%
7	78%	96%	16%	13%	60%	70%

TAB. B.4 – Evolution des efficacités et puretés de reconstruction pour les événements $\nu_\mu\text{CC}$ et $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow 3h$, pour différentes valeurs d'échantillonnage ΔZ du GV.

A partir des résultats du tableau, on déduit donc que l'algorithme de GV dans l'état actuel est plus performant pour des échantillonnages en plans plus fins. Tenir compte des deux sources d'erreur vues précédemment sur l'intersection d'une trace extrapolée avec un plan pourrait probablement améliorer en partie l'efficacité de reconstruction de vertex à plusieurs traces. De plus, la façon de supprimer les traces qui s'éloignent d'un vertex n'est pas non plus optimisée, et il est possible que cette étape soit également une source de l'inefficacité.

L'algorithme de GV a été mis en place, il reste maintenant à optimiser son fonctionnement afin d'améliorer ses performances, en vue de reconstruire avec une meilleure efficacité les événements à deux vertex. Par exemple, on peut envisager d'exploiter plus précisément le comportement des variables du nombre et de la taille des clusters par plans en fonction du nombre de plans, en cherchant des minima et maxima à l'aide de dérivées premières. La flexibilité de l'algorithme offre encore beaucoup de possibilités, qu'il serait intéressant d'exploiter prochainement.

Bibliographie

- [1] W.Pauli. *Lettre à la société de physique de Tübingen (1930)*, Neutrino Physics. Winter K, Cambridge University Press (1991).
- [2] E.Fermi. *Z.Physik*, 88 (1934) 161
- [3] C. L. Cowan et al. *Science*, 124 (1956) 103
- [4] M. Schwartz. *Physical Review Letters*, 4 (1960) 306
- [5] G. Danby et al., *Phys. Rev. Lett.*, 9 (1962) 36
- [6] M.L.Pertl et al. *Physical Review Letters*, 35 (1975) 1489
- [7] K.Kodama et al. (DONUT Collaboration). *Physics Letters B*, 504 (2001) 218-224
- [8] LEP Collaboration. *European Physical Journal*, 3(1998) 319
- [9] W.-M. Yao et al. *Journal of Physics*, G 33 (2006) 1
- [10] R.P.Feynman et M.Gell-Mann, *Phys. Rev.*, 109 (1958) 193
- [11] F.J.Hasert et al. *Physics letters B*, 46 (1973) 138
- [12] F.J.Hasert et al. *Physics letters B*, 46 (1973) 121
- [13] S.L.Glashow. *Nuclear Physics*, 22 (1961) 579; S. Weinberg. *Physics Review Letters*, 19 (1967) 1264; A.Salam. *Weak and Electromagnetic Interactions*. Elementary Particle Theory. N. Svartholm, eds, 1968.
- [14] B.Pontecorvo. *J. Exptl. Theoret. Phys.* 33 (1957) 549 et *J. Exptl. Theoret. Phys.*, 34 (1958) 247
- [15] Z.Maki, M.Nakagawa et S.Sakata, *Prog. Theor. Phys.*, 28 (1962) 870
- [16] S.M. Bilenky, G. Giunti et W. Grimus. *Prog.Part.Nucl.Phys.*, 43 (1999) 1-86
- [17] S.M.Bilenky, J.Hosek et S.T.Petcov, *Physics Letters B*, 94 (1980) 495
- [18] I.Yu.Kobzarev et al. *Yad. Fiz.* 32 (1980) 1590
- [19] M.Doï et al. *Physics letters B*, 102 (1981) 323
- [20] M.Gell-Mann, P.Ramond et R.Slansky. *In Supergravity*, ed. F. van Nieuwenhuizen et D. Freedman (1979) 315
- [21] T.Yanagida, *Proc. of the workshop on Unified Theory and the Baryon Number of the Universe*, KEK, Japan, 1979.
- [22] R.N.Mohapatra et G.Senjanovic. *Physics Review Letters*, 44 (1980) 912
- [23] S.A.Bludman, D.C.Kennedy et P.G.Langacker, *Physics Review D*, 45 (1992) 1810
- [24] S.A.Bludman, D.C.Kennedy et P.G.Langacker, *Nucl. Phys. B*, 374 (1992) 373
- [25] L.L.Chau et W.Y.Keung. *Physics review letters*, 53 (1984) 1802

- [26] L.Wolfenstein. Physics Review D, 17 (1978) 2369
- [27] S.P.Mikheyev et A.Yu.Smirnov. Yad. Fiz. 42 (1985) 1441 et Sov. J. Nucl. Phys. 42 (1985) 913
- [28] S.P.Rosen. Los Alamos science, 25 (1997) 156-163
- [29] W.J.Marciano et Z.Parsa. J.Phys. G, 29 (2003) 2629-2645
- [30] T.V.Ritbergen, R.G.Stuart. Nucl.Phys. B, 564 (2000) 343-390
- [31] J.M. Conrad, M.H. Shaevitz, T. Bolton. Rev. Mod. Physics., 70 (1998) 1341
- [32] C.H.Llewellyn Smith. Phys. Rep. 3, C (1972) 261
- [33] D.Rein et L.M.Sehgal. Annals. Phys., 133 (1981) 79
- [34] D.Naples. *Review of total cross-section measurements*, NUINT02 presentation (2002).
- [35] I.Schienbein et J.-Y.Yu. hep-ph/0308010
- [36] S.L.Adler, S.Nussinov et E.A.Paschos. Phys. Rev. D, 9 (1974) 2125
- [37] Berge et al., 1987
- [38] MacFarlane et al., 1984
- [39] Auchincloss et al., 1990
- [40] G.P.Zeller. hep-ex/0804.3899v1
- [41] P.Lipari. Nucl.Phys.Proc.Suppl., 112 (2002) 274-287; mise à jour par G.P.Zeller dans
http://www-boone.fnal.gov/cgi-bin/boone_search?FND=All&KEY=zeller
- [42] H.Gallagher. Nucl. Phys. Proc. Suppl., 112 (2002) 188
- [43] D.Casper. Nucl.Phys.Proc.Suppl., 112 (2002) 161-170
- [44] A.Rubbia, NUINT01 presentation (2001).
- [45] <http://hepunix.rl.ac.uk/candreop/generators/GENIE/>
- [46] S.Dytman et H.Gallagher. GENIE-PUB/2007/003.2 (2007)
- [47] C.Andreopoulos et al. GENIE-PUB/2007/002.2 (2007)
- [48] J.N.Bahcall, R.K.Ulrich. Rev. Mod. Phys., 60 (1988) 297
- [49] Cleveland, Bruce T. et al. Astrophys. J., 496 (1998) 505-526
- [50] V.N. Gribov et B. Pontecorvo, Physics Letter B, 28 (1969) 493
- [51] W. Hampel et al. Physics Letters B, 447 (1999) 127-133
- [52] J.N.Abdurasgitov et al (SAGE Collaboration). J. Exp. Theor. Phys., 95 (2002) 181-193
- [53] J.P. Cravens et al (Super-Kamiokande Collaboration) hep-ex/0803.4312v1
- [54] A.B.McDonald et al (SNO Collaboration). Phys.Scripta T, 121 (2005) 29-32
- [55] C.Arpesella et al (Borexino Collaboration). Phys. Lett. B, 658 (2007) 101-108
- [56] G.Bellini et al (Borexino Collaboration) astro-ph/08082868
- [57] P.Lipari. Astropart.Phys. 14 (2000) 153-170
- [58] Y. Ashie et al (Super-Kamiokande Collaboration). Phys.Rev. D, 71 (2005) 112005
- [59] K. Abe et al (Super-Kamiokande Collaboration). Physics Review Letters, 97 (2006) 171801

- [60] E.Blucher. Cours de l'école d'été SUSSP61 à St Andrews, 08-2006.
- [61] S. Abe et al (Kamland Collaboration). hep-ex/0801.4589v2
- [62] Apollonio, M. et al. (CHOOZ Collaboration), Eur. Phys. J., C27 (2003) 331
- [63] F.Ardellier et al. *Letter of Intent Double-CHOOZ*, hep-ex/0405032
- [64] G.Mention, T.Lasserre, D.Motta, hep-ex/0704.0498
- [65] E. Aliu et al (K2K Collaboration). Phys.Rev.Lett., 94 (2005) 081802
- [66] P. Adamson et al (MINOS Collaboration). Physics Review D, 73 (2006) 072002
- [67] M.Guler et al (OPERA Collaboration). *Experiment Proposal*, CERN-SPSC-2000-028, (2000)
- [68] Y. Hayato et al., Letter of Intent
(http://neutrino.kek.jp/jhfnu/loi/loi_JHFcor.pdf)
(2003)
- [69] D.Beavis et al. *Proposal of BNL AGS E-889* (1995)
- [70] V.D.Rusov et al. nucl-th/0605025v2
- [71] W.F.McDonough. Chem. Geol., 120 (1995) 223-253
- [72] T. Araki et al. (KamLAND Collaboration). Nature, 436 (2005) 499-503.
- [73] K.S.Hirata et al. Phys. Rev. D, 38 (1988) 448
- [74] R.M.Bionata et al. Phys.Rev. Lett., 58 (1987) 1494
- [75] E. Aslanides et al (ANTARES Collaboration). *Proposal : A Deep Sea Telescope for High Energy Neutrinos* CPPM-P-1999-02.
- [76] A. Achterberg et al (IceCube Collaboration). Phys. Rev. D76 (2007) 027101
- [77] A.Cuoco et al. Int.J.Mod.Phys. A19 (2004) 4431-4454
- [78] A.G.Cocco. hep-ph/0703075
- [79] D. Ayres et al (NO ν A Collaboration) Fermilab-Proposal-0929
- [80] S.Geer. Comments Nucl.Part.Phys. A2 (2002) 284-308
- [81] T.Schwetz. Phys.Scripta T, 127 (2006) 1-5
- [82] G.L.Fogli et al. Prog.Part.Nucl.Phys. 57 (2006) 742-795
- [83] M.Mezzeto. Communication interne.
- [84] Y. Itow et al. KEK report 2001-4
- [85] A. de Bellefon et al. hep-ex/0607026
- [86] M.G.Albrow et al. FERMILAB-FN-0778-AD-E
- [87] P.Huber, M.Lindner et W.Winter. Nucl.Phys. B, 645 (2002) 3-48
- [88] Y.Kuno. Cours de l'école d'été SUSSP61 à St Andrews, 08-2006
- [89] P.Huber. JHEP, 605 (2006) 72
- [90] M. Kaplon, B. Peters et D.M. Ritson. Physical Review, 85 (1952) 900
- [91] M. Buhler-Broglin et al. CERN AC note, Ed. K. Elsener (2000)
- [92] E.A.Pachos et J.Y.Yu. Phys. Rev. Lett. D, 65 (2002) 033002

- [93] C.Héritier. *Identification et localisation des événements neutrino dans le détecteur OPERA*. Thèse soutenue le 01-10-2004.
- [94] D. Autiero *OPERA internal note* (2001)
- [95] A. Anokhina et al (OPERA Collaboration).
- [96] E.Barbuto et al. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 525 (2004) 485-495
- [97] T.Nakano et al (CHORUS Collaboration). JHEP proceeding (2001).
http://pos.sissa.it/archive/conferences/007/269/hep2001_269.pdf
- [98] P.Royole-Degieux. *Développement d'un système de scan automatique pour la détection des particules chargées dans OPERA et séparation des pions/muons de basse énergie*. Thèse soutenue le 12-07-2005
- [99] M.De Serio et al. NIM A, 554 (2005) 247-254
- [100] L.Arrabito et al. Nucl.Instrum.Meth. A, 568 (2006) 578
- [101] L.Arrabito et al. JINST 2 (2007) 05004
- [102] V.Tioukov et al. NIM A, 559 (2006) 103-105
- [103] E.Eskut et al. Phys.Letter B, 424 (1998) 202
- [104] A. Kayis-Topaksu et al (Chorus Collaboration). hep-ex/0708.2820v1
- [105] F.DiCapua Présentation à une réunion de physique d'OPERA *Inclusive charm cross-section and charm hadrons production fractions* (2006)
- [106] J.M. Conrad, M.H. Shaevitz, T. Bolton. Rev. Mod. Physics., 70 (1998) 1341
- [107] T. Bolton. KSU-HEP-97-04
- [108] R. Acquafredda et al. New J. Phys., 8 (2006) 303
- [109] E. Geschwendtner at the 6th LHC Radiation Workshop 29-30 November 2007
- [110] L.Esposito, communication interne.
- [111] M.De Serio. et al. NIM A, 512 (2003) 539-545
- [112] M.Lavy. LAPP-T-2004-03, thèse soutenue le 6-07-2004
- [113] K.Kodama et al. NIM A, 574 (2007) 192-198
- [114] M.Brun, M.Hansroul. *GEANT3.16 User's guide Phys320* (1985)
- [115] <http://emulsion.na.infn.it/wiki/index.php/ORFEO>
- [116] A.Marotta. *Performances of the OPERA experiment to search for $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ oscillations in ECC*. Thèse soutenue en 2006.
- [117] S.Valat. *Reconstruction d'événements à 2 vertex sur OPERA*, Stage Master1 (2007), LAPP documentation interne.
- [118] L.Scotto-Lavina. Communication interne et présentation à la réunion de Collaboration du 04-04-2008.
- [119] E.Barbuto, C.Bozza, C.Sirignano. Note interne OPERA 78 (2006).
- [120] D.Autiero, Nucl. Phys. B, 139 (2005) 253-259
- [121] M.Veltri, Nucl. Phys. B, 112 (2002) 124-131
- [122] P.Astier et al (NOMAD Collaboration). Nucl. Phys. B 609 (2001) 255-279

- [123] G.Ingelman et al. DESY, 95 (1996) 057
- [124] T.Sjostrand. Computer Physics Commun., 92 (1994) 74
- [125] O. Benhar et al. Nucl. Phys. A, 579 (1994) 493
- [126] V. Muccifora. Nucl. Phys. B, 139 (2005) 83-89
- [127] D.Karlen. Computers in Physics 12, 4 (1998) 380
- [128] M.Besnier. *Détection du lepton τ dans le canal $\tau \rightarrow 3h$ et discrimination du bruit de fond charmé*, Stage Master 2 (2005), LAPP documentation interne.
- [129] K. Niwa *Petit-exposure at neutrino beamline (PEANUT)* FERMILAB-TEST-0952, Aug 2005
- [130] S.E.Kopp. hep-ex/0709.2737
- [131] F.Meisel et F.Juget. Présentation à la réunion de physique du 11-03-2008.
- [132] E.Komatsu et al. astro-ph/0803.0547v1
- [133] J.Loveday et al (SDSS collaboration). astro-ph/0207189v1
- [134] J.A.Tauber. Advances in Space Research, 34 (2004) 491
- [135] J.Lesgourgues, S.Pastor. Phys. Rep., 429 (2006) 307
- [136] K.Zuber. Acta Phys.Polon. B, 37 (2006) 1905-1921
- [137] C. Arnaboldi et al (CUORICINO Collaboration). hep-ex/0802.3439v1
- [138] A. S. Barabash et al (NEMO Collaboration). J.Phys.Conf.Ser., 39 (2006) 347-349
- [139] M.Danilov et al. Phys. Lett. B, 480 (2000) 12
- [140] MARE proposal, submitted to INFN (2005)
- [141] V.M.Lobashev et al. Nuclear Physics B, 91 (2001) 280
- [142] C.Kraus et al. Eur.Phys.J., C40 (2005) 447
- [143] R. G. H. Robertson et al (KATRIN Collaboration). nucl-ex/0712.3893v1
- [144] <http://www-ik.fzk.de/tritium/motivation/sensitivity.html>
- [145] A.Aguilar et al (LSND Collaboration). Physics Review D, 64 (2001) 112007
- [146] A.Aguilar et al (MiniBooNE Collaboration). Physics Review Letters, 98 (2007) 231801
- [147] B.P.Roe et al (MiniBooNE collaboration). hep-ex/0805.2863v1
- [148] M.Sorel, J.Conrad, M.Shaevitz. Phys. Rev. D, 70 (2004) 073004
- [149] M.Maltoni, T.Schwetz. Phys. Rev. D, 76 (2007) 093005