

Etude du faisceau CNGS et identification des muons dans l'expérience OPERA. Optimisation de la ligne de faisceau du projet SPL-Fréjus

Antoine Cazes

▶ **To cite this version:**

Antoine Cazes. Etude du faisceau CNGS et identification des muons dans l'expérience OPERA. Optimisation de la ligne de faisceau du projet SPL-Fréjus. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2004. Français. NNT : . tel-00008775

HAL Id: tel-00008775

https://theses.hal.science/tel-00008775

Submitted on 14 Mar 2005

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.

LAL 04-118

THÈSE DE DOCTORAT de
l'UNIVERSITÉ PARIS VI - PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité :
Physique des Particules

présenté pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR ES SCIENCES
de l'UNIVERSITÉ PARIS VI - PIERRE ET MARIE CURIE

par

Antoine CAZES

Étude du faisceau CNGS et identification des muons dans l'expérience OPERA. Optimisation de la ligne de faisceau du projet SPL-Fréjus

Soutenue le 20 décembre 2004 devant le jury composé de :

MM	Bernard	D'ALMAGNE	Président du jury
	Jean-Eric	CAMPAGNE	Directeur de Thèse
	Jacques	CHAUVEAU	
	Mauro	MEZZETTO	
	Fabrice	PIQUEMAL	Rapporteur
	Pierre	VILAIN	Rapporteur

Il devrait être interdit de rassembler des physiciens sans qu'obligatoirement soient mêlés à eux des artistes.
Georges Charpak, La vie à fil tendu.

Remerciements

Voila trois ans qu'a débuté pour moi un grand opéra. L'ouverture résonnait encore des résultats de SNO, et promettait beaucoup de plaisir, mais il fallait encore écrire les trois actes. Cela n'aurait pas été possible sans de nombreuses personnes que je tiens à remercier ici.

Le décor de cette épopée lyrique fut le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire. Je voudrais remercier les directeurs qui m'y ont accueilli, François Richard et Bernard D'Alemagne.

Je désire aussi remercier Etienne Augé, dont les conseils avisés m'ont été d'une très grande utilité. Merci de m'avoir fait découvrir les conférences Népal. Je voudrais aussi remercier Serge Jullian, pour les si nombreuses discussions que nous avons partagées durant le déjeuner. Un jour tu m'as dit que pour être scientifique, il fallait être un peu artiste. J'en suis complètement convaincu !

Le final s'est joué autour de cinq physiciens, qui m'ont fait l'honneur, avec mon directeur de thèse, de composer mon jury. Je tiens à remercier vivement mes deux rapporteurs Fabrice Piquemal et Pierre Vilain. Merci pour votre relecture attentive et pour m'avoir fait comprendre des détails qui m'échappaient encore. Merci Fabrice pour les heures passées au téléphone, et merci Pierre pour tes e-mails. Je tiens à remercier Bernard D'Alemagne qui a généreusement accepté de faire partie de mon jury. Je veux aussi témoigner de ma reconnaissance envers Jacques Chauveau, qui a croisé de nombreuses fois mon chemin depuis le DEA, avec une amabilité inégalée. Merci d'avoir bien voulu faire partie de mon jury, et merci pour ta relecture attentive. Je voudrais enfin remercier Mauro Mezzetto. *Grazie di essere venuto da Padova per assistere alla mia tesi. Grazie mille per tutto l'aiuto che mi hai dato. Grazie per tutte le risposte alle mie continue domande. Grazie per aver ampliato le prospettive della mia tesi.*

C'est un lundi matin, tout frais débarqué des Etats-Unis que j'ai rencontré Jean-Eric Campagne, et l'ensemble des membres du groupe OPERA. Ma reconnaissance envers chacun d'eux est immense.

Jean-Eric, je ne saurais dire à quel point je suis heureux de t'avoir eu comme directeur de thèse. Je crains que ma gratitude diverge, et qu'aucune renormalisation ne puisse en venir à bout. Merci de m'avoir si bien encadré et accompagné durant ces trois ans. Tu as toujours su m'encourager quand l'enthousiasme baissait. Merci de tout ce que tu m'as appris, tout autant en physique, en informatique, ou sur les grands Cognacs. Merci pour ta précieuse amitié. Merci de m'avoir ouvert la voie, d'avoir fait fructifier mon travail, et de m'avoir permis de m'épanouir scientifiquement.

Dans cet opéra, il y a un ténor, joué avec aisance par Jean Paul Repellin. Merci de m'avoir fait partager ton savoir et ton expérience. Merci de l'intérêt que tu as porté à mon travail et

merci mille fois pour ton aide lors de la préparation de la soutenance. Merci pour ta générosité[1], pour ton accueil à Saint Génis, et pour ta simplicité. Un jour, tu m'as parlé avec admiration de Victor Weisskopf : alors que, jeune physicien, tu travaillais au CERN, et qu'il en était le directeur général, il est passé en pleine nuit pour vous encourager. J'ai un sentiment identique envers toi.

Je voudrais aussi remercier Jacques Boucrot pour sa gentillesse, son aide et son écoute. Merci de ton accueil au CERN. Je me rappelle d'un retour du Gran Sasso vers Rome que ta compagnie a fait paraître si court.

Enfin, je voudrais remercier Arnaud Lucotte. Merci pour ton accueil chaleureux et ton soutien dans les moments difficile. Ton enthousiasme de tous les instants est vraiment formidable. Toutes les discussions passionnantes que nous avons eues m'ont beaucoup apporté, tant sur le plan scientifique que culturel.

Le grand musicien de cet opéra est sans conteste Laurent Simard. Que de bons moments passés avec toi ! Merci d'avoir été mon compagnon pendant ces trois années. Merci de ton aide, toi, le grand maître de PAW. Merci d'avoir toujours eu ta porte ouverte, et encore bravo l'artiste ! Merci d'avoir écouté mes répétitions !

Je voudrais aussi remercier Corinne Augier et Xavier Sarazin. Merci Corinne pour toutes les fois ou tu as passé la tête dans mon bureau pour me dire *bon courage* durant les longues journées de rédaction. Mille merci d'avoir retardé tes vacances pour venir me voir, et d'avoir passé quelques heures avec moi le samedi. Merci Xavier d'avoir accepté d'être mon tuteur.

Durant ma thèse, j'ai eut le privilège d'explorer les tréfonds du LAL avec Bernard Mouton. J'ai parcouru l'accélérateur et les labyrinthes de câbles passant sous l'igloo. Merci Bernard de m'avoir fait découvrir le cœur du LAL, quand il battait encore à 3 GHz. Merci pour ta bonhomie communicative et pour ta sympathie.

J'ai eu aussi la chance de partager quelques discussions avec Jacques Lefrancois. Merci Jacques de tes conseils. Merci de m'avoir parlé de la physique *d'avant ma naissance*.

Enfin, je voudrais dire toute ma sympathie à l'ensemble des physiciens du laboratoire que j'ai eut la chance de côtoyer, et dont la liste est trop longue pour être citée ici.

Durant ces années de thèse, j'ai eu le plaisir de travailler avec les physiciens des groupes OPERA français, belges et italiens. Je voudrais dire toute ma reconnaissance à Dominique Duchesneau. Tu ne le sais sans doute pas, mais un soir, dans un bon restaurant hambourgeois, tu m'as donné ma plus belle leçon sur ce que doit être l'âme d'un physicien.

Merci à Lionel Chaussard, je t'ai si souvent embêté de mes questions. Quand je t'envoyais un e-mail, je posais ma main sur le téléphone en attendant que cela sonne... Ca ne ratais jamais !

Je voudrais aussi exprimer ma gratitude envers Yves Déclais, le maestro virtuose de l'opéra, envers Henri Pessard, pour son écoute, sa sympathie, et les films de la BMS. J'adresse un clin d'œil à Jacques Marteau, le plus grand pilote de 806 du monde. Bonne chance avec la DAQ. Je n'oublie pas tous les bons moments passés avec Marcos Dracos, Jean Favier (longue vie à GenIma), Dominique Boutigny, Jérôme Damet (bonne chance à toi), Imad Laktineh, Dario Autiero, Gaston Wilquet, Guy Van Beek.

Dans OPERA, il y avait un groupe de doctorants formidables. Toute mon amitié va à Muriel et Carole. Les moments en votre compagnie ont été formidables. Le lac de Côme se souviendra

[1] je crois que si j'ai réussi un exploit pendant ma thèse, c'est bien d'avoir, de temps à autre, payé le café.

longtemps des *chocolati*. Vous avez été la mélodie la plus douce de l'opera. Vos deux thèses ont été mon livre de chevet tout l'été. Merci beaucoup.

A Varenna, j'ai aussi découvert Ciro, Luca et Luilo. *In bocca al lupo a tutti ! Grazie a Ciro per avermi fatto visitare Pompei !* Vous avez été le refrain de l'opera. L'Arménie résonne encore des *bella ciao, bella ciao bella ciao ciao ciao*. Merci aussi à Perrine d'être venu assister à ma thèse, merci à Yvan et Eric, bon courage pour la suite. Ciao a Alberto.

Mon travail sur la reconstruction de traces m'a donné le plaisir de travailler avec Francesco Terranova et Pasquale Migliozzi. *Grazie per il tuo aiuto, Francesco. Ti ringrazio di avermi portato da Frascati al Gran Sasso. Grazie anche a Pasquale. Mi ha sempre fatto piacere incontrarti. Grazie del tuo aiuto e dei tuoi consigli. Spero di poter assaggiare un giorno le vere mozzarelle.*

La seconde partie de ma thèse m'a permis de découvrir d'autres horizons, et de rencontrer les physiciens du DAPNIA. Je suis particulièrement reconnaissant envers Christian Cavata. Merci pour ton soutien et tes encouragements, et pour avoir poussé ma thèse un peu plus loin. Merci également à Jacques Bouchez, pour ses cours délivrés en DEA, et pour son support dans cette seconde partie de ma thèse.

Cela m'a aussi redonner la chance de travailler avec Simone Gilardoni. Tu es vraiment un physicien génial. Cette thèse te doit beaucoup ! Merci beaucoup Simone.

Revenons maintenant dans les couloirs du LAL, que ma promo de DEA a bien contribué à remplir ! Que de bons souvenirs avec Anne Isabelle, Sandrine, Florian, Laurent et Alexandre. Que de bons moments passés avec tout le monde, Stéphane, Tuan, Nikola, Troels, Richard, Youssef, Stephane, Estelle, Nathalie, Stéphanie, Nadia, Darco. Merci à tous ceux qui ont fait des gâteaux pour nos petites réunions. Merci à Sandrine pour ton *Club Med*. Merci à Stéphane pour ta bonne humeur et tes petits dîners à Paris. Merci à Nadia pour cette formidable ambiance aux JJC, et pour les bon moments, depuis que tu as rejoins le LAL.

A 100m de mon bureau, au bout du couloir, se trouve le service électronique. Je salue Ludovic Raux. J'ai passé de bons moments avec toi, notamment cette semaine au Gran Sasso. Merci aussi à Sylvie d'être venue assister à ma thèse. J'ai aussi passé quelque temps à l'ombre du hall IN2P3, auprès de Stéphane Jenzer et Etienne Takacs. Le peu de manip que j'ai pu faire avec vous a été un grand bonheur, et je me suis beaucoup enrichi à votre contact.

Il y a également toutes ces personnes qui vous apportent leur aide régulièrement, et qui rendent votre vie tellement plus simple. Je veux dire toute ma reconnaissance à Roland Boda, je suis toujours ressorti de ton bureau avec une solution, et à Guy Barand (longue vie à G3Lab, OpenScientist et toutes tes créations). Je voudrais dire merci à Jocelyne Brosselard et Geneviève Gilbert qui m'ont toujours aidé avec une si grande gentillesse. Merci encore à Hélène Kerec, qui m'a permis de partager ma passion avec des lycéens. Merci à Bruno Mazoyer, sans qui ce manuscrit aurait un peu perdu en esthétique, et merci à Catherine Eguren et Catherine Bourge pour leur aide lors des phases finales de la thèse.

Je voudrais maintenant réserver une bonne place à mes amis. Matthieu et Benjamin, qui forment avec moi un bon vieux trio depuis les bancs de l'école. Il y a tellement de choses que je ne sais que dire. Heureusement que vous êtes là !

Mes études n'auraient pas été les mêmes si je n'avais pas été accompagné d'une bande d'amis formidables. Isabelle, c'est merveilleux tout ce que tu m'as apporté. David, ton amitié est très importante pour moi. Caroline et Frank, Richard, la vie serait moins drôle sans vous. Merci de

m'avoir entouré de votre affection. Fabrice, nos discussions et tes conseils m'ont bien aidé. Bon courage pour la suite.

Et puis il y ma petite troupe américaine. Matthieu, ça fait du bien d'avoir des amis comme toi. Et je ne dis pas ça seulement pour ta collection de DVD. La sagesse parle par ta bouche. Jason, discuter avec toi entraîne toujours plus loin qu'on ne le pensait, et c'est formidable. Bonne chance à toi. Merci à Silvia pour les traductions en italien.

Finalement, un grand merci à ma famille. A mes parents qui m'ont tant soutenu. A mon pauvre papa qui a évacué nombre de fautes d'orthographes de ce manuscrit. A ma chère maman qui s'est occupé de mon pot de thèse avec tant de brio, et à Aliette, Christophe et Stéphane, mes frères et soeur indispensables. Merci d'avoir compliqué vos emplois du temps pour venir assister à ma thèse. Cela m'a beaucoup touché.

Enfin, j'ai gardé le plus important pour la fin. Alexandre Zabi, pardon, D^r Zabi. Ton amitié est tellement précieuse. Je sais tout ce que je te dois. C'est toujours toi qui est là quand j'en ai le plus besoin... Ca fait un bon bout de temps que l'on bourlingue sur la même route. Pourvu que cela ne s'arrête jamais !

Table des matières

Remerciements **v**

Introduction **1**

1 Éléments de théorie **5**
1.1 Le Modèle Standard . . . 5
1.1.1 Brisure de symétries . . . 5
1.1.2 La masse dans le Modèle Standard . . . 7
1.1.2.1 La symétrie chirale . . . 7
1.1.2.2 Le contenu en champs du Modèle Standard . . . 7
1.1.2.3 Le terme de masse dans le lagrangien du Modèle Standard . . . 8
1.2 La masse des neutrinos . . . 8
1.2.1 Terme de masse de Dirac . . . 9
1.2.2 Terme de masse de Majorana . . . 9
1.2.3 Le mécanisme de la bascule . . . 10
1.3 Les oscillations de neutrinos . . . 11
1.3.1 Le formalisme des oscillations . . . 11
1.3.1.1 Oscillations à deux saveurs . . . 11
1.3.1.2 Le formalisme à trois saveurs . . . 12
1.3.1.3 La matrice $\mathcal{U}_{PMNS}$ et les probabilités d'oscillations. . . . 13
1.3.2 La propagation des neutrinos dans la matière . . . 15
1.3.2.1 Cadre général . . . 15
1.3.2.2 L'effet MSW . . . 17
1.3.2.3 Le calcul complet . . . 18
1.4 Et les quarks ? . . . 20
1.5 Ordres de grandeur et approximations . . . 21
1.5.1 Ordres de grandeur . . . 21
1.5.2 Approximations utiles . . . 22
1.6 La violation de la symétrie CP . . . 22

2 État des lieux expérimental **25**
2.1 La découverte des neutrinos . . . 26
2.1.1 Le neutrino électronique . . . 26
2.1.2 Le neutrino muonique . . . 26
2.1.3 Le neutrino tauïque . . . 26
2.2 La nature du neutrino . . . 27

2.3 La masse du neutrino . . . 30
2.3.1 Le neutrino électronique . . . 30
2.3.2 Les neutrinos muoniques et tauïques . . . 31
2.3.3 La supernova SN1987A . . . 32
2.3.4 Approche cosmologique . . . 32
2.4 Le nombre de saveurs . . . 33
2.5 Les oscillations de neutrinos à $\Delta m^2 \approx 10^{-5}$ eV^2 . . . 33
2.5.1 Les neutrinos solaires . . . 33
2.5.2 La mesure du flux de neutrinos solaires . . . 34
2.5.3 La solution du problème . . . 35
2.5.4 La conclusion en terme d'oscillation . . . 37
2.6 Les oscillations associées à $\Delta m^2 \sim 10^{-3}$ eV^2 . . . 39
2.6.1 Super Kamiokande . . . 39
2.6.1.1 En quoi oscille le neutrino muonique ? . . . 42
2.6.1.2 Une autre utilisation du détecteur : l'expérience K2K . . . 44
2.6.2 La mesure précise des paramètres . . . 46
2.6.3 La preuve de l'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ . . . 46
2.7 Oscillation à $\Delta m^2 \sim 1$ eV^2 ? . . . 47
2.8 A la recherche de θ_{13} et de δ_{CP} . . . 49
2.8.1 CHOOZ . . . 49
2.8.2 La quête continue . . . 50
2.8.3 Le futur proche . . . 51
2.8.4 La violation de CP . . . 51
2.8.5 Le problème de la dégénérescence . . . 53
2.8.6 L'outil ultime : l'usine à neutrinos . . . 54

3 Le faisceau de neutrinos du CERN vers le Gran Sasso 57
3.1 Principe de base des faisceaux de neutrinos . . . 58
3.1.1 Les faisceaux de neutrinos conventionnels . . . 58
3.1.2 Principe de fonctionnement des cornes . . . 59
3.1.3 Les nouveaux types de faisceaux . . . 60
3.1.3.1 Les faisceaux "hors axe" . . . 61
3.1.3.2 Les faisceaux beta . . . 62
3.1.3.3 Les usines à neutrinos . . . 63
3.1.4 Différents faisceaux de neutrinos . . . 64
3.2 Description du faisceau CNGS . . . 65
3.2.1 Les faisceaux de neutrinos au CERN . . . 65
3.2.2 Le faisceau de protons . . . 65
3.2.3 La cible du CNGS . . . 67
3.2.4 Les cornes . . . 68
3.2.4.1 L'alimentation électrique . . . 69
3.2.4.2 Le système de refroidissement . . . 70
3.2.5 La ligne des muons . . . 70
3.3 La simulation du faisceau . . . 71
3.3.1 Description du programme . . . 72
3.3.2 Le calcul du flux de neutrinos . . . 75

3.3.3 Alignement du faisceau 77

4 L'expérience OPERA : $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 79
4.1 Présentation de l'expérience 79
4.2 Le détecteur 81
4.2.1 Vue d'ensemble 81
4.2.2 La cible active 82
4.2.2.1 Le système de manipulation des briques 84
4.2.2.2 La fabrication des briques. 85
4.2.3 Le trajectographe de la cible 85
4.2.3.1 L'électronique de lecture des scintillateurs 86
4.2.4 Le spectromètre et les trajectographes de précision 88
4.2.5 L'analyse des résultats 89
4.2.5.1 Manipulation des émulsions 90
4.2.5.2 Le scanning d'un film 90
4.2.5.3 La stratégie de scanning : principe de l'analyse 91
4.3 Le développement des logiciels 93
4.3.1 Ressources informatiques 93
4.3.2 Cadre général 93
4.3.3 L'accès aux données 94
4.3.4 La chaîne de simulation 95
4.3.5 La reconstruction des trajectoires dans les détecteurs électroniques 96
4.3.6 La reconstruction des trajectoires dans les émulsions 96
4.4 Le programme de reconstruction : `OpRec` 97
4.4.1 La reconnaissance de traces : `Pattern` 97
4.4.1.1 Architecture du programme 97
4.4.1.2 Recherche du mur de départ 99
4.4.1.3 La construction d'un segment 100
4.4.1.4 La reconstruction de la trace 103
4.4.1.5 Analyse de l'efficacité du programme de reconstruction 105
4.4.2 L'ajustement des paramètres 108
4.5 Études des traces reconstruites 110
4.5.1 L'identification des muons 110
4.5.1.1 Sélection topologique 111
4.5.1.2 L'association des traces des détecteurs électroniques et des briques 114
4.5.1.3 Analyse des sélections 116
4.5.2 Aide à la recherche des briques 117
4.6 Résultats escomptés 118
4.6.1 Sensibilité à l'apparition des ν_τ 118
4.6.1.1 Le Bruit de fond 118
4.6.1.2 La chaîne d'analyse 119
4.6.1.3 Contribution au bruit de fond 120
4.6.1.4 Nombre d'événements 122
4.6.1.5 Sensibilité d'OPERA 122
4.6.2 Apparition de ν_e 123
4.6.3 Impact de la qualité du faisceau 123

4.6.3.1 Problème de fonctionnement des cornes . . . 123
4.6.3.2 Problème d'alignement . . . 124

5 Le projet SPL-Fréjus : $\overset{(-)}{\nu}_\mu \rightarrow \overset{(-)}{\nu}_e$ 127
5.1 Le *Super Proton Linac* . . . 128
5.1.1 Les différentes utilisations du SPL . . . 128
5.1.2 L'accélérateur . . . 128
5.2 Simulation du super faisceau de neutrinos . . . 130
5.2.1 La cible . . . 130
5.2.1.1 Choix technologiques . . . 131
5.2.1.2 Comparaison et choix des simulateurs . . . 131
5.2.1.3 La production de kaons . . . 133
5.2.1.4 Les différentes énergies . . . 134
5.2.2 Le système de collection des pions . . . 135
5.2.2.1 La définition de la forme . . . 135
5.2.2.2 La simulation . . . 138
5.2.2.3 L'efficacité de collection . . . 140
5.2.2.4 Effet du passage des pions à travers les matériaux du collecteur . 141
5.2.3 Création du faisceau de neutrinos . . . 141
5.2.3.1 Algorithmes de calcul du flux de neutrinos . . . 142
5.2.3.2 Validation de la méthode . . . 144
5.2.3.3 Le profil du faisceau . . . 145
5.2.3.4 Les flux de neutrinos au Fréjus . . . 146
5.2.4 Optimisation des paramètres du faisceau . . . 150
5.3 Étude de sensibilité à θ_{13} et à δ_{CP} . . . 153
5.3.1 Calcul de la sensibilité . . . 153
5.3.2 Effet des erreurs systématiques . . . 154
5.3.3 Le scénario en focalisation positive . . . 154
5.3.4 Le scénario mixte . . . 157
5.3.5 Conclusion . . . 159
5.4 Énergie déposée dans la corne . . . 160
5.4.1 La géométrie de la corne utilisée . . . 160
5.4.2 Simulation . . . 161
5.4.3 La sortie de la cible . . . 162
5.4.4 Calcul du dépôt d'énergie . . . 164
5.4.5 Le problème des neutrons . . . 166
5.4.6 Incidence de l'énergie du faisceau de protons sur la corne . . . 166

Conclusion 169

A Calcul des probabilités utilisées dans l'estimation du flux de neutrinos 171
A.1 Les désintégrations à deux corps . . . 171
A.2 Les désintégrations semi-leptoniques . . . 173
A.3 Remarque sur la simulation des kaons neutres . . . 174

B Définition des volumes de la simulation CNGS 175

C Définitions des classes de données d'OPERA **181**
C.1 Les données Monte Carlo . . . 181
C.1.1 *EventHeader* . . . 181
C.1.2 *Particle* . . . 182
C.1.3 *Vertex* . . . 182
C.2 Les *Hits* . . . 182
C.2.1 *EMULHit* . . . 183
C.2.2 *TSCINHit* . . . 183
C.2.3 *SRPCHit* . . . 184
C.2.4 *SXPCHit* . . . 184
C.2.5 *SDTHit* . . . 184
C.3 Les *digits* . . . 185
C.3.1 *EMULDigits* . . . 185
C.3.2 *TSCINDigit* . . . 185
C.3.3 *SRPCDigit* . . . 186
C.3.4 *SXPCDigits* . . . 186
C.3.5 *SDTDigit* . . . 187
C.4 Les traces reconstruites . . . 187
C.4.1 Les *TrackElements* . . . 187
C.4.2 *TrackKinematics* . . . 188

Introduction

"Chers amis radioactifs...", Wolfgang Pauli savait sûrement en écrivant ces mots l'importance de son idée, mais se doutait-il que 75 ans plus tard, son *remède désespéré* serait encore plein de mystères, et guiderait toujours les physiciens des particules au delà du modèle bien établi ? Avec lui les fantômes faisaient leur entrée dans la science, mais plutôt que de hanter les châteaux d'Écosse, on les rencontre dans les entrailles de la Terre, au fond des mines et sous les montagnes.

Le neutrino a connu un regain d'intérêt quand il est devenu indiscutable qu'il était plus complexe que voulait bien le croire le Modèle Standard : l'apparition de sa masse, même extrêmement faible bouscule son bel ordonnancement. Il va falloir l'aménager pour pouvoir prendre en compte cette nouvelle donnée : le neutrino représente les premiers pas au delà du Modèle Standard.

L'existence d'une masse pour les neutrinos est apparue d'une façon indirecte, par la découverte du phénomène des oscillations de neutrinos. Elles proviennent d'un effet quantique : un neutrino de masse m est une superposition d'états propres de saveur (ν_e, ν_μ et ν_τ). Il peut donc être créé dans une certaine saveur et être détecté dans une autre saveur. Les oscillations de neutrinos ne sont possibles que s'ils possèdent des masses différentes. L'observation de ce phénomène prouve donc que les neutrinos sont massifs. Il est gouverné par trois angles permettant d'écrire les combinaisons d'états propres de saveur ainsi que par les différences du carré des masses.

Historiquement, ce fut la meilleure explication possible pour comprendre le déficit de neutrinos électroniques en provenance du Soleil. Les détecteurs en observaient moins que ne le prévoyait le modèle. Bien sûr, ces résultats dépendaient entièrement du modèle solaire, et pouvaient donc être mis à mal. Ils ont cependant été très fortement appuyés par la découverte d'un phénomène identique pour les neutrinos en provenance d'interactions dans l'atmosphère, au cours des années 80. Ce n'est qu'en l'an 2000 qu'a pu être prouvé en mesurant le flux total de neutrinos, que les neutrinos du Soleil se transformaient soit en neutrinos muoniques, soit en neutrinos tauïques, sans qu'il soit possible de les identifier.

Les expériences observant les neutrinos "atmosphériques" ont mesuré un déficit de neutrinos muoniques de plus en plus marqué quand s'allongeait la distance que les neutrinos avaient parcourue. Elles n'ont pour autant pas vu apparaître un surplus de neutrinos électroniques. Il semblerait donc que les neutrinos muoniques oscillent en neutrinos tauïques, qui ne peuvent pas être détectés par ces expériences. Cela dit, il n'est possible d'affirmer que les oscillations de neutrinos sont le bon modèle et de repousser toutes les autres explications trouvées qu'en observant l'apparition d'une saveur. C'est ce que se propose de faire l'expérience OPERA. Elle se place pour cela à une distance de 732 kilomètres de la source d'un faisceau de neutrinos muoniques fabriqué au CERN ne comprenant aucun neutrino tauïque. Après avoir parcouru cette distance, une partie des neutrinos devrait avoir oscillée en neutrinos tauïques qu'il faut être capable de détecter et d'identifier.

OPERA utilise deux technologies distinctes pour accomplir cette tâche, à savoir des émulsions photographiques et des détecteurs électroniques. Les neutrinos interagissent dans des plaques de plomb d'un millimètre d'épaisseur formant une cible de $1,8$ kt. Entre ces plaques de plomb sont intercalés des films d'émulsions photographiques qui noircissent au passage des particules chargées, ce qui permet de visualiser leur trajectoire. Elles possèdent une excellente résolution spatiale qui permet d'identifier le τ produit par l'interaction du neutrino tauïque. Ces sandwichs de plomb et d'émulsion sont organisés en briques. Pour savoir quelle brique a été touchée par un neutrino, ainsi que pour reconstruire l'impulsion et identifier les muons, un réseau de scintillateurs et un spectromètre instrumenté complètent le détecteur.

L'expérience OPERA commencera à prendre des données au printemps 2006, et doit durer 5 ans. L'observation d'une dizaine de neutrinos tauïques est attendue, avec moins d'un événement de bruit de fond, et suffira à prouver le mécanisme des oscillations.

Les paramètres des oscillations sont maintenant bien cernés, et des expériences, comme MINOS aux USA, prévues dans un futur proche permettront de les mesurer avec une plus grande précision. Cela dit, un angle échappe toujours à nos investigations. Il est dénommé θ_{13}. OPERA va tenter de le mesurer en regardant cette fois l'apparition de neutrinos électroniques dans le faisceau.

A plus long terme, les investigations sur θ_{13} seront menées à l'aide de réacteur nucléaire (Double CHOOZ), puis de faisceaux très intenses de neutrinos comme celui projeté entre le CERN et le Laboratoire Souterrain de Modane (projet SPL-Fréjus), et finalement les usines à neutrinos. La haute intensité permet d'explorer des domaines bien plus larges de l'espace des paramètres, et même d'être sensibles à la phase δ_{CP} qui pourrait prendre place dans le mécanisme des oscillations de neutrinos et ainsi introduire la violation de CP dans le domaine leptonique. Cette perspective est très attrayante car la violation de CP dans le domaine des quarks ne semble pas suffisante pour expliquer la différence entre la matière et l'anti-matière observée dans l'univers.

Finalement, les plus beaux outils pour étudier les neutrinos sont les projets futuristes d'usines à neutrinos, qui pourront accéder à l'ensemble des paramètres des oscillations.

Cette thèse traite de l'expérience OPERA et du projet SPL-Fréjus. Dans un premier temps, le cadre théorique dans lequel évoluent les neutrinos est présenté. Le Modèle Standard de la physique des particules est brièvement rappelé, et l'accent est mis sur la masse, puisque c'est une originalité des neutrinos qu'il faut comprendre. Le mécanisme des oscillations est ensuite décrit, et les outils nécessaires à son étude sont mis en place.

La seconde partie retrace l'état de nos connaissances empiriques des neutrinos. Les expériences s'intéressant aux propriétés fondamentales des neutrinos sont décrites, et les expériences dédiées à l'étude des oscillations de neutrinos sont présentées. Ce chapitre contient aussi bien des résultats anciens que présents. Il se finit par une description des projets à venir.

Le troisième chapitre est dévolu aux faisceaux de neutrinos qui vont être utilisés par de nombreuses expériences à venir. Après une description générale de leur principe et l'énoncé des idées nouvelles permettant d'obtenir des faisceaux différents, l'accent est mis sur le CNGS, le faisceau qui bombardera OPERA de neutrinos. La ligne de faisceau est détaillée, ainsi que son programme de simulation qui a été mis à jour selon les réalisations des éléments de focalisation au Laboratoire de L'Accélérateur Linéaire. Cette simulation permet de prédire le flux de neutrinos qui traverseront OPERA.

L'expérience OPERA fait l'objet du chapitre suivant. Après avoir présenté l'expérience, les différentes parties constituant le détecteur sont décrites, ainsi que la façon dont les données seront analysées. Les logiciels accompagnant le détecteur sont ensuite exposés, et plus particulièrement le programme de reconstruction des traces dans les détecteurs électroniques d'OPERA. L'algorithme d'identification des muons est ensuite explicité, ainsi que son implication dans la réduction du bruit de fond.

Le dernier chapitre est consacré à l'étude du projet de super faisceau SPL-Fréjus. Après une description du projet, une nouvelle simulation de ce faisceau est décrite. Les algorithmes nécessaires pour inclure les désintégrations des kaons sont présentés. L'étude des différentes étapes de la ligne de faisceau est menée, incluant les dépôts d'énergie dans le système de focalisation. Finalement, une optimisation générale du faisceau est proposée pour améliorer la sensibilité à θ_{13} et à δ_{CP}.

Chapitre 1

Éléments de théorie

Je n'aime lire que ce que je ne comprends pas.
Ne comprenant pas, je peux imaginer des multiples interprétations.
Salvador Dali.

La physique des corpuscules élémentaires est maintenant relativement bien décrite. Depuis les années soixante, un modèle s'est mis en place, qui a été vérifié par la découverte des courants neutres [1] puis des bosons W et Z [2, 3] avant d'être conforté par les expériences du LEP [4]. Ce modèle a été baptisé Modèle Standard [5]. Nous allons le présenter brièvement dans une première partie en insistant sur le point qui nous préoccupe, à savoir le traitement de la masse dans ce modèle.

Si beau soit-il, le Modèle Standard possède de petites failles dans lesquels les physiciens aiment à se glisser. Ce modèle suppose une masse nulle aux neutrinos, or les derniers résultats expérimentaux [6] indiquent que ce ne serait pas le cas. Nous allons donc voir comment étendre ce modèle pour que les neutrinos puissent acquérir leurs masses.

Nous porterons ensuite notre attention sur une conséquence flagrante du caractère massif des neutrinos, à savoir le phénomène de leurs changements de saveur (appelé "oscillations de neutrinos"). Sa compréhension fait l'objet de nombreuses expériences, dont font partie l'expérience OPERA et le projet SPL-Fréjus qui sont étudiés dans les chapitres 4 et 5. Nous présenterons ici le formalisme qui est associé aux oscillations de neutrinos.

Nous ferons ensuite allusion à un principe similaire appliqué au domaine des quarks, avant de revenir sur les ordres de grandeur des paramètres concernant la physique des neutrinos, et sur les approximations souvent utilisées. Enfin, pour clore ce chapitre théorique, nous verrons la possibilité de la violation de la symétrie CP dans le domaine leptonique.

1.1 Le Modèle Standard

1.1.1 Brisure de symétries

La description de la physique des hautes énergies se fait à l'aide du formalisme lagrangien en théorie quantique des champs. La matière est composée de 12 fermions, classés en trois paires de quarks et trois paires de leptons. Les interactions sont véhiculées par les bosons de jauge. Le Modèle Standard ne prend pas en compte la gravitation qui pose des difficultés lors de sa quantification.

Les fermions sont décrits par des bi-spineurs de Dirac ψ qui obéissent à l'équation de Dirac [7] :

$$\overline{\psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)\psi = 0.$$

Le Modèle Standard est une théorie de jauge basée sur la symétrie locale $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. L'indice C indique la "couleur" alors que l'indice Y représente l'hyper-charge. L'indice de chiralité L signifie *Left* et provient de la violation maximale de la parité par l'interaction faible. Nous y reviendrons dans le prochain paragraphe, après avoir introduit la chiralité. Nous laissons de côté $SU(3)_C$ qui décrit l'interaction forte, à laquelle ne sont pas sensibles les neutrinos, pour nous placer dans le cadre de la théorie électro-faible.

Imposer la symétrie locale $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ au terme cinétique du lagrangien $(\overline{\psi}\gamma_\mu\partial^\mu\psi)$ a pour conséquence de faire apparaître naturellement les bosons de Goldstone ainsi que les termes d'interaction entre les fermions. À ce stade, la théorie n'est pas satisfaisante, car ces bosons sont de masse nulle. Pour pallier ce problème, il faut briser spontanément l'invariance de jauge, ce qui fait apparaître les termes de masse des bosons Z^0 et $W^\pm$ dans le lagrangien. Pour ce faire, on applique le mécanisme de Higgs, du nom du physicien qui l'a introduit [8].

On introduit dans la théorie un champ scalaire Φ, doublet de $SU(2)_L$, et on rajoute au lagrangien un potentiel en forme de "fond de bouteille" d'équation :

$$V(\Phi) = -\mu^2|\Phi|^2 + \lambda|\Phi|^4.$$

où μ et λ sont des paramètres. Ce potentiel est symétrique pourvu que μ^2 soit positif (voir figure 1.1), et il est tel que sa valeur moyenne dans le vide soit non nulle.

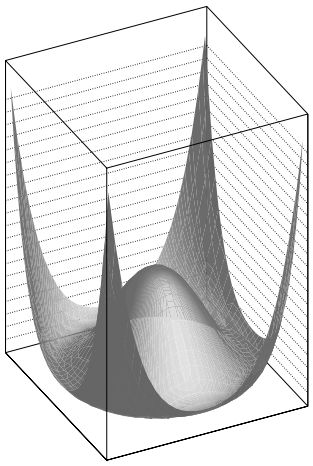


FIG. 1.1: Le potentiel de Higgs, en forme de "fond de bouteille". Il possède une symétrie cylindrique autour de l'axe principal, ainsi qu'une infinité de minima sur le cercle d'équation $|\Phi|^2 = \frac{\mu^2}{2\lambda}$.

Après un changement de variable adéquat, le champ peut s'écrire sous la forme

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \tag{1.1}$$

avec $\frac{v^2}{2} = \frac{\mu^2}{2\lambda} =< \Phi >^2$. Le développement de Φ autour de son minimum s'écrit :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}.$$

Cela engendre dans le lagrangien le terme cinétique et le terme de masse du boson de Higgs ($m_H = \sqrt{2}\mu = \sqrt{2\lambda}v$), ainsi que les termes de masse des bosons de jauge :

$$M_{W^\pm} = \frac{g}{\sqrt{2}} < \Phi >= \frac{1}{2}gv, \text{ et } M_Z = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{\sqrt{2}} < \Phi >= \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2},$$

g et g' étant les constantes de couplage du lagrangien.

1.1.2 La masse dans le Modèle Standard

La découverte de la violation par l'interaction faible de la parité par C. Wu [9], puis la découverte de la violation de la conjugaison de charge par R. Garwin en 1957 [10] ont nécessité des aménagements pour conduire au Modèle Standard actuel.

1.1.2.1 La symétrie chirale

La symétrie chirale intervient lors du calcul de la masse des fermions dans le Modèle Standard. On peut la faire apparaître en réécrivant les bi-spineurs des fermions comme la somme de deux termes de chiralité opposée :

$$\psi = \psi_L + \psi_R, \tag{1.2}$$

avec

$$\psi_L = P_L\psi \text{ et } \psi_R = P_R\psi,$$

où

$$P_L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \text{ et } P_R = \frac{1 + \gamma_5}{2}$$

sont les projecteurs dans un état donné de chiralité.

Les indices L et R font référence à *Left* et *Right*, c'est à dire qu'ils représentent respectivement les composantes gauche et droite du spineur ψ.

1.1.2.2 Le contenu en champs du Modèle Standard

La violation de la parité se traduit par le fait que les bosons de jauge de $SU(2)_L$ n'interagissent qu'avec les parties gauches des spineurs du modèle. C'est la raison de la présence de l'indice L. Les parties gauches des champs de fermions sont des doublets de $SU(2)_L$:

$$\psi_{e_L} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \psi_{\mu_L} = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \psi_{\tau_L} = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \tag{1.3}$$

$$\psi_{u_L} = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \psi_{c_L} = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \psi_{t_L} = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, \tag{1.4}$$

alors que les parties droites des champs des fermions sont des singulets de $SU(2)_L$:

$$e_R,\ \mu_R,\ \tau_R,\ u_R,\ d_R,\ c_R,\ s_R,\ t_R,\ b_R. \tag{1.5}$$

Il n'a jamais été observé de neutrino droit, c'est pourquoi ils sont absents de la liste ci-dessus. Cela a une conséquence fâcheuse que nous allons aborder dans le prochain paragraphe

1.1.2.3 Le terme de masse dans le lagrangien du Modèle Standard

Les termes de masse doivent être scalaires et invariants sous une transformation de Lorentz. Les fermions acquièrent leur masse dans le Modèle Standard à l'aide d'un couplage de Yukawa au boson de Higgs : $g_f\overline{\psi}\Phi_0\psi$.

En remplaçant les spineurs par (1.2), on obtient :

$$-g_f(\overline{\psi_L}\Phi_0\psi_R + \overline{\psi_R}\Phi_0^\dagger\psi_L). \tag{1.6}$$

Prenons pour exemple les leptons, que l'on écrit de façon générale $\psi_L = \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L$ et $\psi_R = l_R$ En utilisant la définition du champ de Higgs (1.1), on obtient le terme de masse du lepton l :

$$-\frac{g_l v}{\sqrt{2}}(\overline{l_L}l_R + \overline{l_R}l_L),$$

où l'on identifie $m_l = g_l v/\sqrt{2}$.

Une fois ce terme de masse (1.6) écrit, deux remarques s'imposent. Étudions de plus près sa symétrie. Une transformation de type $\psi \to \psi' = e^{-i\alpha\gamma_5}\psi \simeq (1 - i\alpha\gamma_5)\psi$ est dite transformation chirale. Elle transforme le spineur droit et le spineur gauche avec un signe différent :

$$\psi'_R = (1 - i\alpha)\psi_R, \text{ et } \psi'_L = (1 + i\alpha)\psi_L$$

On voit alors que notre terme de masse brise cette symétrie.

D'autre part, puisqu'il n'y a pas de neutrinos droits, ceux-ci ne peuvent pas acquérir leurs masses par un terme de type (1.6), et c'est l'un des problèmes du Modèle Standard dans sa version originelle. On a longtemps cru que les neutrinos étaient de masse nulle, mais le phénomène des oscillations semble indiquer que les neutrinos sont massifs. Il faut donc trouver une première extension au Modèle Standard, ce à quoi nous allons nous attacher dans le paragraphe 1.2.

1.2 La masse des neutrinos

Il y a plusieurs façons d'introduire un terme de masse pour le neutrino dans le lagrangien du Modèle Standard, suivant les symétries que l'on veut respecter. Cela amène à la question fondamentale de la nature du neutrino : Dirac ou Majorana. Ces deux points de vue sont présentés successivement, puis dans une troisième partie, le *mécanisme de la bascule*, qui a les faveurs des théoriciens, est décrit.

1.2.1 Terme de masse de Dirac

On parle de neutrino de Dirac pour signifier que le neutrino et l'anti-neutrino sont des particules différentes. Il existe un neutrino gauche et un anti-neutrino droit qui interagissent par interaction faible, et un neutrino droit et un anti-neutrino gauche qui sont dits stériles, ne se couplant pas aux bosons d'interaction faible.

Il suffit donc de rajouter trois singulets N_{eR}, $N_{\mu R}$ et $N_{\tau R}$ aux singulets du Modèle Standard (1.5) et il devient alors possible d'introduire un terme de masse de type (1.6) :

$$\mathcal{L}_D = -g_\nu \left(\begin{pmatrix} \overline{\nu_L} \\ \overline{e_L} \end{pmatrix} \Phi N_R + \overline{N_R} \Phi^\dagger \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} \right),$$

et nous obtenons la masse du neutrino en posant $m_\nu = g_\nu v/\sqrt{2}$.

La figure 1.2.a résume la composition en champs de neutrinos dans un modèle utilisant des neutrinos de Dirac. Le principal avantage d'introduire ainsi la masse du neutrino est de modifier au minimum le Modèle Standard. Cependant, la masse des neutrinos étant très faible, la constante de Yukawa g_ν doit être très faible ce qui n'est pas très plaisant. Ce problème est connu dans la littérature comme étant celui de la hiérarchie de masse, et il existe aussi entre l'électron et le quark top.

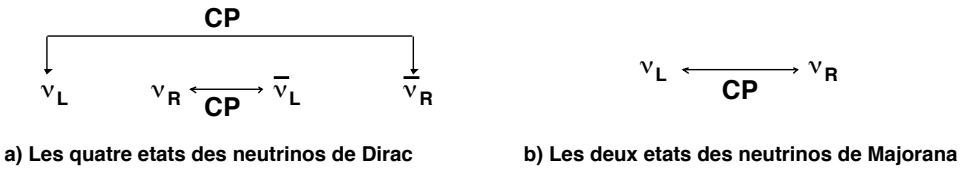


FIG. 1.2: Les concepts de neutrino selon Dirac et Majorana.

1.2.2 Terme de masse de Majorana

Une autre possibilité est de considérer que les neutrinos sont des particules de Majorana, c'est à dire que le neutrino est sa propre anti-particule [11]. Il ne reste alors que les deux états de chiralité gauche et droite comme on peut le voir sur la figure 1.2.b.

Le terme de masse s'écrit dans ces conditions comme :

$$\mathcal{L}_M = -m_M \overline{\psi^C} \psi = -m_M \left(\overline{\psi_L} (\psi_L)^C + \overline{(\psi_R)^C} \psi_R \right),$$

où $\psi^C = \mathcal{C}\overline{\psi}^T$ est le conjugué de charge de ψ, et avec $(\psi_L)^C = (\psi^C)_R$.

Ce terme pose une question majeure, car s'il est invariant sous SU(2), il brise la symétrie U(1). En effet, si on applique une transformation de U(1) à ψ, on obtient :

$$\psi \to e^{i\theta} \psi,$$

mais si nous faisons la même chose avec ψ^C, on trouve

$$\psi^C \to e^{-i\theta} \psi^C$$

et donc, le terme $\overline{\psi}\psi^C$ n'est pas invariant sous U(1) et ne conserve pas le nombre leptonique (en fait, $\Delta(B-L) = \pm 2$, [12]). Remarquons qu'alors, un boson de Goldstone (appelé Majoron) issu de la brisure de la symétrie $B-L$ devrait apparaître [13] et il n'a jamais été détecté !

Les neutrinos sont les seules particules du Modèle Standard qui puissent être des particules de Majorana puisqu'ils sont électriquement neutres. Cela dit, il existe d'autres particules de Majorana dans les théories, notamment les *gauginos*, partenaires super-symétrique des bosons de jauge. Notons que pour une particule de masse nulle, il n'y a pas de différenciation possible entre particule de Dirac et de Majorana.

La nature du neutrino fait l'objet d'études approfondies par diverses expériences de désintégration double β sans émission de neutrino, dont nous reparlerons dans le paragraphe 2.2.

1.2.3 Le mécanisme de la bascule

On peut regrouper les deux concepts précédents dans une même formulation, qui s'écrit sous forme générale :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}\left(\overline{\nu_L}\ \overline{N_L^C}\right)\begin{pmatrix} M_L & m_D \\ m_D & M_R \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \nu_R^C \\ N_R \end{pmatrix} + h.c. \tag{1.7}$$

Ainsi présenté, ce lagrangien contient des termes de Dirac, $\overline{\nu_L} m_D N_R + \overline{\nu_L^C} m_D N_R^C$, ainsi que les termes de Majorana $\overline{\nu_L} M_L N_R^C$ et $\overline{\nu_L^C} M_R N_R$.

Un cas limite de cette représentation est de choisir $M_L = 0$. Cela se justifie par une argumentation sur le couplage entre le Majoron et le Z^0 : cela augmenterait la largeur invisible du Z^0 [14, 12], ce qui est en contradiction avec les résultats expérimentaux (voir paragraphe 2.4). En phénoménologie, on prend M_R de l'ordre de 10^{16} GeV, échelle à laquelle devrait s'épanouir la "nouvelle physique", et on choisit $m_D \simeq 246$ GeV qui est l'échelle électro-faible. La diagonalisation de la matrice de l'équation (1.7) donne deux valeurs propres de masse :

$$m_\pm = \frac{1}{2}\left(M_R \pm \sqrt{M_R^2 + 4m_D^2}\right),$$

ce qui donne, comme $M_R \gg m_D$, des neutrinos droits de masses très grandes $m_+ \simeq M_R$ ainsi que des neutrinos gauches de masses très légères $m_- \simeq \dfrac{m_D^2}{M_R}$. On appelle ce phénomène "mécanisme de la bascule" [15, 16] puisque si M_R augmente, un neutrino s'alourdit, et l'autre s'allège.

On peut ainsi expliquer de manière élégante la petitesse de la masse des neutrinos, tout en faisant apparaître de nouveaux fermions ayant une masse très élevée. C'est pour cela que le mécanisme de la bascule a les faveurs des théoriciens, d'autant plus que l'on peut ainsi relier la faiblesse de la masse des neutrinos à la violation de la symétrie $B-L$ et à leur charge neutre.

Les "neutrinos" de masse M_R sont également exploités dans les théories plus fondamentales qui englobent le Modèle Standard. Le modèle symétrique est une théorie se proposant de restaurer la symétrie gauche-droite au delà d'une certaine énergie [17]. Cela se fait en étendant le groupe de jauge du Modèle Standard en considérant le groupe $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$ ainsi que l'existence de courants droits. La violation maximale de la parité ne serait ainsi plus un postulat mais elle serait la conséquence d'une suppression "naturelle" de ces courants droits [18]. Dans ce modèle, les quarks et les leptons interagissent comme des doublets d'isospins gauche et droit, ce qui donne les doublets que nous avons vus en (1.3) et (1.4) et leurs symétriques droits [18]. Il y a donc naturellement des neutrinos droits, et toujours en supposant que le neutrino est une

particule de Majorana, le mécanisme de la bascule expliquerait la différence de masses entre les neutrinos droits et ceux que nous connaissons.

Un autre intérêt de l'existence de ces neutrinos lourds est qu'ils pourraient avoir joué un rôle important dans l'apparition de la matière. Des modèles de leptogénèse [19] font naître les leptons que nous connaissons de la désintégration de ces neutrinos, accompagnés de bosons de Higgs. La baryogénèse se fait ensuite par l'introduction d'un potentiel appelé *sphaléron*, qui brise la symétrie lepton-baryon et donne naissance aux quarks [20].

1.3 Les oscillations de neutrinos

1.3.1 Le formalisme des oscillations

La nature massive des neutrinos peut se révéler expérimentalement par un effet quantique, connu sous le nom d'oscillation de neutrinos.

Tout repose sur le fait que rien ne contraint les états propres de masse a être les mêmes que les états propres de saveur. Nous pouvons ainsi écrire deux bases différentes, l'une décrivant les états propres de masse m_i, notée $|\nu_i>$ $(i = 1, 2, 3)$, et l'autre les états propres de saveur α ($\alpha = e$, μ, τ), notée $|\nu_\alpha>$. Les états propres de masse sont les états "physiques" de propagation des neutrinos alors que les états propres de saveur sont par définition les états propres d'interaction électrofaible.

1.3.1.1 Oscillations à deux saveurs

Regardons dans un premier temps ce qu'il se passe s'il n'existait que deux saveurs de neutrinos. Cela permet de simplifier largement le formalisme tout en faisant apparaître ses principes fondamentaux. Nous considérons donc deux saveurs, ν_α et ν_β, et deux masses m_1 et m_2. Il est possible d'écrire les états propres de saveur en fonction des états propres de masse grâce à une matrice de rotation paramétrée par un angle θ :

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}. \tag{1.8}$$

L'opérateur d'évolution du neutrino s'écrit en mécanique quantique $e^{\frac{-iHt}{\hbar}}$ (on prendra par la suite $\hbar = c = 1$). La probabilité d'observer un neutrino dans l'état ν_β alors qu'il a été émis dans l'état ν_α s'écrit :

$$\mathcal{P}_{\alpha\to\beta} = |<\nu_\beta|e^{-iHt}|\nu_\alpha>|^2. \tag{1.9}$$

Nous pouvons maintenant faire deux hypothèses standards, justifiées au regard des études résumées dans [21] :

- le neutrino est décrit par une onde plane d'impulsion p bien définie.
- le neutrino est ultra-relativiste, c'est à dire que $m \ll p$, ce qui est une approximation très raisonnable compte tenu de la petitesse de la masse des neutrinos.

Dans ce cadre, la propagation du neutrino dans le vide est décrite par l'hamiltonien :

$$H = \sqrt{p_\nu^2 + m^2} \simeq p_\nu + \frac{m^2}{2p_\nu} = p_\nu + \frac{m^2}{2E_\nu} \tag{1.10}$$

où p_ν et E_ν sont respectivement l'impulsion et l'énergie du neutrino.

En remplaçant $|\nu_\alpha>$ et $|\nu_\beta>$ par leurs expressions issues de (1.8) dans l'équation (1.9), et en appliquant le terme (1.10) à droite et à gauche dans l'équation (1.9), on obtient la différence de masse au carré notée $\Delta m^2_{12} = m^2_2 - m^2_1$. On fait ensuite apparaître la distance parcourue par le neutrino, L, en remarquant que $t \simeq L$ (en prenant la célérité de la lumière $c = 1$). Finalement,

$$P_{\alpha\to\beta} = \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{1,27\Delta m^2_{12} L}{E_\nu}\right). \tag{1.11}$$

Cette probabilité a un comportement oscillant, ce qui a donné son nom à ce phénomène. Dans l'équation (1.11), le nombre $1,27$ apparaît à la suite du rétablissement d'unités pratiques : Δm^2_{12} s'exprime en eV^2, l'unité d'énergie des neutrinos est le GeV et la distance L se compte en kilomètres.

Un traitement plus correct du formalisme des oscillations de neutrino utilise des paquets d'ondes au lieu des ondes planes, et il a été montré dans la référence [21] que les résultats étaient les mêmes. Le problème des oscillations de neutrinos est traité dans cette référence à l'aide de la mécanique quantique des champs.

1.3.1.2 Le formalisme à trois saveurs

Les résultats expérimentaux présentés dans la table 1.1 du paragraphe 1.5.1 montrent que l'on peut souvent se contenter d'étudier les oscillations entre deux saveurs. Cela dit, une analyse complète nécessite d'écrire le formalisme à trois saveurs. La relation entre les états propres de masse et de saveur (l'équivalent de l'équation (1.8)) s'écrit alors :

$$|\nu_\alpha>=\sum_{i=1}^{3}\mathcal{U}_{\alpha i}|\nu_i>\,, \tag{1.12}$$

où $\mathcal{U}$ est une matrice 3×3 unitaire permettant de passer d'une base à l'autre.

En appliquant de la même façon l'opérateur d'évolution sur les états propres de saveurs, on fait apparaître la probabilité suivante :

$$\mathcal{P}_{\alpha\to\beta} = \sum_i |\mathcal{U}_{\beta i}|^2|\mathcal{U}^*_{\alpha i}|^2 + \sum_{i\neq j}\mathcal{U}_{\beta i}\mathcal{U}^*_{\beta j}\mathcal{U}_{\alpha i}\mathcal{U}^*_{\alpha j}\exp\left(i\frac{\Delta m^2_{ij}L}{2E_\nu}\right). \tag{1.13}$$

On voit ici apparaître les paramètres dirigeant les oscillations, à savoir les différences de masse au carré des neutrinos ($\Delta m^2_{ij} = m^2_j - m^2_i$), les éléments de la matrice de mélanges $\mathcal{U}_{\alpha i}$, l'énergie des neutrinos (E_ν) et la distance qu'ils parcourent (L).

Il est utile de définir trois longueurs d'oscillations :

$$L^{osc}_{ij}(E_\nu) = 2\pi\frac{2E_\nu}{\Delta m^2_{ij}} = 2,48\frac{E_\nu(GeV)}{\Delta m^2_{ij}(eV^2)} \tag{1.14}$$

Nous avons choisi les unités usuelles, et ainsi, la longueur est exprimée en kilomètres. On voit qu'en faisant varier l'énergie et la distance, on pourra se placer dans des conditions optimales pour être en phase avec l'une ou l'autre des oscillations, et ainsi mesurer les différences de masse au carré et les valeurs des éléments de la matrice $\mathcal{U}$ (voir paragraphe 1.5.2).

Nous venons de montrer qu'un neutrino pouvait spontanément changer de saveur au cours de sa trajectoire. Cela a une conséquence des plus importantes : le terme de masse des neutrinos, qu'ils soient de Dirac ou de Majorana, implique une non conservation des nombres leptoniques de saveur L_e, L_μ et L_τ.

1.3.1.3 La matrice $\mathcal{U}_{PMNS}$ et les probabilités d'oscillations.

Pour compléter la description de ce modèle, il faut s'attacher aux paramètres que nous n'avons pas encore traités. Une matrice complexe $n \times n$ unitaire possède $2n^2$ paramètres et n^2 relations d'unitarité, soit au total $2n^2 - n^2 = n^2$ paramètres réels indépendants. Dans le cas qui nous préoccupe, chacune des phases des 3 neutrinos peut être modifiée :

$$|\nu_\alpha >= e^{i\phi_\alpha}|\nu'_\alpha >$$

$$|\nu_i >= e^{i\phi_i}|\nu'_i > ,$$

ce qui implique que la matrice $\mathcal{U}$ se transforme de la manière suivante :

$$\mathcal{U}'_{\alpha i} = e^{i(\phi_\alpha - \phi_i)}\mathcal{U}_{\alpha i}.$$

Or, seules les différences de phases sont des paramètres physiques, on peut donc éliminer $2n-1$ phases non physiques. On obtient $n^2 - (2n-1) = (n-1)^2$ paramètres, soit 4 paramètres dans notre cas. Trois d'entres eux sont les angles de mélange (ou angles d'Euler de la matrice de rotation), il reste donc la place pour une phase. C'est cette phase, notée δ_{CP} et appelée phase de Dirac, qui pourrait être à l'origine de la violation de CP dans le domaine leptonique.

Si le neutrino est une particule du type Majorana, l'ajout d'une phase à ψ va également transformer ψ^C ce qui aura des implications physiques [12, 22]. Ces phases ne peuvent pas être éliminées. On peut montrer que le nombre de paramètres indépendants peut être réduit à $n(n-1)$ et que le nombre de paramètres conservés par la symétrie CP est $n(n-1)/2$ [12]. Il reste donc $n(n-1) - n(n-1)/2 = n(n-1)/2$ phases : δ_{CP}, la phase de Dirac, et ϕ_2 et ϕ_3, appelées phases de Majorana.

Si l'on revient au formalisme à deux saveurs, on constate qu'il n'y a pas de place pour une phase de violation de CP, par contre, si le neutrino est une particule de Majorana, il y aura toujours la possibilité d'une phase de Majorana.

Nous sommes maintenant en mesure d'écrire la matrice de changement de base de la façon la plus complète [6] :

$$\begin{array}{c} \\ \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{array} \begin{array}{c} \begin{array}{ccc} \nu_1 & \nu_2 & \nu_3 \end{array} \\ \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \end{array} \times \mathrm{diag}\left(e^{i\frac{1}{2}\phi_2}, e^{i\frac{1}{2}\phi_3}, 1\right), \tag{1.15}$$

où on a noté $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$, les angles θ_{12}, θ_{13} et θ_{23} étant les angles d'Euler de la matrice de rotation. Cette matrice est notée $\mathcal{U}_{PMNS}$ en hommage à Pontecorvo, Maki, Nakagawa et Sakata [23].

Il est à noter que les phases de Majorana n'interviennent pas dans les oscillations de neutrinos puisque tous les termes de l'équation (1.13) font intervenir le produit $\mathcal{U}^* \cdot \mathcal{U}$. Par contre la phase δ_{CP} intervient. Cela à une importance, car on obtient la matrice $\mathcal{U}_{PMNS}$ pour les anti-neutrinos en prenant son complexe conjugué, ce qui revient à changer le signe de la phase δ_{CP}. C'est ainsi que la violation de la symétrie CP peut être observée dans le domaine des neutrinos.

On peut maintenant calculer les probabilités d'oscillation pour les différents cas [24] :

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}_{\nu_e\to\nu_e} &= 1-\sin^2 2\theta_{13}\sin^2\Delta_{31}-\left(c_{13}^4\sin^2 2\theta_{12}+s_{12}^2\sin^2 2\theta_{13}\right)\sin^2\Delta_{21}\\
&\quad +s_{12}^2\sin^2 2\theta_{13}\left(\frac{1}{2}\sin 2\Delta_{21}\sin 2\Delta_{31}-2\sin^2\Delta_{31}\sin^2\Delta_{21}\right), \qquad (1.16)\\
\mathcal{P}_{\nu_e\to\nu_\mu} &= s_{23}^2\sin^2 2\theta_{13}\sin^2\Delta_{31}+4J\left(\sin 2\Delta_{21}\sin^2\Delta_{31}-\sin 2\Delta_{31}\sin^2\Delta_{21}\right)\\
&\quad -\left(s_{23}^2s_{12}^2\sin^2 2\theta_{13}-4K\right)\left[\frac{1}{2}\sin 2\Delta_{21}\sin 2\Delta_{31}+2\sin^2\Delta_{21}\sin^2\Delta_{31}\right]\\
&\quad +\left[c_{13}^2\left(c_{23}^2-s_{13}^2s_{23}^2\right)\sin^2 2\theta_{12}+s_{23}^2s_{12}^2\sin^2 2\theta_{13}-8Ks_{23}^2\right]\sin^2\Delta_{21}, \qquad (1.17)\\
\mathcal{P}_{\nu_\mu\to\nu_\mu} &= 1-\left(c_{13}^4\sin^2 2\theta_{23}+s_{23}^2\sin^2 2\theta_{13}\right)\sin^2\Delta_{31}\\
&\quad +\left[c_{13}^2\left(c_{12}^2-s_{13}^2s_{23}^2\right)\sin^2 2\theta_{23}+s_{12}^2s_{23}^2\sin^2 2\theta_{13}-8Ks_{23}^2\right]\\
&\qquad \times\left[\frac{1}{2}\sin 2\Delta_{21}\sin 2\Delta_{31}+2\sin^2\Delta_{21}\sin^2\Delta_{31}\right]\\
&\quad -\Big[\sin^2 2\theta_{12}\left(c_{23}^2-s_{13}^2s_{23}^2\right)^2+s_{13}^2\sin^2 2\theta_{23}\left(1-c_\delta^2\sin^2 2\theta_{12}\right)\\
&\qquad +2s_{13}\sin 2\theta_{12}\cos 2\theta_{12}\sin 2\theta_{23}\cos 2\theta_{23}c_\delta-16Ks_{23}^2s_{12}^2\\
&\qquad +\sin^2 2\theta_{23}c_{13}^2\left(c_{12}^2-s_{13}^2s_{12}^2\right)+s_{13}^2s_{23}^2\sin^2 2\theta_{13}\Big]\sin^2\Delta_{21}, \qquad (1.18)\\
\mathcal{P}_{\nu_\mu\to\nu_\tau} &= c_{13}^4\sin^2 2\theta_{23}\sin^2\Delta_{31}+4J\left(\sin 2\Delta_{21}\sin^2\Delta_{31}-\sin 2\Delta_{31}\sin^2\Delta_{21}\right)\\
&\quad -\left[c_{13}^2\sin^2 2\theta_{23}\left(c_{12}^2-s_{13}^2s_{12}^2\right)+4K\cos 2\theta_{23}\right]\\
&\qquad \times\left[\frac{1}{2}\sin 2\Delta_{21}\sin 2\Delta_{31}+2\sin^2\Delta_{21}\sin^2\Delta_{31}\right]\\
&\quad +\Big[\sin^2 2\theta_{23}\left(c_{12}^2-s_{13}^2s_{12}^2\right)^2+s_{13}^2\sin^2 2\theta_{12}\left(1-\sin^2 2\theta_{23}c_\delta^2\right)+4K\cos 2\theta_{23}\\
&\qquad +s_{13}\sin 2\theta_{12}\cos 2\theta_{12}\sin 2\theta_{23}\cos 2\theta_{23}\left(1+s_{13}^2\right)c_\delta\Big]\sin^2\Delta_{21}, \qquad (1.19)\\
\mathcal{P}_{\nu_\mu\to\nu_e} &= 4c_{13}^2s_{13}^2s_{23}^2\sin^2\Delta_{31}\\
&\quad +8c_{13}^2s_{12}s_{13}s_{23}(c_{12}c_{23}c_\delta-s_{12}s_{13}s_{23})\cos\Delta_{23}\sin\Delta_{31}\sin\Delta_{12}\\
&\quad -8J\sin\Delta_{23}\sin\Delta_{31}\sin\Delta_{12}\\
&\quad +4s_{12}^2c_{13}^2(c_{12}^2c_{23}^2+s_{12}^2s_{23}^2s_{13}^2-2c_{12}c_{23}s_{12}s_{23}s_{13}c_\delta)\sin^2\Delta_{12}. \qquad (1.20)
\end{aligned}$$

Le facteur de Jarlskog [25] est définit par :

$$J=\frac{1}{8}c_{13}\sin 2\theta_{13}\sin 2\theta_{23}\sin 2\theta_{12}s_\delta, \qquad (1.21)$$

C'est la quantité qui brise la symétrie CP. Le facteur K s'écrit :

$$K=\frac{1}{8}c_{13}\sin 2\theta_{13}\sin 2\theta_{23}\sin 2\theta_{12}c_\delta,$$

avec c_δ et s_δ les cosinus et sinus de la phase de Dirac. Finalement, on note $\Delta_{ij}=\dfrac{\Delta m_{ij}^2L}{4E_\nu}$. Les unités utilisés sont $\hbar=c=1$.

Les autres probabilités peuvent être trouvées en appliquant la conservation de la probabilité totale d'oscillations :

$$\sum_\alpha\mathcal{P}_{\alpha\to\beta}=\sum_\beta\mathcal{P}_{\alpha\to\beta}=1,$$

ou l'invariance sous la symétrie CPT :

$$\mathcal{P}_{\alpha\to\beta} = \mathcal{P}_{\bar{\beta}\to\bar{\alpha}}.$$

On remarque que $\mathcal{P}_{\alpha\to\beta} = \mathcal{P}_{\bar{\alpha}\to\bar{\beta}}$ uniquement si la symétrie CP est respectée, et que donc la phase δ_{CP} est nulle ($J = 0$).

1.3.2 La propagation des neutrinos dans la matière

1.3.2.1 Cadre général

Le formalisme des oscillations dans le vide étant maintenant établi, nous pouvons nous intéresser à l'effet induit par la présence de matière sur le parcours des neutrinos.

Un neutrino se propageant dans la matière est dans un bain d'électrons, de protons et de neutrons. Il peut interagir avec eux par courant neutre, indépendamment de sa saveur. Par contre, seuls les neutrinos électroniques ont la possibilité supplémentaire d'interagir par courant chargé sur les électrons tout en étant toujours présents dans l'état final. Ces deux interactions sont illustrées figure 1.3.

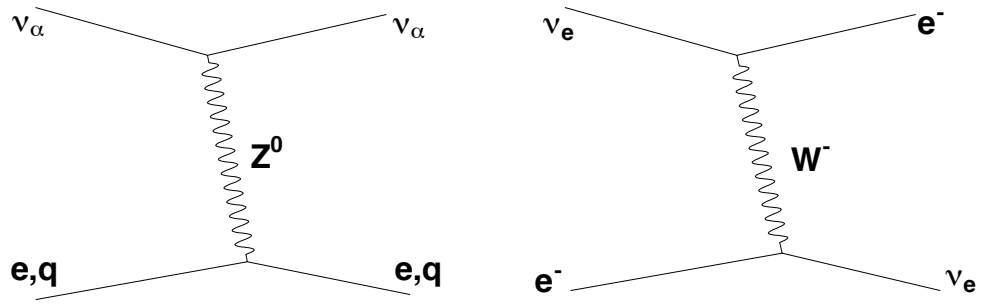


FIG. 1.3: Diagrammes de Feynman intervenant dans la propagation des neutrinos dans la matière.

Ces deux diagrammes vont rajouter chacun un terme à l'hamiltonien (1.10) que l'on peut écrire sous la forme d'un potentiel effectif [26] :

$$V_N = -G_F N_e/\sqrt{2}, \tag{1.22}$$

pour les interactions par courant neutre, et

$$V_C(\nu_e) = \sqrt{2}G_F N_e \text{ et } V_C(\bar{\nu}_e) = -\sqrt{2}G_F N_e, \tag{1.23}$$

pour les interactions par courant chargé. N_e est la densité d'électrons. Dans la Terre, on a $N_e \simeq [1,4-1,5]\mathcal{N}_A cm^{-3}$, où $\mathcal{N}_A$ est le nombre d'Avogadro [27].

Considérons uniquement le potentiel effectif (1.23) appliqué à un neutrino électronique. Ce dernier va acquérir une nouvelle phase lors de sa propagation sur une distance L :

$$|\nu_e(L)> = e^{-i\sqrt{2}G_F N_e L}|\nu_e(0)> ,$$

et nous pouvons définir une nouvelle longueur comparable à une longueur effective caractéristique du milieu :

$$L_0 = \frac{2\pi}{V_C} = \frac{\pm 2\pi}{\sqrt{2} G_F N_e} \simeq \frac{\pm 1,7 \times 10^7 (m)}{\rho (g/cm^3) Y_e}, \tag{1.24}$$

où nous avons noté $Y_e = N_e/N_n$ la fraction d'électrons, N_n étant la densité de nucléons.

Pour donner quelques ordres de grandeur, la densité de la Terre est en moyenne de 3 g/cm^3 et la longueur effective dans la Terre est $L_0 \simeq 10^4 km$ alors qu'elle est d'environ $200 km$ au cœur du Soleil.

Étudions pour simplifier le cas d'une oscillation à deux saveurs, le neutrino électronique et un autre neutrino α, et deux états propres de masse $|\nu_1>$ et $|\nu_2>$. Plaçons nous dans l'espace des saveurs puisque les potentiels (1.22) et (1.23) y sont diagonaux. L'équation de Schrödinger s'écrit :

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\alpha \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2E}\cos^2\theta + \frac{m_2^2}{2E}\sin^2\theta + V_C + V_N & \left(\frac{m_1^2}{2E} - \frac{m_2^2}{2E}\right)\sin\theta\cos\theta \\ \left(\frac{m_1^2}{2E} - \frac{m_2^2}{2E}\right)\sin\theta\cos\theta & \frac{m_1^2}{2E}\sin^2\theta + \frac{m_2^2}{2E}\cos^2\theta + V_N \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\alpha \end{pmatrix}. \tag{1.25}$$

On retrouve les états propres de masse par les transformations :

$$\begin{aligned} |\nu_{m_1}> &= \cos\theta_m |\nu_e> - \sin\theta_m |\nu_\alpha>, \\ |\nu_{m_2}> &= \sin\theta_m |\nu_e> + \cos\theta_m |\nu_\alpha>, \end{aligned}$$

où nous avons introduit un nouvel angle de mélange θ_m qui se calcule en diagonalisant l'équation (1.25). On trouve deux valeurs propres E_{m1} et E_{m2} :

$$\begin{aligned} E_{m1,2} &= \frac{1}{2}\left(\frac{m_1^2}{2E} + \frac{m_2^2}{2E} + 2V_N + V_C\right) \\ &\quad \mp \frac{1}{2}\sqrt{\left(\left(\frac{m_1^2}{2E} - \frac{m_2^2}{2E}\right)\cos 2\theta + V_C\right)^2 + \left(\frac{m_1^2}{2E} - \frac{m_2^2}{2E}\right)^2 \sin^2 2\theta}, \end{aligned} \tag{1.26}$$

et par là même, nous obtenons la valeur de l'angle de mélange dans la matière :

$$\sin 2\theta_m = \frac{\sin 2\theta}{\sqrt{\left(\frac{L_{12}^{osc}}{L_0} - \cos 2\theta\right)^2 + \sin^2 2\theta}}. \tag{1.27}$$

La probabilité pour un neutrino électronique d'osciller en ν_α s'écrit alors

$$\mathcal{P}_{\nu_e \to \nu_\alpha} = \sin^2 2\theta_m \sin^2\left(\pi \frac{L}{L_{12}^{osc,m}}\right),$$

où $L_{12}^{osc,m} = \frac{2\pi}{|E_{m1} - E_{m2}|}$ est la longueur d'oscillation dans la matière. $L_{12}^{osc,m}$ est relié à la longueur d'oscillation dans le vide L_{12}^{osc} :

$$L_{12}^{osc,m} = L_{12}^{osc}\frac{\sin 2\theta_m}{\sin 2\theta} = L_{12}^{osc}\left[1 + \left(\frac{L_{12}^{osc}}{L_0}\right)^2 - \frac{2L_{12}^{osc}}{L_0}\cos 2\theta\right]^{-1/2}. \tag{1.28}$$

On constate que V_N n'apparaît plus dans les équations (1.27) et (1.28). Cela est parfaitement normal, car l'interaction par courant neutre est identique pour les trois saveurs de neutrinos et n'a donc aucune raison de modifier les oscillations de neutrinos.

Cette dernière formule est riche d'enseignements. On peut distinguer trois cas suivant la densité de la matière traversée :

- À la limite des faibles densités, $L_{12}^{osc} \ll L_0$, la matière traversée ne modifie pas les équations. L'effet de la matière ne se fait pas sentir puisque $L_{12}^{osc,m} \approx L_{12}^{osc}$ et $\sin 2\theta_m \simeq \sin 2\theta$. Ce cas de figure s'applique à la Terre qui a une densité relativement faible (comparée à une étoile). L'effet maximal de la matière est limité par le diamètre de notre planète. Il pourra se traduire par de petites variations entre le jour et la nuit dans les observations de neutrinos solaires. Par contre, il peut devenir crucial de tenir compte des ordres supérieurs en L_{12}^{osc}/L_0 dans le développement de la formule (1.28) pour les expériences de faisceaux de neutrinos voyageant sur de grandes distances.
- Dans la limite des hautes densités : $L_{12}^{osc} \gg L_0$, l'amplitude d'oscillation est supprimée d'un facteur $L_0/|L_{12}^{osc}|$. L'angle de mélange dans la matière tend vers 90°, et donc $|\nu_e > \simeq |\nu_{m_2} >$.
- Le régime dans lequel $L_{12}^{osc} \simeq L_0$ va par contre renforcer les oscillations. En particulier, si $m_2^2 > m_1^2$ et $L_{12}^{osc}/L_0 = \cos 2\theta$, on trouve à partir de l'équation (1.27) que $\sin 2\theta_m = 1$, et donc l'oscillation apparaît maximale. On parle alors de densité de résonance N_e^c (ou densité critique), car dans ces conditions :

$$N_e^c E_\nu = \frac{\cos 2\theta \Delta m_{12}^2}{2\sqrt{2} G_F}.$$

Si $m_2^2 < m_1^2$, il n'y a pas d'effet de résonance possible, car si $\Delta m_{12}^2 < 0$, la longueur d'oscillation L_{12}^{osc} est négative.

1.3.2.2 L'effet MSW

Les neutrinos solaires sont des neutrinos électroniques créés au cœur du Soleil, où la densité est très forte (bien supérieure à la densité de résonance). Par conséquent $L_{12}^{osc} \gg L_0$ et $|\nu_e > \simeq |\nu_{m_2} >$. Le neutrino va ensuite se propager vers la surface du Soleil, allant vers des régions de densité plus faible. Il va ainsi atteindre la densité de résonance si $\Delta m_{12}^2 > 0$. Alors, si la propagation dans le Soleil est adiabatique (*i.e.* si le neutrino ne "saute" pas d'un état de masse à l'autre durant la propagation), la probabilité d'osciller est maximale. Il pourra donc y avoir une importante disparition du flux de neutrinos électroniques. C'est ce qu'illustre la figure 1.4 qui représente l'évolution des valeurs propres (1.26) en fonction de la densité. Ce processus est connu sous le nom d'effet MSW, du nom des trois physiciens qui l'ont étudié : Mikheyev, Smirnov et Wolfenstein [28].

Si $\Delta m_{12}^2 < 0$, il n'y a pas de densité de résonance et il n'y aura donc pas de suppression du flux de neutrinos électroniques et pas d'effet MSW. C'est grâce à cette remarque que l'on peut accéder au signe des Δm_{ij}^2.

Le déficit de neutrinos solaires s'explique par l'effet MSW dans le soleil (voir paragraphe 2.5). Ceci nous a appris que $\Delta m_{12}^2 > 0$. Le signe de Δm_{23}^2 n'est lui pas encore déterminé. Il existe donc deux profils de masses différents. C'est le problème dit de la hiérarchie de masse. Soit $\Delta m_{23}^2 > 0$ et nous sommes dans le cas appelé "hiérarchie normale", soit $\Delta m_{23}^2 < 0$ ce qui correspond à la "hiérarchie inversée". Ce problème est illustré par la figure 1.5 du paragraphe 1.5.1.

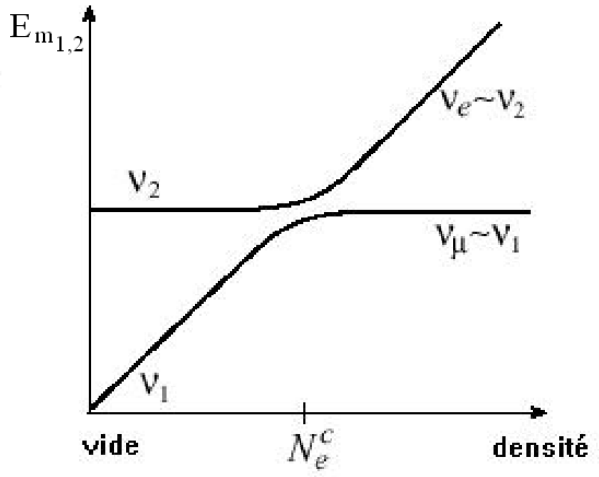


FIG. 1.4: Évolution des valeurs propres (et donc du Δm^2 effectif dans la matière) en fonction de la densité. N_e^C est la densité critique où se produit la résonance.

Dans le cas général, il existe une probabilité P_x de transition d'un état de masse à l'autre [29] :

$$< \mathcal{P}_{\nu_e \to \nu_e} >= \frac{1}{2}\left(1 + (1 - 2P_x)\cos 2\theta \cos 2\theta_m^0\right), \tag{1.29}$$

où θ_m^0 est la valeur de l'angle de mélange dans la matière à la densité où est créé le neutrino électronique. P_x s'écrit :

$$P_x = \frac{e^{-\frac{\pi}{2}\gamma F} - e^{-\frac{\pi}{2}\gamma \frac{F}{\sin^2\theta}}}{1 - e^{-\frac{\pi}{2}\gamma \frac{F}{\sin^2\theta}}},$$

où $F = 1 - \tan^2\theta$ et

$$\gamma = \frac{(\Delta m^2)^2 \sin^2 2\theta}{4\sqrt{2} G_F E_\nu^2 |dN_e/dL|_c},$$

et $|dN_e/dL|_c$ est le gradient de densité au niveau de la densité critique [24, 29].

Dans l'équation (1.29), $< \mathcal{P}_{\nu_e \to \nu_e} >$ est moyennée sur la trajectoire du neutrino à travers le Soleil. Cela permet de "sauter" d'une courbe à l'autre dans la figure 1.4. Si $P_x \simeq 0$, on retrouve l'effet MSW (car $\theta_m^0 \simeq \frac{\pi}{2}$). À l'inverse, pour un régime profondément non adiabatique, $P_x \to \cos^2\theta$ et on retrouve la valeur moyennée des oscillations dans le vide.

1.3.2.3 Le calcul complet

Dans les expériences actuelles sur faisceaux de neutrinos, celui-ci ne traverse que la couche supérieure du manteau terrestre, qui est de densité relativement constante. Les effets de matière sont faibles. Il faudra néanmoins les prendre en compte dans les expériences futures. L'angle θ_{13}, bien que petit, n'est pas nul et le découplage entre les secteurs 1-2 et 2-3 de la matrice $\mathcal{U}_{PMNS}$ n'est qu'une approximation (voir paragraphe 1.5.1). On ne pourra pas se contenter dans ces expériences des formules à deux saveurs. De plus, la recherche de la violation de la symétrie CP dans le secteur leptonique nécessite de mettre en place un formalisme mettant en valeur la phase δ_{CP}.

Pour commencer, nous allons réécrire l'équation (1.13) pour y faire apparaître le facteur de Jarlskog (1.21) :

$$\mathcal{P}_{\nu_\alpha\to\nu_\beta} = \delta_{\alpha\beta} - 4\sum_{(ij)} \mathrm{Re}\left(J^{ij}_{\alpha\beta}\right)\sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{ij}L}{4E_\nu}\right) \pm 2\sum_{(ij)} \mathrm{Im}\left(J^{12}_{e\mu}\right)\sin\left(\frac{\Delta m^2_{ij}L}{2E_\nu}\right) \tag{1.30}$$

où $J^{ij}_{\alpha\beta} = \mathcal{U}_{\alpha i}\mathcal{U}^*_{\beta i}\left(\mathcal{U}_{\alpha j}\mathcal{U}^*_{\beta j}\right)^*$. Les sommes sur (ij) se font par cycles : (12),(23),(31). Dans cet ordre là, le signe devant le troisième terme est $(-)$, et dans l'ordre inverse, il est $(+)$. On retrouve la formule (1.21) en écrivant $J = \mathrm{Im}\left(J^{12}_{e\mu}\right)$.

Nous allons suivre la procédure maintenant habituelle. À trois saveurs comme à deux, l'hamiltonien dans la matière s'écrit à partir de l'hamiltonien dans le vide H (1.10) auquel se rajoute le terme d'interaction (par convention, les quantités dans la matière seront surmontés d'un *tilde*) :

$$\tilde{H} = H + \begin{pmatrix} V_C & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

où V_C a été défini par la formule (1.23). On va retrouver les probabilités d'oscillations grâce à la formule (1.30), dans laquelle il faut remplacer les éléments de la matrice $\mathcal{U}$ par leurs équivalents dans la matière $\tilde{\mathcal{U}}$ et les masses m^2_i par les valeurs propres λ_i diagonalisant l'hamiltonien :

$$\tilde{\mathcal{U}}^\dagger \tilde{H} \tilde{\mathcal{U}} = \frac{1}{2E_\nu}\begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_3 \end{pmatrix}. \tag{1.31}$$

Il faut maintenant calculer les valeurs propres λ_i. Il y a plusieurs façons de le faire, et l'une d'entres elles permet de faire apparaître clairement dans les probabilités les composantes symétriques et anti-symétriques par rapport à CP ainsi que les effets de la matière [30]. Tout d'abord, on note que l'équation (1.30) modifiée par la matière fait intervenir les produits $\tilde{\mathcal{U}}_{\alpha i}\tilde{\mathcal{U}}^*_{\beta i}$ via $J^{ij}_{\alpha\beta}$. C'est donc ce produit qu'il faut calculer.

La relation d'unitarité nous fournit l'équation suivante :

$$\tilde{\mathcal{U}}_{\alpha 1}\tilde{\mathcal{U}}^*_{\beta 1} + \tilde{\mathcal{U}}_{\alpha 2}\tilde{\mathcal{U}}^*_{\beta 2} + \tilde{\mathcal{U}}_{\alpha 3}\tilde{\mathcal{U}}^*_{\beta 3} = \delta_{\alpha\beta}, \tag{1.32}$$

et l'on peut tirer deux autres équations de la relation (1.31) :

$$\lambda_1\tilde{\mathcal{U}}_{\alpha 1}\tilde{\mathcal{U}}^*_{\beta 1} + \lambda_2\tilde{\mathcal{U}}_{\alpha 2}\tilde{\mathcal{U}}^*_{\beta 2} + \lambda_3\tilde{\mathcal{U}}_{\alpha 3}\tilde{\mathcal{U}}^*_{\beta 3} = 2E_\nu\tilde{H}_{\alpha\beta}, \tag{1.33}$$

et

$$\lambda_2\lambda_3\tilde{\mathcal{U}}_{\alpha 1}\tilde{\mathcal{U}}^*_{\beta 1} + \lambda_3\lambda_1\tilde{\mathcal{U}}_{\alpha 2}\tilde{\mathcal{U}}^*_{\beta 2} + \lambda_1\lambda_2\tilde{\mathcal{U}}_{\alpha 3}\tilde{\mathcal{U}}^*_{\beta 3} = (2E_\nu)^2\tilde{\mathcal{H}}_{\alpha\beta}, \tag{1.34}$$

où nous avons défini $\tilde{\mathcal{H}}_{\alpha\beta} = \tilde{H}_{\gamma\beta}\tilde{H}_{\alpha\gamma} - \tilde{H}_{\alpha\beta}\tilde{H}_{\gamma\gamma}$, $(\alpha\beta\gamma)$ étant une permutation circulaire de $(e\mu\tau)$.

La résolution du système d'équations (1.32)-(1.34) donne :

$$\tilde{\mathcal{U}}_{\alpha i}\tilde{\mathcal{U}}^*_{\beta i} = \frac{\lambda_i 2E_\nu\tilde{H}_{\alpha\beta} + (2E_\nu)^2\tilde{\mathcal{H}}_{\alpha\beta} - \delta_{\alpha\beta}\lambda_i(\lambda_j - \lambda_k)}{\tilde{\Delta}_{ji}\tilde{\Delta}_{ki}},$$

où (ijk) est une permutation circulaire de (123) et $\tilde{\Delta}_{ij} = \dfrac{(\lambda_i - \lambda_j)}{4E_\nu}$.

Le calcul des valeurs propres λ_i a été effectué dans la référence [30], où les expressions exactes sont données. Dans le cas des usines à neutrinos ou leur énergie est élevée ($E_\nu > 10$ GeV), il est possible de faire quelques approximations qui conduisent à ce que λ_1 soit équivalent à Δ_{21} et λ_2 et λ_3 correspondent à Δ_{31} et V_C respectivement.

En guise de conclusion, nous allons prendre l'exemple de l'oscillation $\nu_\mu \to \nu_e$ dont nous aurons besoin par la suite. La probabilité calculée au premier ordre est :

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}^{mat}_{\nu_\mu\to\nu_e} &= 4c_{13}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 \sin^2\Delta_{31} \\
&\quad +8c_{13}^2 s_{12}s_{13}s_{23}(c_{12}c_{23}c_\delta - s_{12}s_{13}s_{23})\cos\Delta_{23}\sin\Delta_{31}\sin\Delta_{12} \\
&\quad -8J\sin\Delta_{23}\sin\Delta_{31}\sin\Delta_{12} \\
&\quad +4s_{12}^2c_{13}^2(c_{12}^2c_{23}^2 + s_{12}^2s_{23}^2s_{13}^2 - 2c_{12}c_{23}s_{12}s_{23}s_{13}c_\delta)\sin^2\Delta_{12} \\
&\quad -8c_{13}^2s_{13}^2s_{23}^2\cos\Delta_{23}\sin\Delta_{31}\frac{V_C L}{2}(1-2s_{13}^2)
\end{aligned} \tag{1.35}$$

La première ligne de cette formule est le terme dominé par θ_{13}, la seconde et la troisième sont respectivement les termes symétrique et anti-symétrique sous la transformation CP. La quatrième ligne est le terme dominé par Δm^2_{12}. Jusqu'ici, l'équation est identique à la formule (1.20). La dernière ligne est celle qui introduit les effets de matière.

1.4 Et les quarks ?

Il convient maintenant de faire une remarque sur le parallèle entre les oscillations de neutrinos et la théorie de Cabbibo, Kobayashi et Maskawa [31]. En effet, celle-ci repose également sur la différence entre les états propres de masse et de saveur. De la même façon, des matrices de changement de base interviennent pour diagonaliser les termes de masse. Nous pouvons les noter $V^{u,d}_{L,R}$, où les notation u et d font référence aux trois quarks de la famille *up* (les quarks u, c et c) et de la famille *down* (les quarks d, s et b) [32].

On peut récrire le lagrangien électro-faible en utilisant les spineurs état propre de masse plutôt que ceux état propre de saveur grâce aux formules :

$$\bar{u}_L^{masse} V_L^u = \bar{u}_L^{saveur}, \text{ et } V_L^{u\dagger}\psi_L^{masse} = u_L^{masse}.$$

Ceci faisant, on a diagonalisé les termes de masses. Les termes d'interactions par courant neutre ne se trouvent pas modifiés, car les matrices V_L commutent avec les matrices γ^μ, et que la matrice V_L est unitaire : $V_L V_L^\dagger = 1$. Par contre, les termes par courant chargé font intervenir les deux composantes différentes d'un spineurs :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{CC} &= \frac{g}{\sqrt{2}}\bar{u}_L^{saveur}\gamma_\mu W^\mu d_L^{saveur} \\
&= \frac{g}{\sqrt{2}}\bar{u}_L^{masse} V_L^u \gamma^\mu W_\mu V_L^{u\dagger} d_L^{saveur}
\end{aligned}$$

où W_μ est le champ des bosons de jauge chargés.

Par conséquent, on obtient un terme $V_L^u V_L^{d\dagger}$ qui définit la matrice CKM :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}.$$

Les couplages des courants chargés sont ainsi proportionnels aux éléments de la matrice V_{CKM}, et tout comme pour les neutrinos, la présence d'une phase dans cette matrice va permettre d'introduire la violation de la symétrie CP.

1.5 Ordres de grandeur et approximations

1.5.1 Ordres de grandeur

Les paramètres ayant trait aux neutrinos ont fait l'objet de très nombreuses expériences depuis les années cinquante, et cela a permis, à force d'acharnement, de donner une valeur, ou tout au moins une limite sur la valeur de ces paramètres. Les résultats expérimentaux sont présentés dans le chapitre 2, et le tableau 1.1 passe en revue un condensé de l'état de nos connaissances. Ce tableau contient les limites sur les masses des neutrinos, mais il faut noter que les oscillations de neutrinos ne donnent accès qu'à la différence de masses entre les neutrinos, et non à l'échelle absolue de leur masse. Pour cela, il faut faire appel à d'autres types d'expériences (voir le paragraphe 2.3).

masse	angle de mélange	différence de masse
$m_{\nu_e} < 2,1eV/c^2$	$\theta_{12} \simeq 30°$	$\Delta m^2_{12} \simeq 8,2 \cdot 10^{-5} eV^2/c^4$
$m_{\nu_\mu} < 0,19MeV/c^2$	$\theta_{23} \simeq 45°$	$\Delta m^2_{23} \simeq 2,8 \cdot 10^{-3} eV^2/c^4$
$m_{\nu_\tau} < 18,2MeV/c^2$	$\theta_{13} < 15°$ (3σ)	

TAB. 1.1: État de la connaissance des paramètres de la physique des neutrinos (voir [6, 33, 34] et chapitre 2).

On peut maintenant écrire une première approximation de la matrice $\mathcal{U}_{PMNS}$ en la décomposant suivant les trois rotations dont les matrices sont notés $R(\theta_{12})$, $R(\theta_{23})$ et $R(\theta_{13})$.

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} & 0 \\ -\frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\frac{1}{2}\phi_2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\frac{1}{2}\phi_3} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{1.36}$$

On constate que le fait que θ_{13} soit petit découple les secteurs 1-2 et 2-3 de la matrice $\mathcal{U}_{PMNS}$. Cela permet, en première approximation, d'étudier dans la pratique les oscillations entre deux saveurs uniquement comme nous allons le voir dans le prochain paragraphe.



FIG. 1.5: Contenu en états propres de saveur des états propres de masse, et hiérarchies de masse.

La figure 1.5 illustre l'état de nos connaissances des états propres de masse des neutrinos. On voit les deux hiérarchies possibles, ainsi que le contenu en états propres de saveur de chacun des

états propres de masse. Il est a noter que si la masse absolue des neutrinos n'est pas trop petite ($m_\nu > 0,2\text{eV}$), ont pourra considérer, avec une bonne approximation, les trois états propres de masse comme dégénérés.

1.5.2 Approximations utiles

Retournons à la probabilité d'oscillation (1.13). Une remarque s'impose : si la distance parcourue par le neutrino est faible comparée à la longueur d'oscillation, l'oscillation n'aura pas le temps de se développer, et à l'opposé, si la distance parcourue est très grande devant la longueur d'oscillation, alors l'effet des oscillations sera "moyenné". Par conséquent, il faut choisir avec précaution les conditions expérimentales pour être capable d'observer les oscillations de neutrinos.

D'autre part, les valeurs expérimentales des différences de masses au carrés (voir tableau 1.1) nous montrent que pour une énergie donnée et une distance donnée, il y aura deux longueurs d'oscillations (1.14) très différentes. Le choix de la distance et de l'énergie permet donc de négliger l'une ou l'autre des longueurs d'oscillations.

Étudions d'abord le cas où $L \simeq L_{12}^{osc} \gg L_{23}^{osc}$. Les termes en Δ_{23} approchent de leurs valeurs moyennes. Ce domaine correspond principalement à celui des neutrinos solaires (voir paragraphe 2.5). La probabilité de rester un neutrino électronique (1.16) peut se récrire :

$$\mathcal{P}_{\nu_e \to \nu_e} \simeq 1 - \frac{1}{2}\sin^2 2\theta_{13} - \cos^4\theta_{13}\sin^2 2\theta_{12}\sin^2\Delta_{12}. \tag{1.37}$$

L'autre cas extrême, où $L_{12}^{osc} \gg L \simeq L_{23}^{osc}$, est celui où se placent les neutrinos atmosphériques ainsi que les expériences sur faisceaux de neutrinos terrestres. Dans ce cas, on peut récrire les probabilités (1.17), (1.18) et (1.19) :

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}_{\nu_e \to \nu_\mu} &\simeq \sin^2\theta_{23}\sin^2 2\theta_{13}\sin^2\Delta_{23}, & (1.38)\\
\mathcal{P}_{\nu_\mu \to \nu_\mu} &\simeq 1 - (\cos^4\theta_{13}\sin^2 2\theta_{23} + \sin^2\theta_{23}\sin^2 2\theta_{13})\sin^2\Delta_{23}, & (1.39)\\
\mathcal{P}_{\nu_\mu \to \nu_\tau} &\simeq \cos^4\theta_{13}\sin^2 2\theta_{23}\sin^2\Delta_{23}. & (1.40)
\end{aligned}$$

Les expressions simplifiées que nous venons d'écrire ne tiennent pas compte des effets de matière. Elles sont donc applicables à la propagation des neutrinos dans le vide ou sur de faibles distances sous Terre. Nous venons également de voir que l'angle θ_{13} est petit. Dans la limite où celui-ci tend vers zéro, nous retrouvons la formule (1.11) des oscillations entre deux saveurs, que nous avons vues dans le paragraphe 1.3.1.1.

1.6 La violation de la symétrie CP

L'explication de l'asymétrie entre matière et anti-matière dans l'univers nécessite trois conditions énoncées par Sakharov en 1967 [35] :

- Le proton doit être une particule instable ;
- L'univers a connu une période hors d'équilibre ;
- Les symétries C et CP doivent être violées.

La violation de la symétrie CP a été découverte dans le domaine des quarks depuis plusieurs années [36] mais elle ne s'avère pas assez forte pour expliquer la dissymétrie entre matière et anti-matière. Il faut donc trouver une autre source de violation de CP.

Le domaine leptonique est jusqu'à présent exempt de violation de CP, mais la présence de la phase δ_{CP} de la matrice $\mathcal{U}_{PMNS}$ (1.16) autorise la violation de CP dans le domaine des neutrinos. La phase δ_{CP} change de signe quand l'on passe de neutrino à anti-neutrino. Les probabilités $\mathcal{P}_{\nu_\alpha \to \nu_\beta}$ seront donc différentes de $\mathcal{P}_{\bar{\nu}_\alpha \to \bar{\nu}_\beta}$. L'importance de la violation de la symétrie CP dans le secteur des neutrinos est appréciée en regardant la différence entre ces deux probabilités, par exemple :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{\nu_\mu \to \nu_e} - \mathcal{P}_{\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e} &= -(\mathcal{P}_{\nu_\mu \to \nu_\tau} - \mathcal{P}_{\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_\tau}) = \mathcal{P}_{\nu_e \to \nu_\tau} - \mathcal{P}_{\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_\tau} \\ &= 8J \left(\sin 2\Delta_{12} \sin^2 \Delta_{23} - \sin 2\Delta_{23} \sin^2 \Delta_{12} \right) \end{aligned}$$

où les notations du paragraphe 1.3.1.3 ont été utilisées.

On ne voit pas apparaître la violation de CP dans les expériences de disparition des neutrinos qui mesurent la probabilité $\mathcal{P}_{\nu_\alpha \to \nu_\alpha}$. En effet, ces réactions sont symétriques par rapport à la symétrie temporelle T, et donc, si l'invariance sous CPT est vérifiée, la symétrie CP ne peut être brisée dans ce type d'observation.

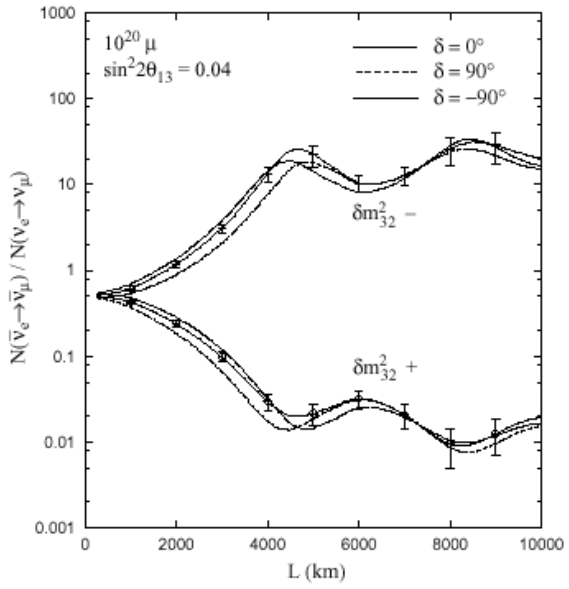


FIG. 1.6: Évolution du rapport entre le nombre de neutrinos ayant oscillé de $\bar{\nu}_e$ vers $\bar{\nu}_\mu$, sur le nombre de neutrinos ayant oscillé de ν_e vers ν_μ en fonction de la distance parcourue.

Le passage des neutrinos dans la matière va introduire une différence mimant une violation de CP puisque la matière n'est pas symétrique par CP (les potentiels (1.23) sont différents pour les neutrinos et les anti-neutrinos). La figure 1.6 présente l'évolution du rapport entre le nombre de neutrinos ayant oscillé de $\bar{\nu}_e$ vers $\bar{\nu}_\mu$, divisé par le nombre de neutrinos ayant oscillé de ν_e vers ν_μ en fonction de la distance parcourue sous terre. Elle est obtenue avec $\sin^2 2\theta_{13} = 0,04$ et pour des neutrinos muoniques de 50 GeV. La longueur d'oscillation dépend de Δm^2 et particulièrement de son signe comme nous l'avons vu à travers les équations (1.28) et (1.14). Les deux éventualités du signe de Δm^2_{23} sont prises en compte dans la figure tout comme plusieurs valeurs de la phase δ_{CP} de Dirac.

Nous voyons que l'effet de la violation de CP est faible par rapport aux effets de matière. Il est maximal pour une distance de l'ordre de 3000 km et est complètement imperceptible entre 7000 km et 8000 km.

A l'opposé, la matière n'affectera pas le renversement du temps, on peut donc tester la violation de CP en étudiant $\mathcal{P}_{\nu_\alpha \to \nu_\beta} - \mathcal{P}_{\nu_\beta \to \nu_\alpha}$.

Chapitre 2

État des lieux expérimental

Certains sont tellement fous
qu'ils cherchent des étoiles dans les profondeurs des mines.
Pline l'Ancien, Histoire Naturelle

Le neutrino a parcouru une longue route depuis son introduction par Pauli dans sa fameuse lettre à la conférence de Tübingen en 1930 [37]. Il fut d'abord appelé neutron, puis, le neutron que nous connaissons maintenant ayant été découvert, il fut baptisé petit neutre (*neutrino*) par Fermi au sein de son modèle de l'interaction faible [38]. Il faudra attendre 26 ans pour que l'existence de cette nouvelle particule soit expérimentalement confirmée par l'expérience de Reines et Cowan auprès du réacteur nucléaire de Savannah River en Caroline du Sud [39].

En 1955, Davis montre que les neutrinos et les anti-neutrinos sont différents [40]. Trois ans plus tard, l'hélicité du neutrino est mesurée (toujours gauche) [41]. Les propriétés de ce lepton commencent à apparaître, et le neutrino muonique sera découvert en 1962 à Brookhaven dans le premier faisceau de neutrinos [42]. Il faudra tout de même attendre l'an 2000 et l'expérience DONUT pour que le neutrino tauïque soit enfin découvert [43].

Entre temps, les oscillations de neutrinos ont fait leur apparition et elles concentrent les plus gros efforts expérimentaux dans ce domaine encore à l'heure actuelle.

Ce chapitre présente l'état de notre connaissance expérimentale des neutrinos. Il débute par leur découverte. L'accent est porté sur celle du neutrino tauïque qui est récente, et qui utilise une technologie qu'a reprise l'expérience OPERA (chapitre 4). Nous verrons ensuite comment a été déterminé le nombre de saveurs de neutrinos. Nous évoquerons en second lieu les propriétés intrinsèques des neutrinos, à savoir la question fondamentale de sa nature, ainsi que la mesure de sa masse, qui n'a toujours pas été réalisée. Le chapitre se continue par trois parties consacrées au phénomène des oscillations dans trois domaines de Δm^2. Le domaine de $\Delta m^2 = 10^{-5}$ eV^2, qui est celui des neutrinos solaires dont l'observation est à l'origine de la découverte du mécanisme des oscillations de neutrinos. Le domaine de $\Delta m^2 = 10^{-3}$ eV^2, qui est celui des neutrinos atmosphériques qui ont été très largement étudiés dans les dernières années et qui va continuer à être l'objet d'études dans les futurs expériences sur accélérateurs. Enfin, les résultats de l'expérience LSND sont présentés. Ils couvrent le domaine de $\Delta m^2 = 1$ eV^2. Ce chapitre se termine naturellement sur les questions n'ayant toujours pas trouvé de réponse, et faisant l'objet de projets plus ou moins futuristes.

2.1 La découverte des neutrinos

2.1.1 Le neutrino électronique

Pour identifier la saveur d'un neutrino, il faut le faire interagir par courant chargé et être capable d'identifier la particule qu'il crée. C'est ainsi que le neutrino électronique a été découvert : les anti-neutrinos électroniques produits par un réacteur nucléaire interagissaient dans 400 L d'eau par la réaction $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. Le positon était identifié par son annihilation ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, $E_\gamma = 511$ keV) et le neutron était capturé après environ 15 ms par du cadmium qui émet à son tour des photons [39].

2.1.2 Le neutrino muonique

Le principe fût le même pour la découverte des neutrinos muoniques. Les neutrinos provenaient de la désintégration de pions produits par l'interaction d'un faisceau de protons sur une cible. Les protons provenaient de l'AGS de Brookhaven. L'intensité du faisceau était de 10^{11} protons par seconde, et son énergie était de 30 GeV. Le détecteur était isolé par un blindage arrêtant les pions et les muons et ne sélectionnant que les neutrinos. Il est constitué d'une chambre à étincelles (un ensemble de 10 tonnes rempli de néon). Quarante neutrinos vont interagir dans le détecteur, au rythme d'un événement par jour et pour 10 tonnes. 34 d'entre eux produiront un muon [42].

2.1.3 Le neutrino tauïque

La découverte du neutrino tauïque a été beaucoup plus tardive du fait, d'abord de l'ignorance de son existence (jusqu'à la découverte du τ en 1975) et ensuite des difficultés à produire des ν_τ et à identifier le τ.

Pour produire des neutrinos tauïques, le faisceau de protons de 800 GeV du TeVatron (FermiLab) est envoyé sur une cible en tungstène d'un mètre d'épaisseur de type absorbeur de faisceau. Les particules charmées produites se désintègrent en τ et ν_τ, principalement $D_s \rightarrow \tau\nu_\tau$ (dont le rapport de branchement est $6,4\%$). Les τ se désintègrent à leur tour et fournissent la seconde source en importance de ν_τ. Après le passage d'un blindage, on obtient ainsi un faisceau composé de 5% de neutrinos tauïques, et de 95% de ν_e et de ν_μ. Le blindage est peu efficace face aux muons de plus de 20 GeV, et un champ magnétique a été mis en place pour les écarter.

L'interaction des ν_τ par courant chargé donne un τ qui se désintègre après une distance moyenne de 2 mm, dans 86% des cas en une particule chargée partant avec un angle moyen de 50 mrad. C'est cette topologie particulière qu'il faut détecter pour identifier le τ, et cela exige une reconstruction très précise de la trajectoire, ce que les émulsions photographiques permettent, avec leur résolution de l'ordre du micron. La densité de traces laissées par les muons dans les émulsions est au maximum de 10^5 cm^{-2}, ce qui représentait environ un mois d'exposition.

Le détecteur DONUT (*Direct Observation of NU Tau*) [44] était donc composé de films d'émulsions photographiques installés de deux façons différentes. Ils étaient soit intercalés avec des plaques d'acier inoxydable qui servaient alors de cible, soit seuls, ils étaient alors à la fois cible et détecteur. Le détecteur était équipé avec des fibres scintillantes positionnées entre les émulsions pour servir de trajectographe. Elles permettaient la localisation du vertex de l'événement avec une précision transverse de l'ordre du millimètre et une précision longitudinale de 7 mm. Les fibres scintillantes participent aussi à l'identification des particules. Les électrons étaient identifiés par

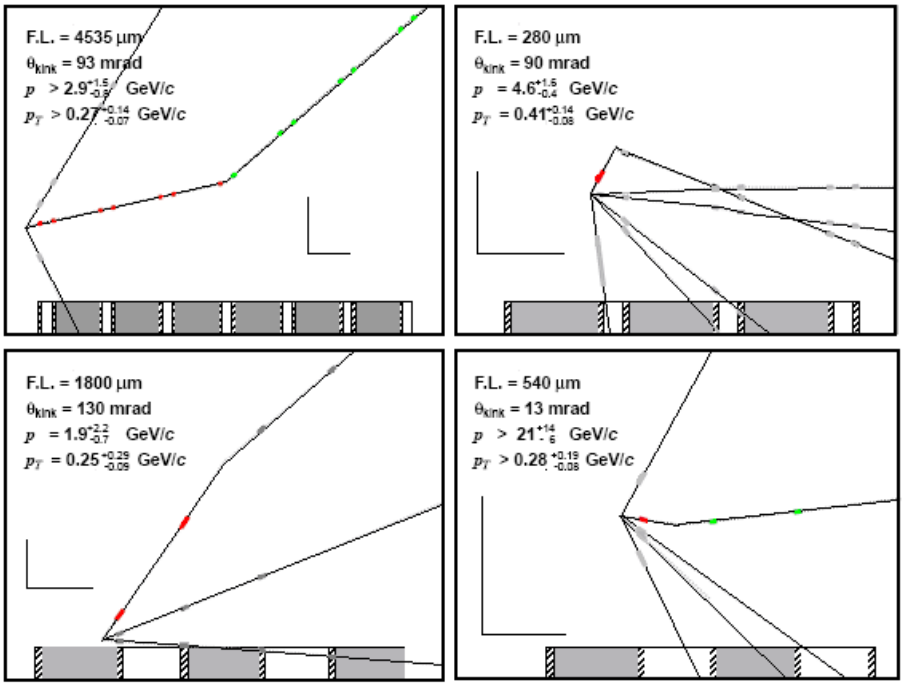


FIG. 2.1: Les quatre interactions de neutrinos tauïques vues dans DONUT. Les parties grisées représentent les plaques de fer et les parties hachurées sont les couches d'émulsions. Les points rouges et verts représentent les traces laissées dans les émulsions, le rouge est utilisé pour marquer le τ reconstruit : les événements représentés en haut, à gauche et en bas à droite sont des $\tau \to e\nu_\tau\nu_e$, alors que ceux représentés en haut à droite et en bas à gauche sont $\tau \to h\nu_\tau X$.

la gerbe électromagnétique qu'ils développaient et les muons étaient identifiés par trois plans de tubes proportionnels séparés par différentes épaisseurs de fer.

L'exposition dura six mois à partir d'avril 1997. Le dépouillement des émulsions fût une tâche longue. En l'an 2000, il en ressortit 4 événements formellement identifiés comme des interactions de ν_τ [43] pour un bruit de fond attendu de $0,34$ événement. La découverte était faite ! Les quatre événements historiques sont représentés sur la figure 2.1.

2.2 La nature du neutrino

La nature du neutrino (particule de Dirac ou de Majorana, voir paragraphe 1.2) est toujours inconnue. Pour la découvrir, plusieurs expériences sont à la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos.

La double désintégration bêta est permise par le Modèle Standard. Il s'agit d'un processus du second ordre de l'interaction faible dans lequel deux désintégrations bêta ont lieu. Par contre, la présence des deux neutrinos (ou anti-neutrinos) dans l'état final est requise par la conservation du nombre leptonique. On appelle cette désintégration bêta *désintégration permise*. Si le neutrino est une particule de Majorana, nous avons vu que cette loi de conservation était brisée, et la présence des neutrinos dans l'état final n'est plus nécessaire. L'anti-neutrino émis lors de la première désintégration bêta peut être absorbé sous forme de neutrino par un neutron, produisant ainsi un proton et un second électron bêta. Cette réaction est illustré par le diagramme de Feynman de la figure 2.2. Il faut pour cela que les ν et $\bar{\nu}$ soient le même état. Il faut aussi que le neutrino

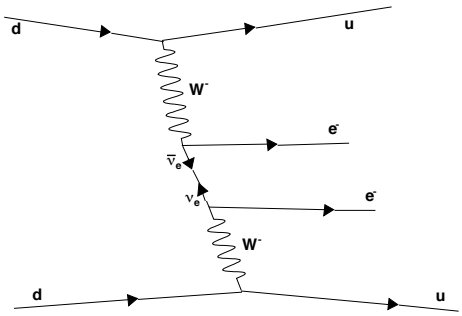


FIG. 2.2: Diagramme de Feynman de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos.

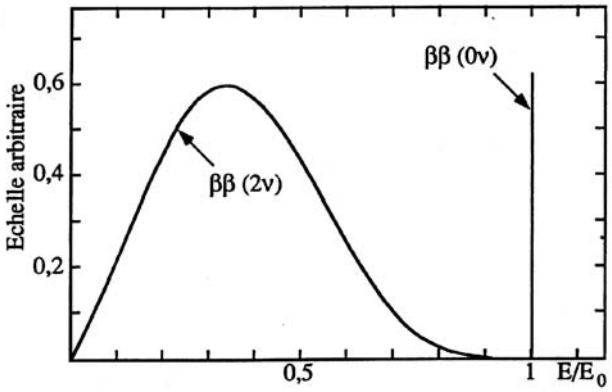


FIG. 2.3: Spectre de l'énergie des deux électrons émis lors d'une double désintégration bêta.

retourne son hélicité, et pas conséquent qu'il soit massif. On parle dans ce cas de *désintégration interdite*. Il y a plusieurs réactions possibles, dont les trois suivantes :

- ${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+2}Y + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$ (désintégration permise)
- ${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+2}Y + 2e^-$ (désintégration interdite)
- ${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+2}Y + 2e^- + M^0(...M^0\text{'s})$ (désintégration interdite avec émission de Majoron(s))

où M^0 est un Majoron, boson neutre apparaissant lors de la brisure de la symétrie $B - L$ (voir paragraphe 1.2.2).

La figure 2.3 représente le spectre théorique de la somme de l'énergie des deux électrons émis divisée par l'énergie de transition E_0. La courbe continue correspond à la désintégration permise, où une partie de l'énergie est emportée par les neutrinos, et le pic à $E/E_0 = 1$ provient des désintégrations interdites, où toute l'énergie va aux électrons. E_0 correspond exactement à la différence de masse entre les noyaux père et fils.

Les détecteurs dédiés à cette recherche sont de deux types. Certain sont constitués de sources actives (la source est utilisée comme élément de détection) et d'autres possèdent une source passive. Parmi les détecteurs à source active on trouve les détecteurs au germanium qui contiennent l'émetteur double bêta ^{76}Ge, des scintillateurs dont l'un des composants est émetteur double bêta, les détecteurs gazeux à base de Xénon et les détecteurs bolométriques [45].

Les détecteurs au germanium ou bolométriques ont une meilleure résolution en énergie que les détecteurs gazeux. Ces dernier compensent leur handicap par une meilleure réjection du bruit de fond à l'aide de la reconstruction des traces des deux e^- et des mesures de temps de vol.

Parmi les détecteurs à source active, une analyse de l'expérience Heidelberg-Moscou (dont le détecteur est composé de 11 kg de ^{76}Ge) annonce un signal significatif de désintégration double bêta sans émission de neutrinos [46] qui est en attente de confirmation. On peut trouver les limites sur la demi-vie des noyaux utilisés comme émetteurs dans ces expériences ainsi que la masse moyenne des neutrinos électroniques dans la référence [47].

Parmi les expériences à source passive, nous allons présenter le détecteur NEMO3. C'est un détecteur gazeux dont la source principale est le molybdène ^{100}Mo, mais qui étudie également 8 autres éléments dont du ^{82}Se. Il est situé dans le Laboratoire Souterrain de Modane à la frontière franco-italienne. Ce laboratoire est très bien protégé des rayonnements cosmiques, puisqu'il est surplombé par l'équivalent de 4800 m d'eau. C'est très important car ce type d'expérience recherche le plus bas bruit de fond possible pour atteindre une grande sensibilité.

Le détecteur est constitué d'une chambre à fils fonctionnant en mode Geiger au milieu de laquelle sont placées les sources sous forme de feuilles très fines (entre 30 μm et 60 μm). Il est équipé d'un calorimètre en scintillateurs plastiques couplés à des photomultiplicateurs, qui permet de connaître l'énergie et le temps de vol des particules. Le détecteur est entouré d'une bobine produisant un champ magnétique de 30 gauss ; puis de blindages, en fer pour le protéger des γ, et en eau borée ou bois pour le protéger des neutrons. Il est finalement placé sous une tente assurant une atmosphère pauvre en radon, qui peut pénétrer dans le détecteur et qui se désintègre en ^{214}Bi créant ainsi une source de bruit de fond.

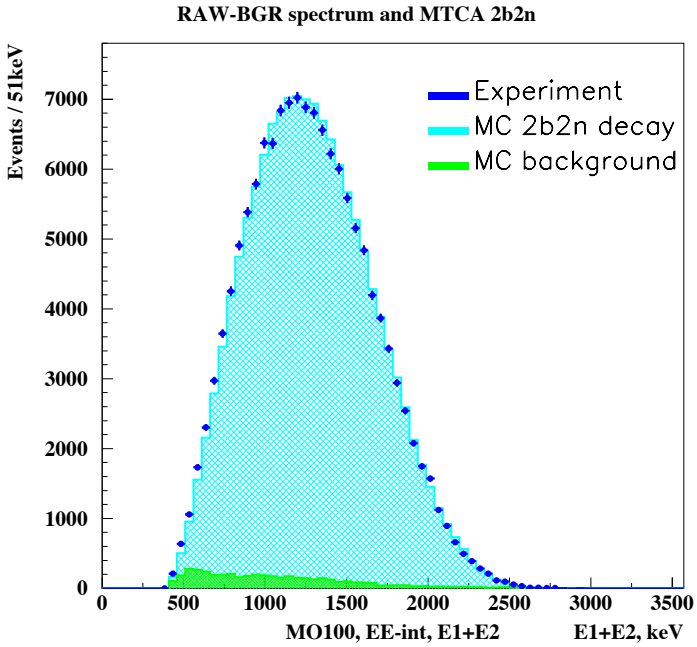


FIG. 2.4: Spectre en énergie des deux électrons émis lors des doubles désintégrations bêta du ^{100}Mo mesuré par NEMO3 après 241,5 jours de prises de données [48]. La valeurde $Q_{\beta\beta}$ pour le ^{100}Mo est 3,03 MeV.

L'expérience NEMO3 a la capacité de découvrir, après 5 ans de prise de données, la double désintégration bêta sans émission de neutrinos si la demi-vie du molybdène dans ce canal est inférieure à 4.10^{24} ans et si le sélénium a une demi-vie inférieure à 8.10^{23} ans. Des résultats intermédiaires font état d'une demi-vie supérieure à $3,5.10^{23}$ ans pour le ^{100}Mo et de $1,9.10^{23}$ ans pour le ^{82}Se [48]. Les résultats de cette expérience, concernant la double désintégration bêta avec cette fois émission de neutrinos sont illustrés par la figure 2.4 qui présente la somme des énergies des deux électrons provenant des désintégrations du Molybdène.

La mesure de la demi vie des désintégration double bêta est riche d'enseignement, puisqu'elle permet d'accéder à une masse effective des neutrinos (voir paragraphe 2.3).

2.3 La masse du neutrino

2.3.1 Le neutrino électronique

Les masses étant des paramètres libres du Modèle Standard, il est nécessaire de les mesurer avec la plus grande précision possible. A titre d'exemple, la masse de l'électron est connue à 10^{-8} près.

La mesure de la masse des neutrinos est très difficile du fait de sa petitesse. Elle n'a jamais été mise en évidence directement, et il n'existe pour l'instant que des limites supérieures qui ont été rappelées dans le tableau 1.1. On mesure la masse des neutrinos en étudiant la cinématique de certaines réactions.

La précision est le vrai défi de ces expériences. Avec une précision infinie, on mesurerait trois masses différentes m_i $(i = 1, 2, 3)$ pour une seule et même réaction produisant le lepton α et le neutrino ν_α associé, et cela dans des proportions relatives $|\mathcal{U}_{\alpha i}|^2$. En fait, on mesure une masse moyenne donnée par :

$$< m_{\nu_\alpha} >^2 \equiv \sum_{i=1}^{3} |\mathcal{U}_{\alpha i}|^2 m_i^2.$$

L'étude précise du spectre de désintégration bêta est utilisée pour mesurer la masse du neutrino électronique. La part de l'espace des phases la plus favorable à la mesure de la masse est lorsque les neutrinos sont le moins énergétique. Pour cette raison, on choisit des réactions dégageant le moins d'énergie possible. Le tritium est un parfait candidat puisque l'énergie maximale emportée par l'électron est de $18,6$ keV.

C'est autour de ce point que la masse du neutrino se fait le plus sentir, comme le montre la figure 2.5. La courbe tracée en rouge sur le graphe de droite représente le cas d'une masse nulle pour le neutrino, et la courbe en trait noir le cas d'un neutrino massif. L'enjeu de ces expériences est de mesurer la différence entre ces deux courbes. La limite actuelle $< m_{\nu_e} >< 2,1$ eV (95% de niveau de confiance) est due à l'expérience Troitsk [33]. Elle est très proche de l'expérience MAINZ, qui trouve $< m_{\nu_e} >< 2,3$ eV, toujours à 95% de niveau de confiance [49].

L'expérience KATRIN [51] est la prochaine étape dans la mesure de la masse moyenne du neutrino électronique. A l'aide d'un spectromètre de très haute résolution, et après trois ans de prise de données, elle peut mesurer la masse des neutrinos jusqu'à $0,35$ eV $(0,30$ eV) à 5σ (3σ). Par ailleurs, si aucun signal n'est observé, KATRIN pourra exclure à 90% de niveau de confiance une masse de neutrino supérieur à $0,2$ eV [52].

Il existe un autre moyen d'obtenir une mesure de la masse du neutrino électronique, par le biais des expériences cherchant la double désintégration bêta sans émission de neutrinos si celui-ci est une particule de Majorana. La mesure de la masse dépend alors de l'espace de phase et des éléments de matrice nucléaire $\mathcal{M}_{nucl}$, de la matrice $\mathcal{U}_{PMNS}$ ainsi que des phases de Majorana ϕ_i que nous ne connaissons pas encore. La mesure se fait par l'intermédiaire de la demi-vie $(T_{1/2})$:

$$T_{1/2}^{-1} = < m_{ee} >_{\beta\beta}^2 |\mathcal{M}_{nucl}|^2 \times \Pi$$

où Π est un terme d'espace de phase et $< m_{ee} >_{\beta\beta}$ est une masse effective :

$$< m_{ee} >_{\beta\beta} \equiv \sum_{i=1}^{3} \phi_i |\mathcal{U}_{ei}|^2 m_i.$$

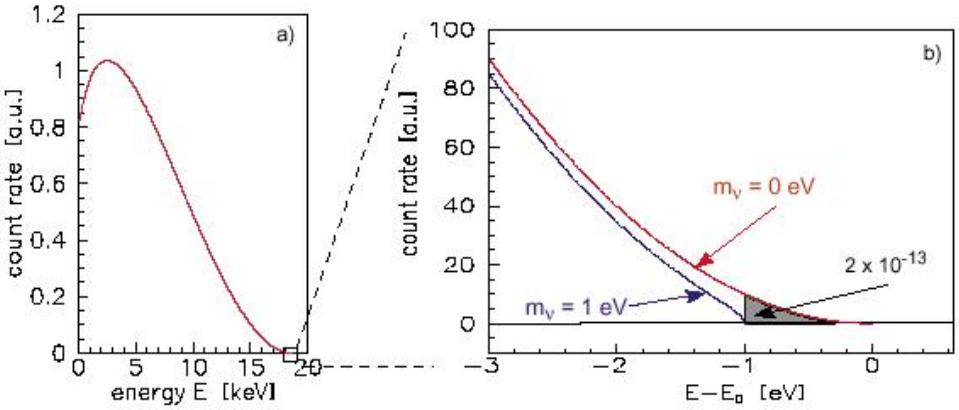


FIG. 2.5: La figure de gauche correspond la courbe théorique du spectre en énergie des β émis par le tritium. La figure de droite est un zoom autour de l'énergie maximale de l'électron. La courbe en rouge représente un neutrino de masse nulle, alors que la courbe noire à été tracée pour un neutrino massif dont la masse a été arbitrairement fixée à $m_{\nu_e} = 1\ eV$. La partie grisée correspond à une fraction de 2.10^{-13} fois l'ensemble des désintégrations dans tout le spectre [50].

L'expérience NEMO devrait apporter les résultats suivants après 5 ans de prise de données [48] (l'intervalle provient des incertitudes sur les éléments de matrices nucléaires, et les résultats sont donnés à 90% de niveau de confiance) :

- pour le ^{100}Mo : $T_{1/2} > 4.10^{24}$ ans et $< m_{ee} >_{\beta\beta} < 0,2 - 0,35$ eV ;
- pour le ^{82}Se : $T_{1/2} > 8.10^{23}$ ans et $< m_{ee} >_{\beta\beta} < 0,65 - 1,8$ eV.

D'autre part, l'expérience Heidelberg-Moscou donne le résultat $< m_{ee} >_{\beta\beta} = 0,1 - 0,9$ eV, à 99,73% de niveau de confiance (*i.e.* 3σ), avec une valeur préférée de 0,35 eV.

L'expérience CUORICINO, qui représente le prototype à l'échelle $1/20^{eme}$ du futur projet CUORE, cherche, elle, la double désintégration bêta dans le Tellure à l'aide de détecteurs bolométriques. Elle se situe dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso. Cette expérience contient 760 kg de TeO_2 naturel, soit 208 kg de ^{130}Te. La résolution en énergie est de 1 eV pour une particule de 6 keV, et de 10 eV pour une particule de 2 MeV. Cette expérience devrait pouvoir atteindre une résolution de 0,3 eV sur la masse des neutrinos, et si la technologie est validée par le prototype, la sensibilité de l'expérience CUORE atteindra 60 meV [45].

2.3.2 Les neutrinos muoniques et tauïques

Des expériences ont tenté de mesurer la masse des neutrinos muoniques grâce à la désintégration des mésons π :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu, \text{ et } \pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu.$$

Les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion mènent à :

$$m_{\nu_\mu}^2 = m_\pi^2 + m_\mu^2 - 2m_\pi \sqrt{m_\mu^2 + p_\mu^2}.$$

Le résultat est bien entendu moyenné sur les trois états propres de masse et la meilleure estimation donne une masse inférieure à 190 keV [53]. La résolution de ces expériences est limitée par la précision sur les masses des pions et des muons.

Des mesures de la masse du neutrino tauïque ont également été tentées lors de l'analyse des données des expériences avec accélérateur. Les meilleurs résultats ont été obtenus par ALEPH au LEP (CERN) [54] en étudiant la production de paires de taus dans leurs canaux de désintégration en plusieurs pions. L'avantage d'avoir plusieurs pions est de restreindre l'espace des phases disponible pour le neutrino tau, mais l'inconvénient est le plus faible rapport de branchement. Le résultat obtenu est $m_{\nu_\tau} < 18.2$ MeV (toujours sous entendu la moyenne sur tous les états propres de masses).

2.3.3 La supernova SN1987A

Le 23 février 1987, plusieurs détecteurs de neutrinos dont Kamiokande au Japon ont enregistré un taux anormal d'évènements de ν_e. À $51,8$ kPc de la Terre, dans le Grand Nuage de Magellan, une étoile avait explosé en supernova et ce sont ses neutrinos qui ont été détectés, ouvrant ainsi la voie à l'astronomie neutrinos [55].

En mesurant l'intervalle de temps entre l'arrivée des neutrinos les plus énergétiques et celle des moins énergétiques, il fut possible de mettre une limite sur la masse des neutrinos. Le résultat dépend du modèle théorique adopté pour la dépendance temporelle de l'émission des neutrinos. La valeur limite ainsi obtenue est $m_{\nu_e} < 19.6eV$ à 95% de niveau de confiance [56].

2.3.4 Approche cosmologique

Les mesures cosmologiques peuvent aussi nous apporter des informations sur la masse des neutrinos. Ils ont été copieusement produits dans l'univers primordial, et si la masse d'un neutrino est très petite, la masse de l'ensemble des neutrinos peut avoir joué un rôle significatif. Leur densité relique est de l'ordre de 300 ν/cm^3 pour les trois saveurs. Les mesures cosmologiques sont en fait sensibles à la somme des masse des neutrinos par l'intermédiaire de leur contribution à la densité d'énergie de l'univers (Ω_ν) :

$$\Omega_\nu h^2 = \frac{\sum_i m_i}{94\mathrm{eV}},$$

où $h = 0,72 \pm 0,05$ est la constante de Hubble [57].

Pendant la période de domination de la matière, les neutrinos se sont regroupés sur de très grandes échelles, et avec de faibles fluctuations. La mesure de ces fluctuations est apportée par l'expérience 2dFGRS [58] qui mesure Ω_ν/Ω_m. D'autre part, Ω_m, la densité d'énergie de la matière est très fortement contrainte par la mesure du spectre de puissance des anisotropies du fond diffus de photons cosmologiques menée par le satellite WMAP [57] qui trouve $\Omega_m h^2 = 0,14 \pm 0.02$, toujours à 95% de niveau de confiance. On obtient $\Omega_\nu h^2 < 0,0076$ à 95% de niveau de confiance, ce qui permet, en supposant que les états de masses soient dégénérées, de mettre la limite la plus contraignante sur la masse des neutrinos, bien qu'elle dépende des modèles cosmologiques :

$$m_\nu < 0.23 \text{ eV},$$

à 95% de niveau de confiance.

Dans le futur, le satellite PLANCK pourra encore améliorer cette limite. La référence [59] propose une analyse incluant les effets de lentille gravitationnelle dans l'étude du fond diffus cosmologique par PLANCK, et obtient ainsi une limite de $\sum_i m_i = 0,19$ eV à 1σ. Si l'on utilise pas l'effet de lentille gravitationnelle, la limite n'est plus que de $\sum_i m_i = 0,42$ eV à 1σ.

2.4 Le nombre de saveurs

Le nombre de familles de leptons est un paramètre libre de la théorie. Il a été très sérieusement contraint par les résultats du LEP [4]. Les neutrinos gauches se couplant avec le boson Z^0, le nombre de familles (et donc de canaux de désintégration) va influer sur sa largeur.

Cette largeur est la somme d'une largeur hadronique (désintégration du Z^0 en quarks), d'une largeur leptonique (désintégration du Z^0 en paire électron-positon, en paire de muons ou de τ) et d'une largeur neutrinique (désintégration en paire neutrino-antineutrino) appelée aussi largeur invisible :

$$\Gamma_Z = \Gamma_{had} + 3 \times \Gamma_{lep} + N_\nu \Gamma_\nu.$$

Ce qui peut se réécrire en terme d'observables du LEP :

$$N_\nu = \frac{\Gamma_{lep}}{\Gamma_\nu} \left[\sqrt{\frac{12\pi R_Z}{M_Z^2 \sigma_h^0}} - R_Z - 3 \right],$$

où $R_Z = \Gamma_{had}/\Gamma_{lep}$, où σ_h^0 est la section efficace hadronique au pic du Z^0 [60] :

$$\sigma_h^0 = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_{lep}\Gamma_h}{\Gamma_Z^2},$$

et où M_Z est la masse du boson Z^0. Le rapport entre les largeurs leptonique et invisible est prédit par le Modèle Standard : $\frac{\Gamma_{ll}}{\Gamma_{inv}} = 0.5023 \pm 0.0010$. Ces quantités ainsi que les largeurs hadroniques et leptoniques ont été mesurées au LEP. On obtient, en combinant l'ensemble des résultats $N_\nu = 2.984 \pm 0.008$ [61]. Il apparaît ainsi qu'il y a trois familles de neutrinos gauches légers, et par conséquent, trois familles de leptons légers, c'est à dire de masse inférieure à $M_Z/2$.

2.5 Les oscillations de neutrinos à $\Delta m^2 \approx 10^{-5}$ eV^2

2.5.1 Les neutrinos solaires

Le Soleil est le théâtre de réactions nucléaires de plusieurs types qui produisent en nombre des neutrinos électroniques. Ces réactions nucléaires sont réparties en deux cycles. Le premier a pour origine la fusion de deux protons. Il a lieu au cœur du Soleil, où la pression gravitationnelle est suffisante pour vaincre la barrière coulombienne et rendre la réaction possible. Cette fusion donne naissance à un noyau de deutérium, un positon, et un neutrino électronique. Les neutrinos de cette réaction sont appelés *pp* car ils proviennent de deux protons. Le noyau de deutérium pourra ensuite fusionner avec un nouveau proton, et la chaîne de réactions présentée sur la figure 2.6 est amorcée. Chaque réaction produit un spectre de neutrinos différent qui est identifié en fonction de l'origine des neutrinos (voir figure 2.6). Le second cycle est négligeable dans le Soleil, qui n'est pas assez massif pour le mettre en place. Il s'agit du cycle CNO, qui met en jeu, comme son nom l'indique, le carbone, l'azote et l'oxygène.

La figure 2.7 présente le spectre en énergie des différentes catégories de neutrinos électroniques solaires. Elles montrent aussi dans la partie supérieure le seuil de détection de plusieurs types de détecteurs sur lesquels nous allons revenir. Suivant le seuil, les expériences vont être sensibles à différentes réactions nucléaires du Soleil.

De nombreux travaux théoriques ont été menés pour comprendre le fonctionnement des étoiles et notamment du Soleil, s'appuyant sur ces réactions nucléaires et supposant le soleil en équilibre

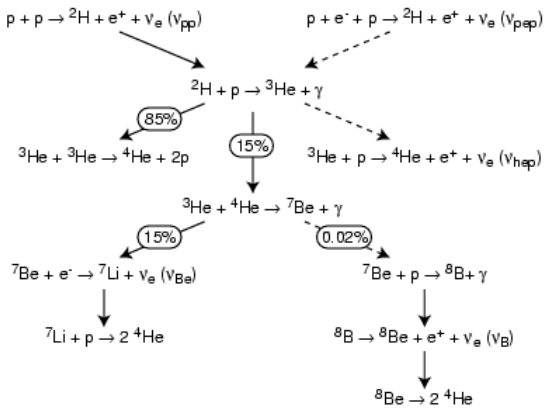


FIG. 2.6: Le cycle simplifié de production des neutrinos dans le soleil.

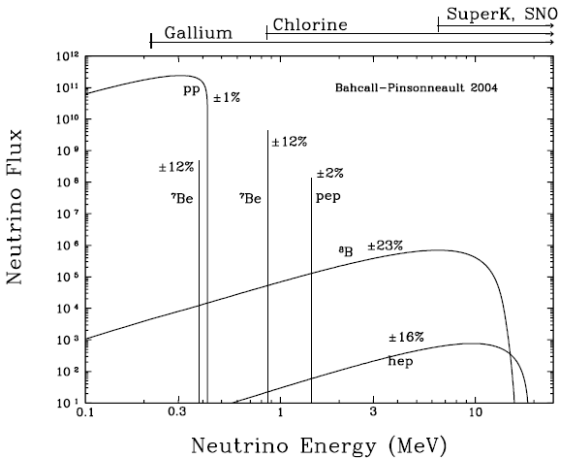


FIG. 2.7: Flux de neutrinos produits par le Soleil. Les flux sont donnés en $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{MeV}^{-1}$ sauf pour les raies mono-énergétiques dont l'unité est le $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$.

hydrostatique et thermique. Ces travaux ont donné naissance à un Modèle Standard du Soleil (SSM[1]) [62], qui permet de prédire le flux de neutrinos solaires et donne naissance aux courbes de la figure 2.7.

2.5.2 La mesure du flux de neutrinos solaires

Les premières mesures du flux de neutrinos solaires ont débuté avec l'expérience de Davis dans l'ancienne mine d'or de Homestake [63], dans le Dakota du Sud, aux États Unis. Cette expérience apporta une bonne nouvelle en détectant les premiers neutrinos solaires, et donc confirmant le principe des réactions nucléaires dans le Soleil, mais en même temps, elle donnait naissance à ce qui restera longtemps le *problème des neutrinos solaires* : Le flux mesuré ne dépassait pas le tiers du flux prédit par le modèle.

Le détecteur utilisait une méthode de détection radio-chimique proposé par Pontecorvo. Il était rempli de perchloroéthyléne (C_2Cl_4). La proportion naturelle de ^{37}Cl est de 24%. Avec cet isotope, les neutrinos interagissent selon une réaction de désintégration bêta inverse :

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

Le seuil de cette réaction est $E_{seuil} = 0,814$ MeV, et le détecteur était donc sensible à tous les neutrinos solaires à l'exception des neutrinos *pp*. L'argon 37 a une période de 35 jours et se désintègre par capture électronique en émettant des électrons Auger. Tous les trois mois, il était extrait de la cuve de chlore et inséré dans un compteur proportionnel, et le nombre de désintégrations Auger permettait d'accéder au nombre d'interactions de neutrinos.

Davis continua à prendre des données pendant plus de 25 ans, affinant ainsi sa mesure, et concluant à un flux de $2,56 \pm 0,16 \pm 0,16$ SNU [64]. Le SNU est une unité introduite par Bahcall qui équivaut à 10^{-36} interactions par atome et par seconde. Le flux théorique correspondant est calculé par Bahcall et ses collègues et est de $7,6^{+1,3}_{-1,1}$ SNU.

[1] *Solar Standard Model* en anglais.

En Europe et en Russie, les expériences GALLEX-GNO [65] et SAGE [66] ont elles aussi mesuré le flux de neutrinos solaires. Elles utilisaient la capture des neutrinos par le ^{71}Ga qui se transforme en ^{71}Ge. C'étaient donc des expériences radio-chimiques comme celle de Davis, mais ici, le seuil de la réaction était de 233 keV, ce qui donne accès à tous les neutrinos y compris les neutrinos *pp*. Le détecteur GALLEX était localisé dans le Laboratoire souterrain du Gran Sasso, en Italie. Le détecteur changea de nom en 1997 pour s'appeler GNO. SAGE, quant à lui, était situé sous le mont Andyrchi, dans le nord Caucase, à l'observatoire de neutrinos de Baksan. Ce laboratoire est protégé par l'équivalent de 4700 m d'eau. Les deux expériences utilisaient des technologies différentes. Les résultats qu'elles ont présentés sont cohérents, et ont confirmé le déficit de neutrinos solaires en incluant les neutrinos *pp* dans leurs analyses [67] :

GALLEX-GNO	:	$69,3 \pm 4,1(stat) \pm 3,6(syst)$ SNU
SAGE	:	$66,9 \pm 3,9(stat) \pm 3,6(syst)$ SNU
Modèle Standard du Soleil	:	131^{+12}_{-10} SNU

Depuis, d'autres expériences sont venues confirmer le problème des neutrinos solaires. Au Japon, les expériences Kamiokande, puis Super Kamiokande mesurent un flux de $2,35 \pm 0,02(stat) \pm 0,08(syst) \times 10^6$ cm^{-2}s^{-1} [68] à comparer au flux théorique de $5,05^{+1,01}_{-0,81} \times 10^6$ cm^{-2}s^{-1} [62]. Ces détecteurs utilisent la lumière Čerenkov pour détecter la diffusion élastique des neutrinos sur les électrons d'un réservoir d'eau (nous en reparlerons au paragraphe 2.6.1). Le seuil de détection est de 5 MeV (pour Super Kamiokande), et ces expériences ne sont donc sensibles qu'aux neutrinos issues du ^{8}B. Les neutrinos du bore sont importants, car ils sont produits à la fin de la chaîne de réaction nucléaire du Soleil (voir figure 2.7) et leur étude permet de vérifier que le flux de neutrinos est bien modélisé. Le détecteur Super Kamiokande a été gravement endommagé par un accident en 2002, détruisant plus de la moitié de ses photomultiplicateurs. Il a été remis en service début 2003, et les résultats préliminaires sont en accord avec les résultats précédents : le flux mesuré après la réparation est de $2,38 \pm 0,09(stat) \times 10^6$ cm^{-2}s^{-1}.

Les tentatives d'explication du déficit de neutrinos solaires ont conduit à l'élaboration du mécanisme des oscillations de neutrinos. Tous les résultats des expériences précédemment citées concordent avec ce modèle ce qui en faisait la façon la plus convaincante d'expliquer ce phénomène. Néanmoins ces expériences n'apportaient pas la preuve directe que les neutrinos oscillaient, et laissaient la porte ouverte à d'autres modèles.

2.5.3 La solution du problème

La solution au problème des neutrinos solaires est intervenue en l'an 2001, quand l'expérience SNO (pour *Sudbury Neutrino Observatory*) a mesuré à la fois le flux de neutrinos électroniques du Soleil mais surtout le flux total de neutrinos solaires indépendamment de leur saveur. Le détecteur est situé au Canada, au fond de la mine de Creighton (sous l'équivalent de 6150 m d'eau). C'est un détecteur rempli d'eau lourde, ce qui permet aux neutrinos d'interagir de trois façons :

- $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$: interaction par courant chargé (CC)[2], $E_{seuil} > 1,4$ MeV.
- $\nu_\alpha + d \rightarrow p + n + \nu_\alpha$: interaction par courant neutre (NC)[3], $E_{seuil} > 2,2$ MeV.
- $\nu_\alpha + e^- \rightarrow \nu_\alpha + e^-$: diffusion élastique (ES)[4], $E_{detection} > 5$ MeV.

[2] *Charged Current*
[3] *Neutral Current*
[4] *Elastic Scattering*

La première d'entres elles n'est sensible qu'aux neutrinos électroniques, et permet donc d'obtenir leur flux. Les deux autres réactions sont sensibles à toutes les saveurs de neutrinos. Les réactions par courant neutre ne font pas de différence entre les saveurs, mais les réactions de diffusion élastique possèdent une part identique à tous les neutrinos à laquelle s'ajoute un diagramme de Feynmann qui n'est sensible qu'aux neutrinos électroniques. Ces diagrammes sont les mêmes que ceux étant à l'origine de l'effet MSW (figure 1.3). Les flux mesurés par chaque réaction s'écrivent comme une combinaison linéaire des flux propres à chaque saveur selon les formules suivantes :

- $\phi_{CC} = \phi_{\nu_e}$;
- $\phi_{NC} = \phi_{\nu_e} + \phi_{\nu_\mu} + \phi_{\nu_\tau}$;
- $\phi_{ES} = 0,86\phi_{\nu_e} + 0,14(\phi_{\nu_\mu} + \phi_{\nu_\tau})$.

Les neutrinos sont détectés par la lumière Čerenkov émise par les produits des réactions, ou à celle résultante du photon émis lors de la capture des neutrons par les noyaux de deutérium : $n + d \rightarrow t + \gamma$, $E_\gamma = 6,3$ MeV. Plus tard, en juin 2001, pour améliorer la mesure par courant neutre, 2 tonnes de sel ont été dissoutes dans l'eau lourde. Le chlore capture le neutron avec une section efficace $8,8.10^4$ fois supérieure au deutérium. De plus, il libère plus d'énergie sous forme de γ ($\sum E_\gamma = 8,6$ MeV), la détection est donc plus efficace. La sensibilité va être encore améliorée dans un proche avenir avec le retrait du sel et l'ajout de compteurs proportionnels remplis d'^{3}He dans l'eau lourde.

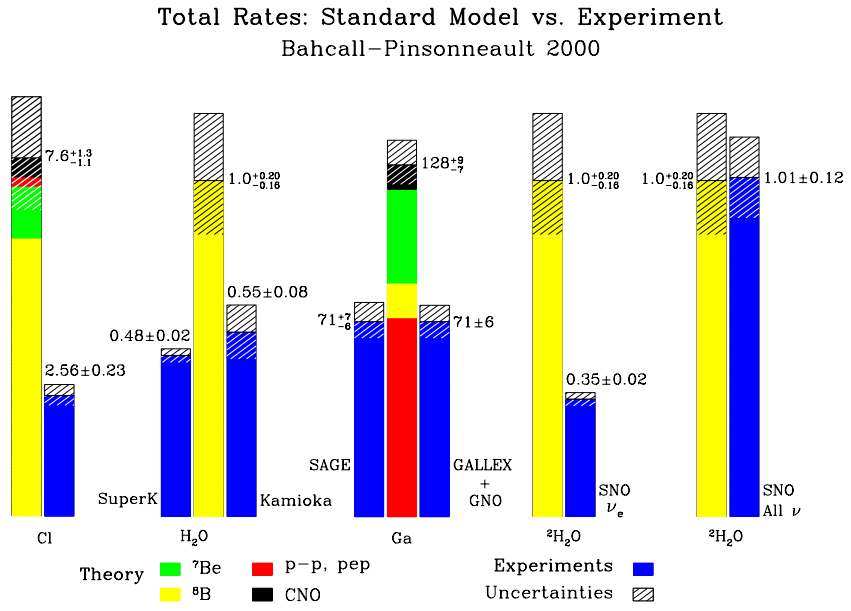


FIG. 2.8: Comparaison expérience/théorie pour la mesure du flux de neutrinos solaires. Les valeurs sont données en SNU pour les expériences radiochimiques (Cl et Ga) et en fraction du flux du Modèle Standard pour les expériences à lumière Čerenkov (H_20 et D_2O).

Après la prise de données en eau lourde pure ainsi qu'en eau lourde salée, les flux de neutrinos mesurés sont [69] (en unité de 10^6 cm^{-2}s^{-1}) :

$$\begin{aligned}
\phi_{CC}^{SNO} &= 1,59^{+0,08}_{-0,07}(stat)^{+0,06}_{-0,08}(syst), \\
\phi_{ES}^{SNO} &= 2,21^{+0,31}_{-0,26}(stat) \pm 0,10(syst), \\
\phi_{NC}^{SNO} &= 5,21 \pm 0,27(stat) \pm 0,38(syst),
\end{aligned}$$

alors que la prédiction du Modèle Standard du Soleil est $\phi^{SSM} = 5,05^{+1,01}_{-0,81}$.

On constate qu'elle s'accorde avec le flux total de neutrinos solaires (ϕ^{SNO}_{NC}), ce qui valide notre compréhension du soleil. On observe de plus un déficit de ν_e, ce qui permet de conclure que les neutrinos électroniques créés dans le Soleil se sont transformés en neutrinos des deux autres saveurs.

La figure 2.8 résume l'ensemble des résultats concernant les neutrinos solaires. On y trouve les flux théoriques en fonction des seuils de détection, répartis entre leurs différentes sources, ainsi que la comparaison avec les diverses expériences.

2.5.4 La conclusion en terme d'oscillation

L'analyse des résultats des mesures du flux de neutrinos solaires s'est faite en terme d'oscillation entre deux saveurs dans la matière du Soleil (formule (1.37)). Cela à été justifié *a posteriori* par la petitesse de θ_{13} (voir paragraphe 2.8.1). Elle a mit en lumière une différence de masse au carré de l'ordre de $\approx 10^{-5}$ eV^2 qui est identifiée à Δm^2_{12}, l'angle de mélange correspondant étant θ_{12}. L'effet de transformation des ν_e primordiaux est du à la propagation des neutrinos dans la matière du soleil via l'effet MSW (paragraphe 1.3.2.2). Les résultats de l'analyse sont donc retranscrits dans les paramètres des oscillations dans le vide.

L'espace autorisé par les paramètres s'est réduit à mesure que la statistique augmentait, jusqu'à ne laisser qu'une seule solution ayant un grand angle de mélange appelé LMA (*Large Mixing Angle*). Les autres solutions étaient soit à petit angle de mélange (SMA, la solution préférée dans les années 90), soit à très faible Δm^2 (LOW), de l'ordre de $\approx 10^{-7}$ eV^2, ou même encore plus faible, et dans ce cas, les oscillations ne se produisaient que dans le vide, à $\Delta m^2 \approx 10^{-10}$ eV^2.

La preuve irréfutable que les paramètres des oscillations correspondaient à la solution LMA est venue d'une expérience bien éloignée du Soleil, même si les expériences de neutrinos solaires peuvent maintenant à elles seules exclure toutes les autres régions. Cette expérience s'appelle KamLAND (*Kamioka Large Anti-Neutrino Detecor*), elle détecte, dans une cuve remplie de 1 kt de scintillateur liquide placée dans l'ancienne cavité de Kamiokande, les anti-neutrinos électroniques émis par plus d'une vingtaine de centrales nucléaires se trouvant à une distance moyenne de 180 km et fournissant un flux de $1,3.10^6 \bar{\nu}_e/\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. Pour comparaison, le Soleil nous envoie $6,6.10^9 \nu_e/cm^2/s$. Les $\bar{\nu_e}$ sont détecté par la réaction $\bar{\nu_e} p \rightarrow n e^+$, puis par le photon de 2,2 MeV émis par la capture du neutron par l'hydrogène.

L'énergie des anti-neutrinos de réacteurs, et leur distance à KamLAND sont telles que le détecteur est également sensible à Δm^2_{12}. Si l'on fait l'hypothèse de l'invariance sous CPT, la probabilité de non disparition des neutrinos électroniques $\mathcal{P}_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$ doit être égale à celle de non disparition des anti-neutrinos électroniques $\mathcal{P}_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e}$. Les expériences sont donc comparables.

Les analyses sont différentes suivant le type d'expérience. L'avantage du scintillateur liquide de KamLAND est qu'il permet une bonne mesure de l'énergie, mais il ne fournit pas d'information directionnelle. Il va donc être possible d'observer des distorsions dans le spectre énergétique des neutrinos (puisque la probabilité d'osciller dépend de l'énergie), ce que l'on peut voir sur la figure 2.9. C'est ce qui rend KamLAND plus sensible à Δm^2_{12} alors que les expériences de neutrinos solaires, sont plus sensibles à θ_{12}.

L'expérience SNO présente ses résultats sous la forme du rapport entre le nombre de neutrinos électroniques et le nombre total de neutrinos solaires (qui est de $0.306 \pm 0,02(stat) \pm 0,024(syst)$). Elle mène son analyse comme le fait Super Kamiokande en étudiant les variation entre les données

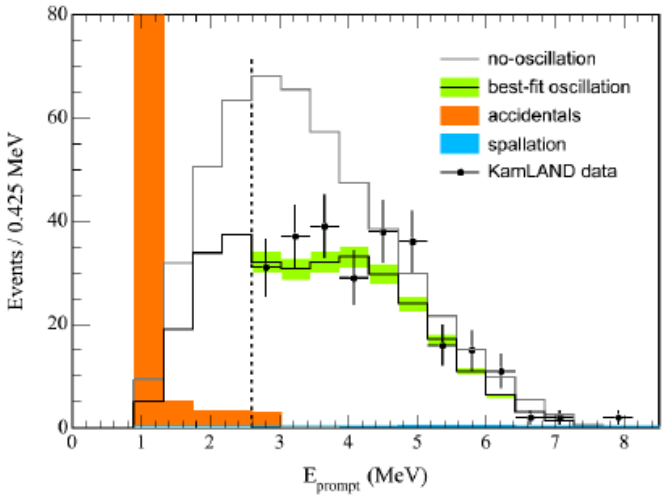


FIG. 2.9: Le spectre en énergie des neutrinos détectés dans KamLAND. Le spectre attendu s'il n'y avait pas d'oscillation est également tracé. Une simple remise à l'échelle de ce spectre pour ajuster les données est exclue à $99,89\%$ de niveau de confiance [70]. La partie du spectre en énergie inférieure à $2,6$ MeV est dominée par le bruit de fond et n'est donc pas utilisée dans l'analyse.

prises de jour et de nuit pour ajuster les paramètres des oscillations de neutrinos (les détecteurs Čerenkov permettent de reconstruire la direction du neutrino incident, comme nous le verrons au paragraphe 2.6.1). L'asymétrie entre le jour et la nuit est mesurée par Super Kamiokande à $1,8 \pm 1,6^{+1,3}_{-1,2}\%$. Cela teste un possible effet MSW à travers la Terre et permet dans le cas présent d'exclure une partie du plan $(\sin^2 2\theta_{12}; \Delta m^2_{12})$.

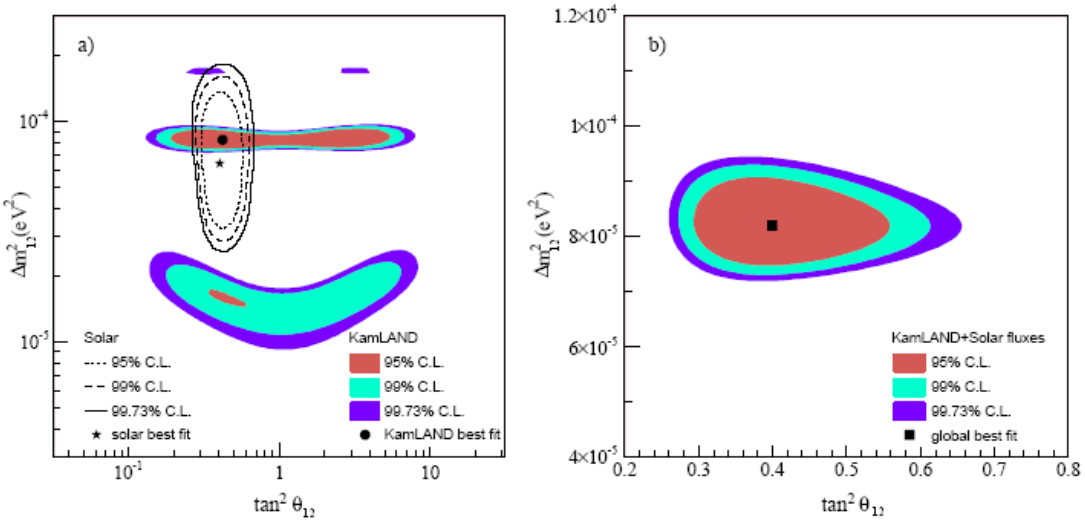


FIG. 2.10: a) Régions autorisées pour les paramètres Δm^2_{12} et θ_{12} par les données de KamLAND seules (surfaces colorées) et par la combinaison de l'ensemble des mesures du flux de neutrinos solaires (zone marquée par des lignes). b) Régions autorisées pour les paramètres Δm^2_{12} et θ_{12} en combinant l'ensemble des données (neutrino solaire + KamLAND) et en supposant l'invariance sous CPT, [70].

L'ajustement des paramètres Δm^2_{12} et θ_{12} aux résultats combinés des mesures de neutrinos solaires et de KamLAND est présenté figure 2.10. Les meilleurs résultats de l'ajustement sont :

$$\begin{aligned} \Delta m^2_{12} &= 8,2^{+0,6}_{-0,5}\ 10^{-5}\ \text{eV}^2 \text{ et } \Delta m^2_{12} > 0, \\ \tan^2\theta_{12} &= 0,40^{+0,09}_{-0,07}. \end{aligned}$$

Le signe de Δm^2_{12} a été mesuré grâce à l'effet MSW dans le Soleil, qui a été expliqué dans le paragraphe 1.3.2.2.

D'autres expériences continuent de faire progresser notre connaissance des neutrinos solaires. Notons par exemple BOREXINO, un détecteur en construction au Laboratoire du Gran Sasso (dans le même hall qu'OPERA). Il utilise comme KamLAND un scintillateur liquide, mais avec un seuil de détection très bas (250 keV). Il va permettre de réduire les incertitudes sur spectre des neutrinos solaires au delà de ce seuil, et particulièrement les neutrinos du ^{7}Be. Il pourra ainsi apporter sa contribution aux mesures des paramètres des oscillations de neutrinos.

2.6 Les oscillations associées à $\Delta m^2 \sim 10^{-3}$ eV^2

Le phénomène des oscillations de neutrinos a connu un second événement majeur quand l'expérience Kamiokande a découvert un déficit dans le flux des neutrinos muoniques créés dans l'atmosphère. Ce résultat étant par la suite corroboré par les expériences SOUDAN et IMB, et finalement confirmé par Super Kamiokande.

Les neutrinos atmosphériques sont créés à l'intérieur des gerbes atmosphériques résultantes de l'interaction d'un proton ou d'un noyau en provenance du rayonnement cosmique avec les atomes de la haute atmosphère. Dans ces gerbes apparaissent de nombreux pions et kaons. Prenons l'exemple des π^+, ils se désintègrent en $\mu^+\nu_\mu$ (c'est de là que proviennent les muons du rayonnement cosmique), les muons se désintégrant à leur tour suivant la réaction $\mu^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$. On peut utiliser la conjugaison de charge pour le cas du π^-, et les kaons se comportent de la même façon. On devrait donc s'attendre très grossièrement à mesurer sur Terre deux fois plus de neutrinos muoniques que de neutrinos électroniques pour des neutrinos de $E_\nu \approx 1$ GeV (à plus haute énergie, les muons n'ont pas le temps de se désintégrer avant d'arriver sur terre).

2.6.1 Super Kamiokande

Super Kamiokande est un détecteur similaire à Kamiokande, qui le premier a détecté des neutrinos en provenance d'une super nova [56]. Il est cependant beaucoup plus volumineux. C'est est un réservoir de 50 kt d'eau (en fait, 22 kt de masse fiduciaire) situé dans la mine de Kamioka, au Japon, sous une épaisseur de roche équivalente à 2700 m d'eau. Les parois du réservoir sont tapissées de tubes photomultiplicateurs dont la photocathode a un diamètre impressionnant de 50,8 cm. Ils détectent la lumière Čerenkov émise par le passage des particules produites par les interactions de neutrinos.

La lumière Čerenkov est émise en forme de cône. La reconstruction de l'axe du cône permet de connaître la direction de la particules incidente. Son intersection avec les parois du détecteur produit un "anneau". Les muons, issus des interactions par courant chargé des neutrinos muoniques, produisent un anneau au contour bien net, alors que les électrons font une gerbe électromagnétique, qui dessine un anneau au contour plus étalé. Les électrons peuvent être le

résultat des diffusions élastiques, comme nous l'avons vu pour les neutrinos solaires, ou des interactions par courant chargé des neutrinos électronique de l'atmosphère. Le bruit de fond des π^0 est rejeté par l'apparition de deux anneaux dus à la matérialisation des deux photons de sa désintégration. Les π^0 sont un bruit de fond car si les deux photons sont trop colinéaires, ils ne vont créer qu'un seul anneau et être identifié comme un électron. L'identification des particules est basée sur ces critères et est réalisée à l'aide d'un programme de maximum de vraisemblance. La reconstruction de l'énergie peut être faite grâce à la mesure de quantité de lumière Čerenkov produite.

Les premiers résultats de Super Kamiokande étaient présentés sous la forme d'un double rapport [71] :

$$R = \frac{(\nu_\mu/\nu_e)_{Donnees}}{(\nu_\mu/\nu_e)_{MC}}, \tag{2.1}$$

ce qui a l'avantage de réduire les incertitudes expérimentale et théorique, et en particulier la méconnaissance du flux absolu. Le numérateur correspond aux données mesurées, et le dénominateur à une simulation reprenant un modèle plus évolué que le simple rapport 2 que nous avons évoqué précédemment.

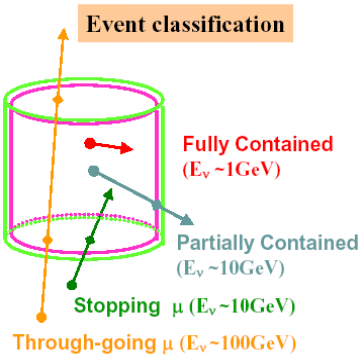


FIG. 2.11: Classification des événements dans Super Kamiokande. Les événements complètement contenus dans le réservoir sont dits *fully contained*, ceux qui ont eu lieu dans le réservoir mais qui en sortent sont dits *partially contained*, ceux qui ont eu lieu dans la roche autour du détecteur sont dits *Stopping* s'ils s'arrêtent dans le détecteur ou *Through-going* sinon.

Les interactions sont ensuite classées en fonction de leur énergie, de leur direction (donnant la distance qu'ont parcourue les neutrinos), et de leur forme : les muons qui sont complètement contenus dans le réservoir , ceux qui en sortent , ceux qui proviennent d'interactions ayant eu lieu en dehors du détecteur . La classification des événements est explicitée sur la figure 2.11. Les événements ayant une énergie supérieure à $1,33$ GeV sont dénommés $multiGeV$, et les autres $subGeV$.

Le rapport (2.1) devrait normalement être égal à un, or les mesures donnent [72] :

$$\begin{aligned} R^{mutiGeV} &= 0,702^{+0,032}_{-0,030}(stat) \pm 0,099(syst), \\ R^{subGeV} &= 0,658 \pm 0,016(stat) \pm 0,032(syst). \end{aligned}$$

Il y a donc une modification des flux de neutrinos électroniques et muoniques qui s'explique par le mécanisme des oscillations. Le résultat le plus important de Super Kamiokande provient de sa capacité à mesurer la direction des neutrinos. La collaboration a ainsi pu reproduire la distribution angulaire des neutrinos détectés, ce qui permet de connaître la distance parcourue par ces neutrinos depuis leur création. $\cos\theta = 1$ correspond aux neutrinos provenant de la surface, et ayant traversé environ 50 km d'atmosphère, et $\cos\theta = -1$ aux neutrinos venant des antipodes ayant parcouru en plus 12 800 km au travers de la Terre. Les distributions angulaires sont représentées sur les graphiques de la figure 2.12.

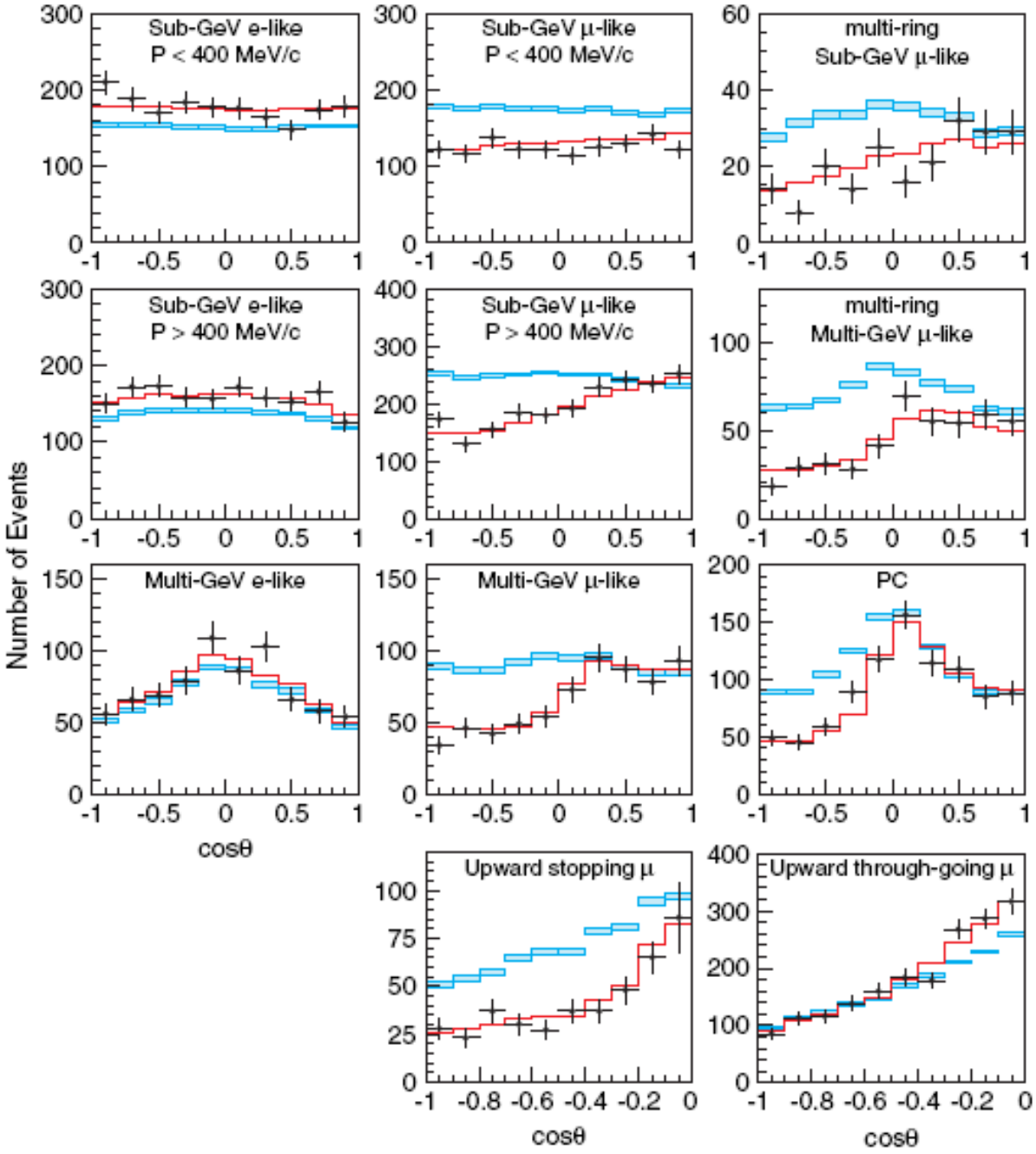


FIG. 2.12: Distributions angulaire des événements dans Super Kamiokande [73]. Les rectangles bleus représentent les résultat attendus si il n'y avait pas d'oscillation, les points sont les données et les courbes noires sont les ajustements de ces données utilisant un modèle d'oscillations à deux saveurs. La classification des événements est donnée par la figure 2.11.

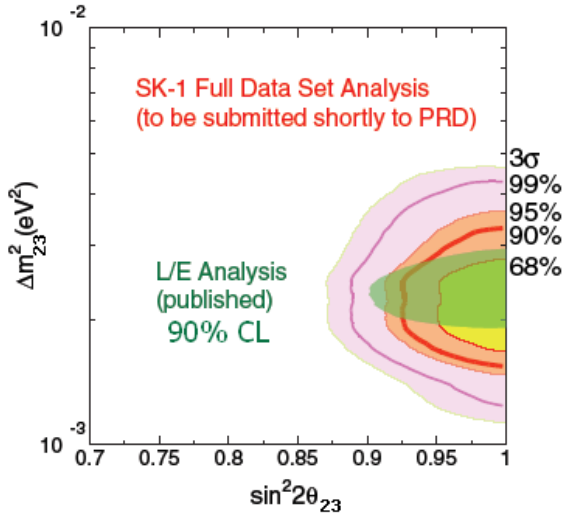


FIG. 2.13: Résultat des mesures de Super Kamiokande dans le plan $(\sin^2 2\theta_{23}; \Delta m^2_{23})$.

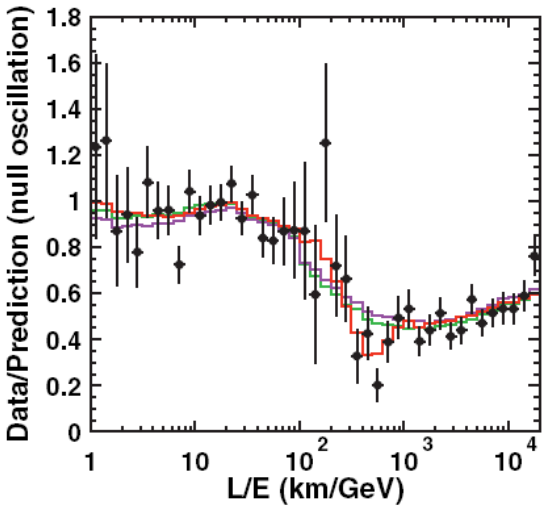


FIG. 2.14: Rapport entre le nombre d'événement mesuré et celui attendu dans un modèle sans oscillations en fonction de L/E. La courbe rouge correspond au meilleur ajustement avec un modèle à deux saveurs, les deux autres courbes correspondent à d'autres modèles : la désintégration du neutrino en vert et le modèle de décohérence en violet.

On voit très nettement un déficit des neutrinos muoniques provenant des antipodes. L'ajustement de ces courbes permet de définir la région de l'espace des paramètres $(\Delta m^2_{23}; \sin^2 2\theta_{23})$ la plus probable. Les contours de niveaux de confiance sont représentés sur la figure 2.13. À 90% de niveau de confiance, $1,5\ 10^{-3}$ eV^2 $< \Delta m^2_{23} < 3,4\ 10^{-3}$ eV^2 et $\sin^2 2\theta_{23} > 0.92$. Le meilleur ajustement des données est obtenu pour les valeurs :

$$\Delta m^2_{23} = 2,1\ 10^{-3}\ eV^2 \text{ pour } \sin^2 2\theta_{23} = 1,02$$

Une analyse plus évoluée du flux de neutrinos muoniques a été menée en mesurant le rapport distance parcourue sur énergie (L/E) [74], dont dépend la probabilité d'oscillation (1.11). La figure 2.14 représente le rapport entre le nombre d'événements mesurés et le nombre d'événements attendus dans un modèle sans oscillations en fonction de cette variable. On voit un creux autour de 500 km/GeV dû aux oscillations. A plus haute énergie, celles-ci sont moyennées à cause d'une résolution en énergie plus modérée.

Les résultats de l'ajustement des paramètres Δm^2_{23} et $\sin^2 2\theta_{23}$ pour l'analyse utilisant L/E sont donnés sur la figure 2.13. Ils concordent avec ceux trouvés pour l'analyse utilisant les distributions angulaires. Le meilleur ajustement des données donne :

$$\Delta m^2_{23} = 2,4\ 10^{-3}\ eV^2 \text{ pour } \sin^2 2\theta_{23} = 1,02$$

et les limites à 90% de niveau de confiance sont : $1,9\ 10^{-3}$ eV^2 $< \Delta m^2_{23} < 3,0\ 10^{-3}$ eV^2 et $\sin^2 2\theta_{23} > 0.90$.

2.6.1.1 En quoi oscille le neutrino muonique ?

Le fait que le flux de neutrinos muoniques diminue en fonction de la distance parcourue alors que celui de neutrinos électroniques reste inchangé incline à penser que les oscillations sont de la

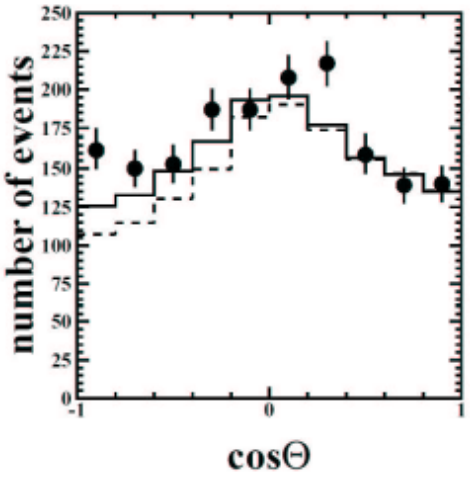


FIG. 2.15: Distribution angulaire des interactions par courant neutre. Les points représentent les données, la ligne continue leur ajustement avec un modèle d'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$, et la ligne en pointillé correspond à l'hypothèse de l'oscillation d'un neutrino muonique en neutrino stérile.

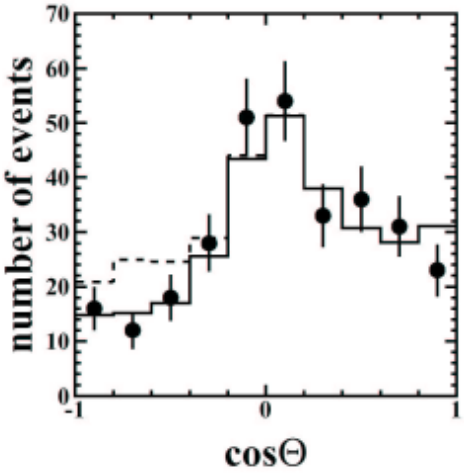


FIG. 2.16: Distribution angulaire des événements de type muon dont l'énergie mesurée est supérieure à 5 GeV. La légende est identique à celle de la figure 2.15.

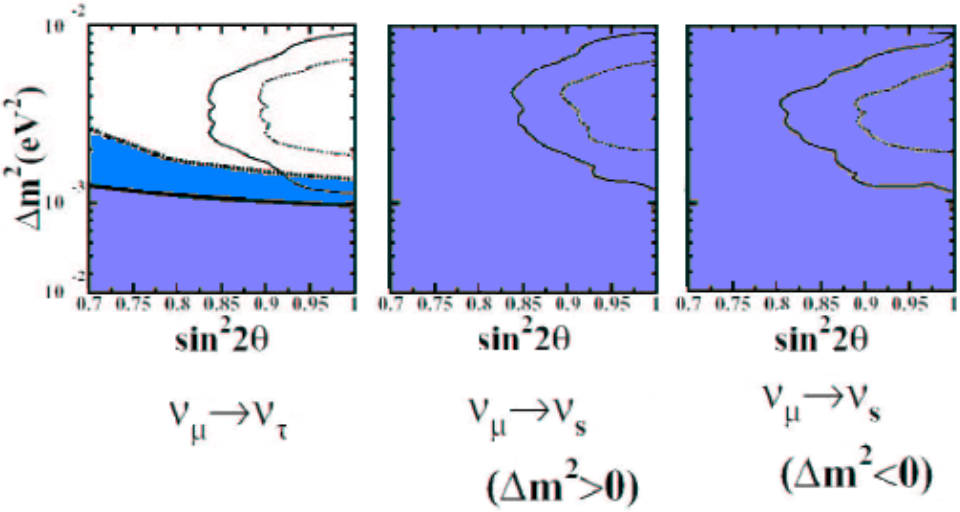


FIG. 2.17: Régions autorisées par Super Kamiokande à 90% et 99% de niveau de confiance (lignes) et en bleu, régions exclues par la mesure de distribution angulaire des interactions par courant neutre. Le bleu clair correspond à 90% de niveau de confiance et le bleu foncé à 99% de niveau de confiance. Trois modèles sont présentés : les oscillations $\nu_\mu \to \nu_\tau$ et les oscillations $\nu_\mu \to \nu_s$ avec les deux signes possibles de Δm^2_{23}[75].

forme $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$. Mais nous allons voir la possible existence d'un neutrino stérile et il se pourrait en toute généralité que les neutrinos muoniques oscillent dans une certaine proportion vers ces neutrinos stériles.

Deux analyses défavorisent néanmoins les neutrinos stériles. Tout d'abord, par définition, ils ne doivent pas interagir par courant neutre, ce qui provoque un manque d'événements de ce type provenant des antipodes. Super Kamiokande est capable d'identifier de tels événements si des

π^0 sont créés lors de l'interaction avec les protons de l'eau. La figure 2.15 montre la distribution angulaire de ces événements. On voit que pour les événements ayant parcouru une longue distance (disons $\cos\theta < -0,4$), les données ne s'accordent pas avec le modèle d'oscillation avec un neutrino stérile [75].

D'autre part, il n'y a pas d'effet du passage à travers la matière dans le cas des oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$, car les deux neutrinos y interagissent identiquement. Par contre, il y en aura un dans le cas $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_s$, puisque l'interaction est maintenant différente. La formule (1.27) donne l'angle de mélange dans la matière[5]. À haute énergie, la longueur d'oscillation va tendre vers l'infini, et l'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_s$ disparaît. La distribution angulaire devrait donc être symétrique autour de $\cos\theta = 0$, ce qui est démentie par la figure 2.16 [75].

La figure 2.17 présente les régions autorisées dans le plan $(\sin^2 2\theta_{23}; \Delta m^2_{23})$ par Super Kamiokande sur lesquelles ont été superposées les régions exclues par l'analyse par courant neutre. L'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_s$ est finalement exclue à 99% de niveau de confiance.

Il n'en reste pas moins que la preuve de l'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ n'a toujours pas été apportée. Seule une expérience détectant l'apparition des ν_τ pourra le faire. C'est ce à quoi vont s'attacher les expériences OPERA et ICARUS dont nous reparlerons dans le chapitre 4.

2.6.1.2 Une autre utilisation du détecteur : l'expérience K2K

Pour vérifier les résultats de Super Kamiokande, il faut un faisceau de neutrinos se propageant sur une longue distance. À 250 km de la mine de Kamioka se trouve le centre de recherche japonais KEK. Il possède plusieurs accélérateurs, dont un synchrotron à protons qui accélère les protons à 12 GeV. Il va être utilisé pour créer un faisceau de neutrinos muoniques envoyés en direction de Super Kamiokande. Cette expérience se nomme K2K (pour *Kek to Kamioka*).

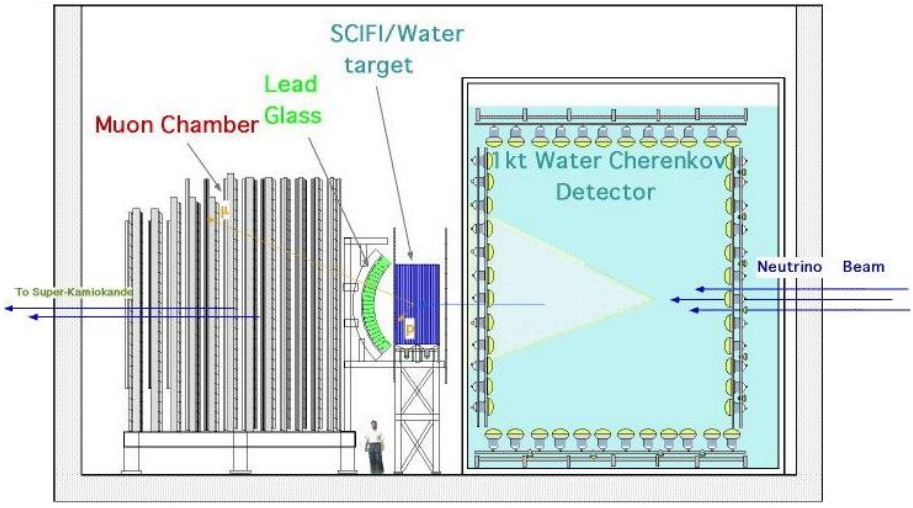


FIG. 2.18: Le détecteur proche de K2K.

Les protons sont envoyés sur une cible en aluminium dans le but de créer des pions chargés. Ceux-ci sont focalisés à l'aide de deux cornes magnétiques (voir chapitre 3) et se désintègrent

[5] La valeur de L_0 est différente, mais le principe du calcul est identique. En effet, le potentiel qui entre dans sa composition est dû aux interactions par courant neutre, et non par celles par courant chargé.

dans un tunnel de 200 m de long pour donner naissance à un faisceau de neutrinos ayant un spectre large, centré sur $1,3$ GeV. Le rapport L/E s'accorde avec une valeur de Δm^2 proche de 10^{-2}eV^2 qui était le résultat originel de Kamiokande. Le tunnel est suivi d'un stoppeur de faisceau qui arrête toutes les particules chargées. Le faisceau contient $98,2\%$ de ν_μ, $1,3\%$ de ν_e et $0,5\%$ de $\bar{\nu}_\mu$.

Étant donné que la différence de masse intervient en même temps que l'énergie dans les probabilités d'oscillations, l'analyse va utiliser le spectre en énergie des neutrinos. La difficulté de ce genre d'expérience est de connaître les conditions initiales du faisceau. Pour cela, 70 m après le tunnel de désintégration, le faisceau de neutrinos croise une série de détecteurs permettant de mesurer son flux et son spectre précisément. Il sera ainsi possible de le comparer avec celui trouvé dans Super Kamiokande, une fois que les neutrinos auront oscillé.

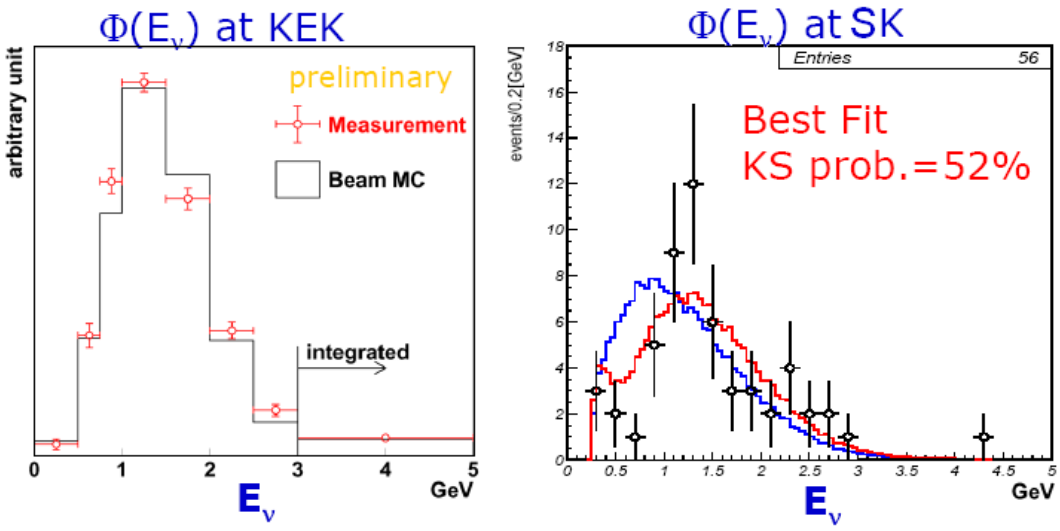


FIG. 2.19: Flux de neutrinos muoniques mesuré dans le détecteur proche de K2K (à gauche) et dans Super Kamiokande (à droite) [76]. Dans le graphique de droite, les courbes bleu et rouges représentent respectivement le signal attendu avec et sans oscillations.

Ces détecteurs sont de deux types. Un détecteur Čerenkov à eau d'une kilo-tonne permet de mesurer l'énergie. L'utilisation de la même technologie que Super Kamiokande permet de faciliter la comparaison entre les spectres. Enfin, un détecteur à grain fin suit le détecteur Čerenkov. Il est composé de fibres scintillantes détectant les muons créés par l'interaction des neutrinos dans une cible de 5 t d'eau, et est suivi de blocs de verre au plomb identifiant les électrons (les verres au plomb ont été remplacés en 2003 par des barreaux de scintillateurs). Un sandwich de plaque de fer et de tube à dérive termine le détecteur proche, permettant, grâce à la reconstruction du muon, de mesurer angle et énergie pour reconstruire le vertex de l'interaction du neutrino. L'ensemble de ces détecteurs est représenté sur la figure 2.18 et le spectre de l'énergie des neutrinos qu'ils mesurent est présenté sur la figure 2.19 qui présente également le flux de neutrinos détecté dans Super Kamiokande.

Les résultats de K2K [76] concordent avec ceux de Super Kamiokande. À 90% de niveau de confiance, Δm^2_{23} s'étale entre $1,7.10^{-3}$ eV^2 et $3,5.10^{-3}$ eV^2 pour un angle de mélange maximal. Le meilleur résultat de l'ajustement est :

$$\Delta m^2_{23} = 2,73.10^{-3} \text{ eV}^2.$$

2.6.2 La mesure précise des paramètres

La mesure de précision concerne principalement Δm^2_{23} puisque l'angle de mélange semble très proche d'être maximal. Elle sera faite aux États Unis, par l'expérience MINOS qui reprend le principe de K2K. La longueur du faisceau, de 732 km, entre FermiLab et la mine de Soudan, dans le Minnesota et son énergie, de $3,5$ GeV (version de basse énergie de NuMI), sont optimisés pour $\Delta m^2 \approx 10^{-3}\text{eV}^2$. Le détecteur est conçu pour être à la fois un calorimètre et un spectromètre, il est donc optimisé pour la mesure du spectre en énergie des neutrinos. Tout comme K2K, le flux du faisceau incident est mesuré à l'aide d'un détecteur proche.

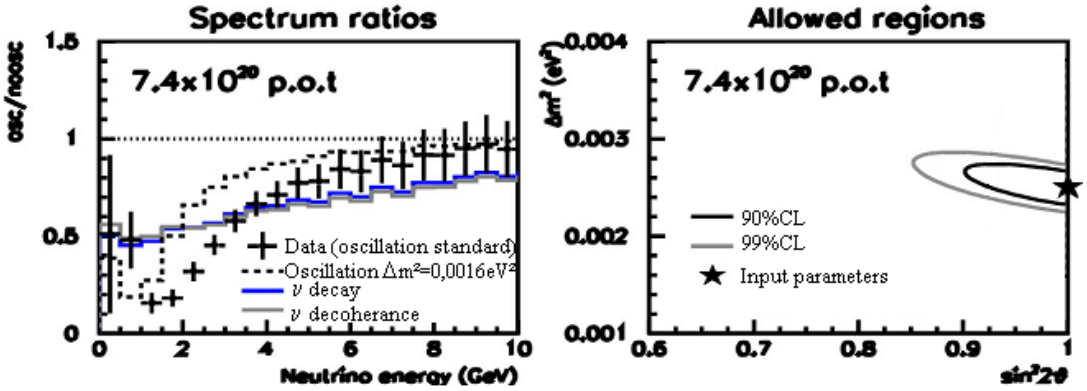


FIG. 2.20: Simulation des résultats attendus dans MINOS [77]. À gauche se trouve le rapport entre les spectres en énergies des détecteurs proche et lointain, ainsi que les comparaisons avec plusieurs modèles autres que les oscillations. À droite, la précision qu'il sera possible d'atteindre si $\Delta m^2_{23} = 2,5.10^{-3}\text{eV}^2$ et $\theta_{23} = 45°$.

Le détecteur est constitué d'un sandwich de plaques d'acier et de barreaux de scintillateur. Un champ magnétique toroïdal de $1,5$ T permet de mesurer l'impulsion des particules. Le détecteur possède une résolution de $23\%/\sqrt{E}$ pour les électrons et de $55\%/\sqrt{E}$ pour les hadrons. L'énergie des muons va être mesurée en combinant la mesure de la courbure dans le champ magnétique, la perte d'énergie dans le calorimètre et la longueur totale de la trace. La résolution atteinte est de $\Delta p/p = 12\%$. Un détecteur plus petit, construit avec les mêmes technologies, est positionné à 1000 m de la cible.

Le principe de l'analyse repose sur la comparaison des spectres en énergie mesurés dans les deux détecteurs comme dans K2K. Le rapport entre ces deux courbes est présenté sur le graphique de gauche de la figure 2.20. La façon dont il est déformé permet de mesurer Δm^2_{23}. MINOS a pour objectif de réduire à 10% l'erreur sur sa mesure. Les courbes d'exclusion à droite de la figure 2.20 montrent les résultats que peut espérer MINOS une fois que le faisceau aura intégré $7,4.10^{20}$ protons sur cible. On y voit également pour comparaison les résultats de Super Kamiokande avant l'analyse en L/E.

2.6.3 La preuve de l'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$

La levée complète de toute ambiguïté sur le mécanisme des oscillations de neutrinos ne peut se faire que par la détection de l'apparition d'une saveur. On peut considérer que SNO est la première expérience d'apparition, puisqu'elle a détecté des neutrinos autres qu'électroniques en provenance du Soleil. Mais ces neutrinos n'ont pas été identifiés par courant chargé.

Il n'existe pas d'équivalent à SNO pour prouver les oscillations avec Δm^2_{23}, et le projet européen de faisceau de neutrinos (nommé CNGS) est dédié à cette recherche. Il sera tiré du

CERN vers le laboratoire du Gran Sasso, en Italie, dans lequel seront installées deux expériences : OPERA (qui fait l'objet du chapitre 4) et ICARUS [78].

ICARUS utilise une technologie novatrice : une chambre à projection temporelle remplie d'argon liquide. L'argon possède l'avantage de laisser les électrons d'ionisation se propager jusqu'aux fils d'anodes, et d'avoir une densité suffisamment élevée ($1,4$ g/cm^3) pour servir de cible aux neutrinos. La masse fiduciaire d'argon dans ICARUS s'élèverait à $1,5$ kt. Le détecteur peut reconstruire les trajectoires, mais aussi détecter de la lumière de scintillation et Čerenkov, ou encore mesurer l'impulsion grâce aux diffusions multiples des particules.

Les interactions de neutrinos tauïques sont identifiées par des critères cinématiques, car la résolution de la reconstruction des traces (de l'ordre du millimètre) ne permet pas d'observer directement le τ, au contraire d'OPERA. Le canal préféré est la désintégration du τ en électron car la gerbe électromagnétique se développe sans ambiguïté dans le volume d'argon. $11,9$ événements devraient être détectés en 5 ans de prise de données, si $\Delta m^2_{23} = 2,5.10^{-3}$ eV^2, et le bruit de fond devrait être inférieur à $0,7$ événement, ce qui est du même ordre de grandeur que les performances attendues par OPERA.

2.7 Oscillation à $\Delta m^2 \sim 1$ eV^2 ?

L'expérience LSND (*Liquid Scintillator Neutrino Experiment*) fut menée au Laboratoire de Los Alamos au Nouveau Mexique entre 1993 et 1997. Elle était dédiée à l'étude de l'apparition de neutrinos électroniques dans un faisceau de neutrinos muoniques.

Le détecteur était constitué d'un réservoir de 167 t d'un liquide scintillant peu dense entouré de photomultiplicateurs. Il était possible de détecter la lumière de scintillation ainsi que la lumière Čerenkov. L'expérience utilisait un faisceau de pions se désintégrant en vol comme source de neutrinos muoniques. Les pions étaient produit par l'interaction d'un faisceau de protons de 800 MeV de haute intensité interagissant avec une cible. Il était également possible d'étudier l'apparition d'anti-neutrinos électroniques grâce à un faisceau d'anti-neutrinos muoniques produit par la désintégration de muons au repos dans l'absorbeur du faisceau.

Les résultats de cette expérience montrent un excès d'événements par rapport à un modèle sans oscillations. Les résultats dominant proviennent de l'analyse des oscillations entre anti-neutrinos [79]. Ils sont corroborés par ceux de l'analyse des oscillations entre neutrinos [80]. Ils se traduisent en terme d'oscillation de neutrinos par la figure 2.21.

Dans un même temps, au Royaume Uni, l'expérience KARMEN [81] poursuivait le même but, à proximité de la source de neutrons ISIS. L'interaction du faisceau de protons produisant les neutrons produisait aussi des pions et donc des neutrinos. L'avantage d'ISIS réside dans la structure en temps très étroite du faisceau de protons (2 paquets de protons de 100 ns) qui permet de bien discriminer les événements en provenance du faisceau des événements fortuits. La prise de données dura entre 1990 et 1995, 15 événements passèrent les critères de sélection, ce qui est compatible avec le bruit de fond attendu. KARMEN conclut donc à un absence d'oscillations pour l'espace des paramètres en violet sur la figure 2.22.

Une analyse combinée des résultats de KARMEN ainsi que de LSND a été publiée [82]. Il en ressort deux régions possibles pour Δm^2 : l'une autour de 7 eV^2, est assez défavorisée par d'autres expériences telles que NOMAD [83], et l'autre pour $0.2\ eV^2 < \Delta m^2 < 1\ eV^2$. L'ensemble des résultats expérimentaux, incluant cette analyse, est présenté sur la figure 2.22.

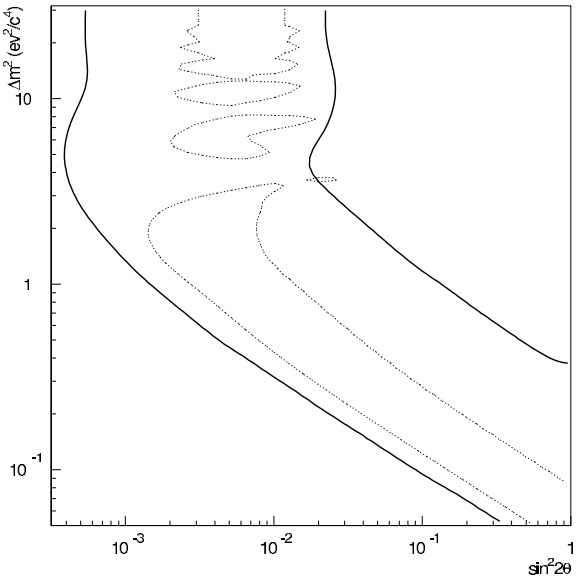


FIG. 2.21: Zones autorisées pour les paramètres d'oscillation par l'expérience LSND à 95% de niveau de confiance. Les traits pleins proviennent des résultats des anti-neutrinos et les pointillés des mesures avec les neutrinos.

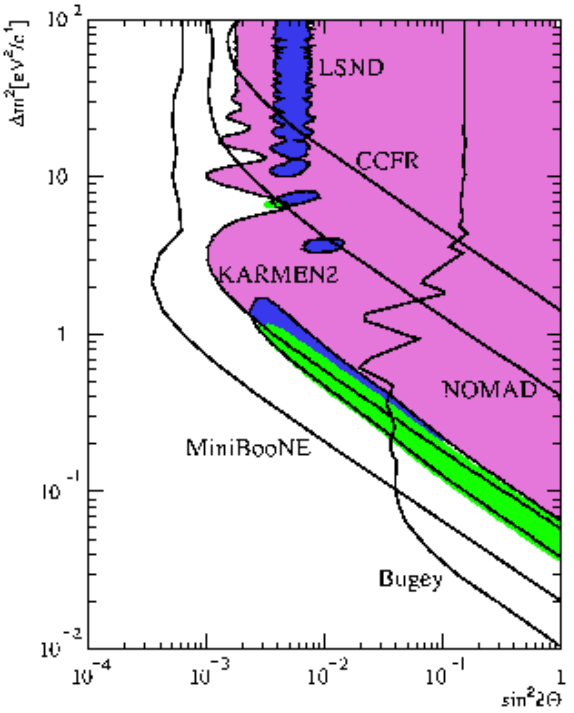


FIG. 2.22: Contours d'exclusion à 90% de niveau de confiance de diverses expériences. La zone rejetée par KARMEN est en violet, celle autorisée par LSND en bleu, et celle permise par une analyse combinée des deux expériences en vert.

Les résultats de LSND sont en contradiction avec les oscillations de neutrinos solaires et atmosphériques que nous avons vues dans les paragraphes précédents. On trouve 3 valeurs différentes de Δm^2, ce qui est incompatible avec trois états propres de masses. Il faut donc rajouter un état propre de masse, et donc imaginer un nouveau neutrino. Or les résultats du LEP (voir paragraphe 2.4) prouvent qu'il n'existe que trois neutrinos interagissant avec la matière. Ce quatrième neutrino est donc stérile. Il est très fortement défavorisé par Super Kamiokande (voir paragraphe 2.6.1.1). L'existence de plus de trois neutrinos ne modifie pas en profondeur le mécanisme des oscillations. Il faut simplement étendre le nombre des états propres et la dimension de la matrice $\mathcal{U}_{PMNS}$ (1.16) au nombre total de neutrinos désiré.

La conclusion de cette énigme sera apportée par l'expérience MiniBooNE [84] au FermiLab. Le faisceau de neutrinos est différent de celui de LSND, et donc les erreurs systématiques le sont aussi. Cela permettra de faire une comparaisons non biaisée des résultats. Sa sensibilité est tracée sur le graphique de la figure 2.22. Elle englobe entièrement la zone proposé par LSND, et pourra donc confirmer ou infirmer cette expérience. Dans le cas de la vérification de l'apparition de neutrinos avec une telle différence de masse, un plus grand détecteur (BooNE) serait construit sur le même modèle pour étudier minutieusement ce phénomène.

2.8 A la recherche de θ_{13} et de δ_{CP}

Les dernières années ont apporté beaucoup de succès à la physique du neutrino, et le voile a commencé à se lever sur les mystères de cette particule. Elle n'en a pas pour autant livré tous ses secrets. L'angle de mélange (θ_{13}) n'a toujours pas été mesuré, sa limite est pour l'instant donnée par l'expérience sur réacteur CHOOZ (paragraphe 2.8.1). Les tentatives pour repousser la limite, voir le mesurer, sont passées en revue dans les paragraphes suivants.

L'existence d'une matrice de mélange avec les neutrinos autorise la présences de phases que l'on ne connaît toujours pas. Tout d'abord, il y a la question fondamentale de la violation de CP dans le domaine leptonique, rendue possible si la phase δ_{CP} n'est pas nulle. Dans l'hypothèse où le neutrino est une particule de Majorana, deux phases supplémentaires existent, et ce serait les derniers paramètres à découvrir pour que le voile soit complètement levé sur le neutrino.

Le signe de Δm^2_{12} a été défini par l'effet MSW dans le soleil, mais rien ne contraint à l'heure actuelle le signe de Δm^2_{23}, ce qui pose le problème de la hiérarchie de masse qui ne pourra être résolu que par la mesure de l'effet MSW dans la Terre à l'aide de très longs faisceaux de neutrinos (de l'ordre de 3000 km). Le signe de Δm^2_{23} participe au problème de dégénérescence qui sera posé dans le paragraphe 2.8.5. Nous verrons ensuite comment les super faisceaux puis les usines à neutrinos permettront de poursuivre les recherches sur cette particule.

2.8.1 CHOOZ

Dans le courant des années 90, EDF installe deux nouveaux réacteurs dans une centrale nucléaire située dans les Ardennes, près du village de CHOOZ qui va prêter son nom à une expérience. À environ 1 km de là un laboratoire souterrain a été aménagé pour y installer un détecteur fait d'une cible de 5 t de scintillateur dopé au gadolinium (le gadolinium est un noyau neutrophage qui émet des γ après avoir capturé les neutrons). Cette cible est entourée de photo-détecteurs pour observer les photons de scintillation et ceux du gadolinium, de détecteurs servant de véto cosmique ainsi que d'un blindage. Les anti-neutrinos produits par les réacteurs interagissent par courant chargé dans la cible : $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. Le positon est détecté grâce au scintillateur, le neutron est capturé par le gadolinium et les photons de ce dernier sont ensuite également détectés par le scintillateur.

L'analyse des résultats conduit, après un an de prise de données, à un rapport entre le flux mesuré et le flux prédit de [85] :

$$R^{CHOOZ} = 1,01 \pm 0,028(stat) \pm 0,027(syst).$$

Ce chiffre est compatible avec un modèle sans oscillation, ce qui se traduit en terme des paramètres qui gouvernent les oscillations $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ par une faible valeur pour l'angle θ_{13} : $\sin^2 2\theta_{13} < 0.14$ à 90% de niveau de confiance et pour $\Delta m^2_{13} \simeq 2,4.10^{-3}$ eV^2. La figure 2.23 montre les contours d'exclusion obtenus par CHOOZ.

Un analyse plus récente a été menée dans [86], en utilisant le formalisme à trois saveurs et en incluant les données des neutrinos solaires et de KamLAND. Elle conforte le résultat de CHOOZ, et le complète pour les basses valeurs de Δm^2. Les contours d'exclusions sont représentés dans la figure 2.24.

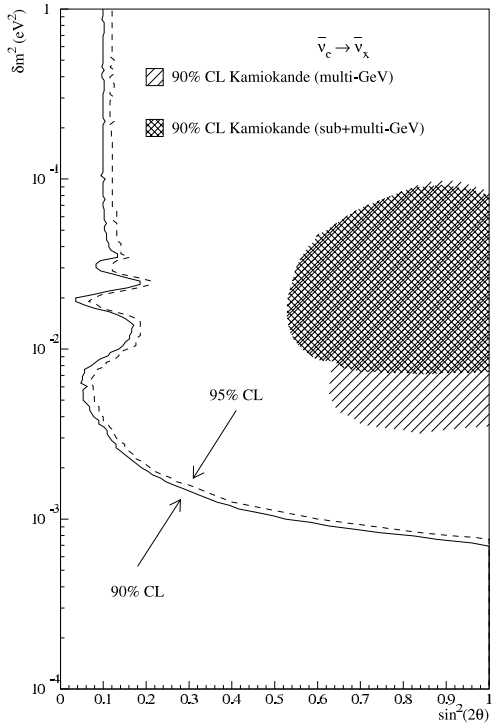


FIG. 2.23: Contours d'exclusion obtenu par CHOOZ. Les zones grisées correspondent aux résultats de Kamiokande (qui ont bien changé depuis, voir paragraphe 2.6).

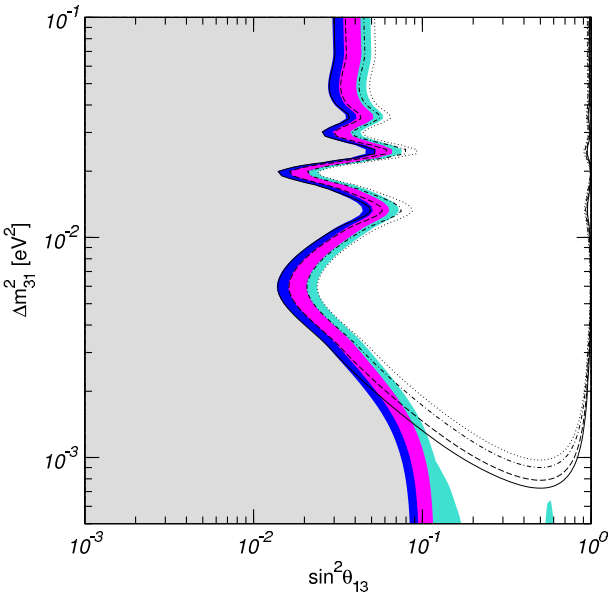


FIG. 2.24: Contours à 90%, 95% et 99% et 3σ pour CHOOZ seul (lignes noires) et pour les données CHOOZ+solaire+KamLAND (régions colorées).

2.8.2 La quête continue

Les erreurs statistiques et systématiques entachant le rapport R^{CHOOZ} sont du même ordre et prendre des données pendant une période plus longue n'aurait pas été un gain remarquable. Pour endiguer les erreurs systématiques, on peut placer un détecteur à proximité des réacteurs pour mesurer le flux initial. Plusieurs projets de ce type sont à l'étude de part le monde, et de là est née l'idée de réutiliser le site de CHOOZ, qui offre l'avantage d'une protection aux rayons cosmiques tout en étant à une bonne distance d'une centrale nucléaire. Les erreurs systématiques vont ainsi descendre en dessous du pour cent selon les protagonistes du projet. L'expérience a été baptisée Double-CHOOZ en raison de l'utilisation de deux détecteurs [87]. Ces nouveaux détecteurs sont des évolutions de celui des années 90. Il sera ainsi possible de mesurer $\sin^2 2\theta_{13}$ jusqu'à $0,024$ en trois ans de prise de données et pour $\Delta m^2_{23} \simeq 2,4.10^{-3}$ eV^2.

D'autre expériences cherchent à mesurer cet angle en utilisant un faisceau de neutrinos, et l'apparition de neutrinos électroniques. MINOS et les expériences du CNGS ont toutes trois un programme de recherche de $\sin^2 2\theta_{13}$, et pourraient atteindre la limite de 6.10^{-2} pour MINOS et OPERA, de 4.10^{-2} pour ICARUS, et de 3.10^{-2} pour une analyse combinée d'OPERA et ICARUS [88].

2.8.3 Le futur proche

Les neutrinos muoniques issus de $\pi^{\pm}$ possèdent la propriété d'avoir un spectre en énergie de plus en plus étroit au fur et à mesure que leur direction s'écarte de l'axe du faisceau de pions (voir paragraphe 3.1.3.1). On peut donc avoir une bien meilleure détermination de L/E en se plaçant hors de l'axe du faisceau. De plus, la pureté du faisceau augmente plus l'on s'éloigne de l'axe et cela réduit le bruit de fond. Une expérience s'appelant NOνA pour *Numi Off-axis* ν_e *Appearance*[6] viendra se placer à 14 mrad de l'axe du faisceau de MINOS (appelé NuMI) à une distance d'environ 800 km de la source (le site n'est pas encore déterminé). Elle espère ainsi abaisser la limite sur $\sin^2 2\theta_{13}$ à 0,01 (pour $\Delta m^2_{23} \simeq 2,4.10^{-3}$ eV^2). Elle étudiera aussi les effets de matière et si θ_{13} n'est pas trop petit ($\sin^2 2\theta_{13} \simeq 5,1.10^{-2}$ pour un résultat à deux écarts standards), elle pourra lever l'ambiguïté sur le signe de Δm^2_{23}.

D'autre part, un faisceau de neutrinos muoniques de nouvelle génération est en cours de construction au Japon, dénommé T2K (Tokay to Kamioka) [89]. La puissance du faisceau de protons lui donnant naissance est de $0,75$ MW, ce qui est le prélude aux futurs super faisceaux (voir paragraphe suivant). Le faisceau sera tiré sur Super Kamiokande, et les mesures seront faites dans le canal d'apparition de neutrinos électroniques. L'expérience débutera en 2009 et peut, dans une première phase, mesurer $\sin^2 2\theta_{13}$ jusqu'à $7,6.10^{-3}$.

θ	$\sin^2 2\theta$	θ	$\sin^2 2\theta$	θ	$\sin^2 2\theta$
$15°$	$0,25$	$4°$	$1,9.10^{-2}$	$1°$	$1,2.10^{-3}$
$10°$	$0,12$	$3°$	$1,1.10^{-2}$	$0,5°$	$3,1.10^{-4}$
$5°$	3.10^{-2}	$2°$	$4,9.10^{-3}$	$0,1°$	$1,2.10^{-5}$

TAB. 2.1: Correspondance entre θ_{13} et $\sin^2 2\theta_{13}$.

Les comparaisons entre les sensibilités des différents projets sont parfois données dans la littérature en fonction de θ_{13} plutôt que de $\sin^2 2\theta_{13}$. La table 2.1 permet de faciliter le passage d'un système à l'autre.

2.8.4 La violation de CP

La découverte de la violation de CP dans le domaine leptonique est rendue difficile par le fait que la phase δ_{CP} qui en est à l'origine apparaît dans la matrice $\mathcal{U}_{PMNS}$ (1.16) multipliée par $\sin\theta_{13}$ (en fait, dans le facteur de Jarlskog, équation (1.21)). Les effets sont donc affaiblis par la valeur de θ_{13}. Elle s'étudie en comparant les oscillations $\nu_\alpha \to \nu_\beta$ et $\bar{\nu}_\alpha \to \bar{\nu}_\beta$. Si l'on choisit d'étudier les oscillations entre neutrinos muoniques et électroniques, l'asymétrie due à la violation de la symétrie CP s'exprime sous la forme [90] :

$$\mathcal{A}_{CP} = \frac{\mathcal{P}_{\nu_\mu\to\nu_e} - \mathcal{P}_{\bar{\nu}_\mu\to\bar{\nu}_e}}{\mathcal{P}_{\nu_\mu\to\nu_e} + \mathcal{P}_{\bar{\nu}_\mu\to\bar{\nu}_e}} \simeq \frac{\Delta m^2_{12} L}{4E_\nu}.\frac{\sin 2\theta_{12}}{\sin\theta_{13}}.\sin\delta_{CP} - \frac{V_C L}{E_\nu}\frac{\cos\left(\frac{\Delta m^2_{23} L}{4E_\nu}\right)}{\sin\left(\frac{\Delta m^2_{31} L}{4E_\nu}\right)}. \qquad (2.2)$$

L'assymétrie CP est donc augmentée étant donné que $\sin\theta_{13}$ se trouve au dénominateur. Cependant, le nombre d'événements étant dépendant de θ_{13}, donc plus celui-ci est petit, plus la précision statistique est difficile à atteindre.

[6] Apparition de ν_e hors de l'axe du faisceau NuMI.

La violation de CP n'est pas visible dans les expériences de disparition. En effet, $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha$ est symétrique par renversement du temps, et le respect de la symétrie CPT implique que la symétrie CP soit conservée.

Deux types d'expériences ont la possibilité d'accéder à la phase δ_{CP} tout en repoussant loin la limite sur la valeur de θ_{13} (ou la mesurer précisément si elle est au dessus de cette limite).

Les expériences sur super faisceaux sont les projets les plus répandus. Ce sont des faisceaux de neutrinos muoniques de haute intensité. Ils sont créés à partir de faisceaux de protons de 4 MW. θ_{13} y est mesuré par l'observation de l'apparition de neutrinos électroniques.

Il y aurait d'abord la seconde phase de T2K : la puissance du faisceau de protons créant le faisceau de neutrinos passerait de $0,75$ MW à 4 MW et un détecteur beaucoup plus grand, Hyper Kamiokande, serait construit. Ce serait encore un réservoir d'eau détectant la lumière Čerenkov, mais ayant une masse de l'ordre de la méga-tonne. Des projets similaires sont à l'étude aux États Unis et en Europe, avec une source de protons de 4 MW. Le projet américain partirait de Brookhaven [91] ou de FermiLab, et plusieurs sites sont à l'étude pour accueillir le détecteur. Une possibilité serait la mine de Hendersen dans le Colorado. Le projet européen du CERN fait l'objet du chapitre 5 et se nomme SPL-Fréjus, car un détecteur de 440 kt serait placé dans une extension du Laboratoire Souterrain de Modane au Fréjus. Les super faisceaux bénéficient d'une plus grande statistique (due au faisceau d'une part, et à la masse du détecteur d'autre part). Ils sont à faible énergie pour ne pas subir les effets de matière et pour augmenter la pureté du faisceau (pas ou peu de production dans la cible de kaons pouvant être source de neutrinos électroniques).

Un autre projet est en cours d'étude. Il pourrait prendre place au CERN. Il s'agit de créer un faisceau exclusivement composé de neutrinos ou d'anti-neutrinos électroniques à partir de la désintégration bêta de noyaux accélérés avec une poussée de Lorentz aux alentours de 100. Ce faisceau porte le nom de *faisceau bêta*. Le dispositif permettant de produire ces faisceaux est décrit dans le paragraphe 3.1.3.2.

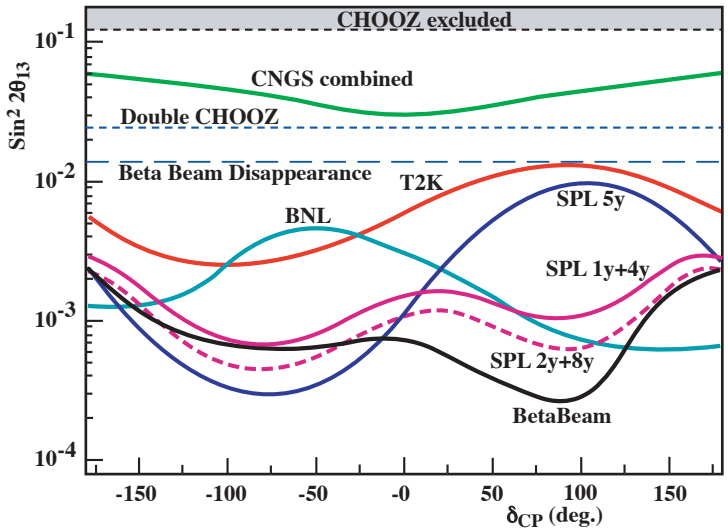


FIG. 2.25: Sensibilité de différentes expériences à θ_{13} en fonction de δ_{CP}. Les résultats du SPL sont ceux calculés dans le chapitre 5.

L'avantage des faisceaux bêta, est qu'ils peuvent mesurer séparément θ_{13} et δ_{CP}. θ_{13} est mesuré en détectant un déficit de neutrinos électroniques (il est ainsi décorrélé de δ_{CP}) et la mesure de δ_{CP} se fait en comparant les apparitions de ν_μ et de $\bar{\nu}_\mu$ dans le faisceau. La figure 2.25 compare les sensibilités à la mesure de θ_{13} en fonction de δ_{CP}. On voit que les résultats les plus prometteurs sont une combinaison du super faisceau SPL et du faisceau bêta. Ils auraient l'avantage d'être tous les deux tirés du CERN, et pour peu qu'ils soient décalés en temps, ils peuvent utiliser le même détecteur, ce qui réduirait les erreurs systématiques lors de la combinaison des résultats.

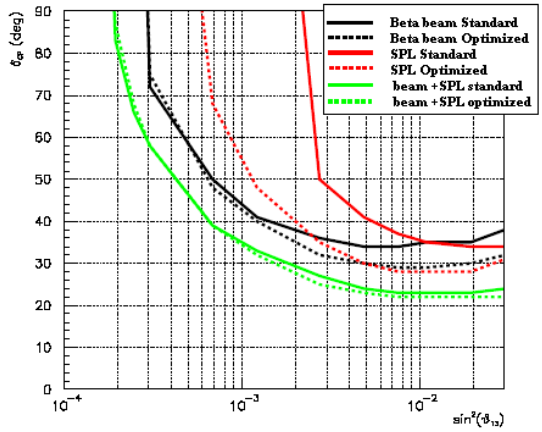


FIG. 2.26: Potentiel de découverte de δ_{CP} à trois écarts standards avec un faisceau bêta en fonction de θ_{13} ainsi que dans le projet SPL-Fréjus [92]. L'optimisation du projet SPL utilisée est celle présentée au chapitre 5.

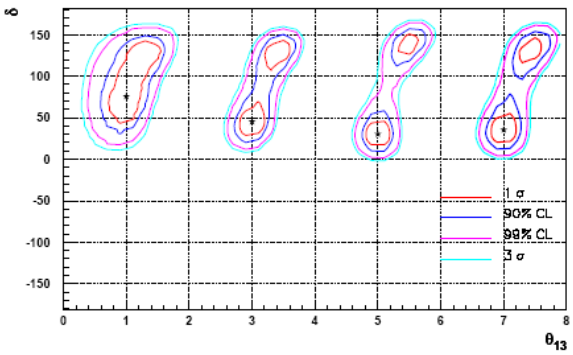


FIG. 2.27: Ajustement de θ_{13} et δ_{CP} pour une valeur initiale de θ_{13} de 1°, 3°, 5° et 7°.

Les figures 2.26 et 2.27 représentent les possibilités de mesurer δ_{CP} à l'aide du faisceau bêta. La figure 2.26 nous montre les valeurs de δ_{CP} mesurables à trois écarts standards en fonction de la valeur de θ_{13}, à la fois par un faisceau bêta, par le projet SPL-Fréjus et par une analyse combinée des deux expériences. La figure 2.27 montre ce que serait le résultat si θ_{13} prend une des quatre valeurs particulières suivantes : 1°, 3°, 5° ou 7° (voir la table 2.1 pour les conversions en $\sin^2 2\theta_{13}$).

2.8.5 Le problème de la dégénérescence

Certains paramètres ne sont pas mesurés de façon unique. Nous avons déjà remarqué que le signe de Δm^2_{23} n'était pas déterminé. De même, si θ_{23} n'est pas exactement égal à 45°, sa valeur peut se trouver d'un côté ou de l'autre de 45° sans modifier $\sin 2\theta_{23}$. Cette ambiguïté s'exprime comme une indétermination du signe de $\tan 2\theta_{23}$.

A ces deux questions s'ajoute une dégénérescence des solutions du calcul des probabilités d'apparition, à énergie et longueur de faisceau fixées. La référence [93] a montré qu'une infinité de couples $(\theta_{13}, \delta_{CP})$ conduisaient à la même probabilité $\mathcal{P}_{\nu_\alpha \to \nu_\beta}$. Ce phénomène est connu sous le nom des courbes d'équiprobabilités dans le plan $(\theta_{13}; \delta_{CP})$.

En considérant les neutrinos ainsi que les anti-neutrinos (toujours à L/E fixé), on obtient des courbes d'équiprobabilités se coupant en deux points, ce qui réduit la dégénérescence continue à une ambiguïté entre ces deux couples $(\theta_{13}, \delta_{CP})$. Elle porte le nom de *dégénérescence intrinsèque*

La combinaison de ces trois inconnues donne huit solutions différentes parmi lesquelles une seule est la bonne, alors que les autres en sont des *clones*.

L'analyse combinée du super faisceau SPL et du faisceau bêta permet de contraindre ces dégénérescences en mesurant θ_{13} et δ_{CP} [94], mais pas suffisamment pour résoudre réellement le problème. Pour cela, il faudra attendre l'avènement des usines à neutrinos.

2.8.6 L'outil ultime : l'usine à neutrinos

D'ici une vingtaine d'années peut être, les usines à neutrinos pourront produire des faisceaux de neutrinos composés à 50% de neutrinos muoniques et à 50% d'anti-neutrinos électroniques (ou leurs symétriques par conjugaison de charge) à partir de muons accélérés et stockés dans un anneau. L'intensité du faisceau de muons est de quelques 10^{20} muons par an, ce chiffre variant selon les projets, avec pour but d'enregistrer au total 10^{21} muons. Le fonctionnement de telles usines est présenté dans le paragraphe 3.1.3.3.

Les usines à neutrinos ont accès aux canaux suivants :

- $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ - $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$
- $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ - $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ ainsi que leurs conjugués de charge
- $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ - $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$.

Les oscillations sont étudiées dans les modes d'apparition. Elles sont signées par l'apparition d'une particule ayant la "mauvaise" charge. Prenons pour exemple l'oscillation $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$. Le faisceau contient 50% de ν_μ qui vont produire des μ^-, alors que les $\bar{\nu}_\mu$ créés par l'oscillation des $\bar{\nu}_e$ vont produire des μ^+. Un détecteur magnétisé est donc indispensable pour mesurer la charge.

Les usines à neutrinos pourront dans un premier temps mesurer les paramètres déjà connus avec une très grande précision : de l'ordre du pour cent pour Δm^2_{23} et de l'ordre de 10% pour θ_{23} [95]. La sensibilité à θ_{13} est aussi remarquable puisqu'il sera mesurable jusqu'à $\sin^2 2\theta_{13} < 10^{-5}$. Elles ouvrent aussi la voie à la levée de la dégénérescence vue au paragraphe précédent. L'intensité et la focalisation du faisceau sont telles qu'il est possible de positionner un détecteur à plusieurs

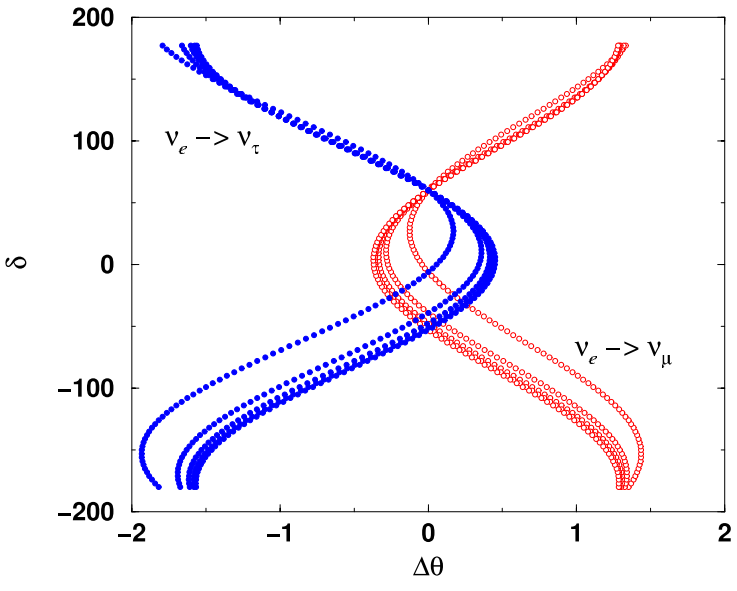


FIG. 2.28: Courbes d'equiprobabilités pour les événement en or (en rouge) et les événements en argent (en bleu). Les différentes courbes correspondent à différents intervalles d'énergie. $\Delta\theta$ est l'écart à une valeur nominale choisie à 5° et la valeur nominale de δ_{CP} est 60°.

milliers de kilomètres de la source de neutrinos. Ceux-ci vont donc voyager le long d'une grande distance sous terre, et les effets de matière vont pouvoir se faire sentir, ce qui permet de lever l'ambiguïté sur le signe de Δm^2_{23}.

La tâche la plus importante des usines à neutrinos sera de découvrir la violation de CP dans le domaine leptonique. Si en effet les expériences précédentes peuvent donner des indications, le problème de la dégénérescence intrinsèque les limite. Les usines à neutrinos peuvent faire face à ce problème de trois façons.

Tout d'abord, la position des clones dépend fortement du rapport L/E, or les usines à neutrinos peuvent tirer deux faisceaux dans deux directions, et donc faire varier la valeur de L/E. Il faudrait dans ce cas un faisceau de l'ordre de 3000 km et un de l'ordre de 7500 km. Ces distances sont dictées par la figure 1.6 du paragraphe 1.6.

Il est également possible de comparer les résultats des usines à neutrinos à ceux des super faisceaux de neutrinos. Cela donne une plus grande flexibilité dans le choix de la distance entre la source et le détecteur. Les super faisceaux étant prévus sur des longueurs plus courtes en général.

Une autre possibilité est d'utiliser une distance de 3000 km couplée à une distance de 732 km (la distance entre le CERN et le laboratoire du Gran Sasso), et d'y installer un détecteur de type OPERA pouvant identifier les τ. La raison de cela est que l'oscillation $\nu_e \to \nu_\tau$ se comporte de façon opposée à l'oscillation $\nu_e \to \nu_\mu$. Cela s'explique simplement par le fait que $\mathcal{P}_{\nu_e \to \nu_e}$ est insensible à la symétrie CP, et par la relation d'unitarité des probabilités :

$$\mathcal{P}_{\nu_e \to \nu_e} + \mathcal{P}_{\nu_e \to \nu_\mu} + \mathcal{P}_{\nu_e \to \nu_\tau} = 1.$$

On parle alors, en cette année olympique, de *canal en or* pour les oscillations $\nu_e \to \nu_\mu$ et de *canal en argent* pour les oscillations $\nu_e \to \nu_\tau$.

Dans cette situation, les courbes d'equiprobabilité ne se croisent plus qu'en un seul point, comme le montre la figure 2.28 [96].

expérience	limites sur $\sin^2 2\theta_{13}$	état
MINOS	6.10^{-2}	prise de données
CNGS	3.10^{-2}	en construction
Double CHOOZ	$2,4.10^{-2}$	en projet
NOνA	10^{-2}	"
T2K-I	$7,6.10^{-3}$	"
SPL-Fréjus	2.10^{-3}	"
faisceau bêta	2.10^{-3}	"
T2K-II	6.10^{-4}	"
usine à neutrino	10^{-5}	"

TAB. 2.2: Sensibilité à $\sin^2 2\theta_{13}$ des futurs expériences, à 90% de niveau de confiance (les références sont dans le texte).

La quête de θ_{13} peut être résumée par la table 2.2. Cette dernière récapitule les valeurs de $\sin^2 2\theta_{13}$ qui pourront être exclues par les différents projets. Les expériences sont classées par ordre chronologique.

La figure 2.29 résume les sensibilités de quatre futurs projets, en mettant en perspective les facteurs limitants. Elle montre que la phase I de T2K est limitée par la statistique alors que la phase à haute intensité est limitée par les erreurs systématiques et les corrélations. Dans le cas de

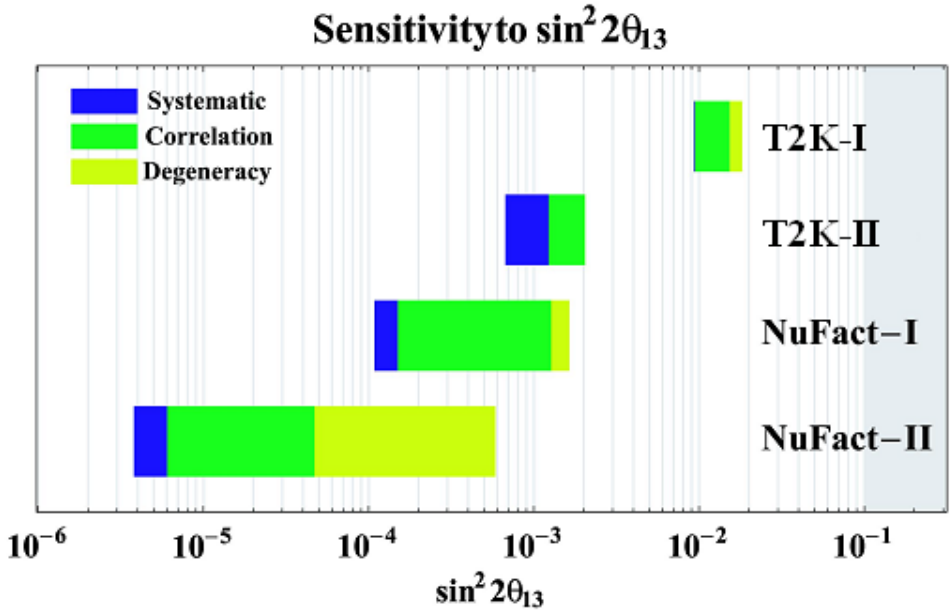


FIG. 2.29: Sensibilité à $\sin^2 2\theta_{13}$ à 90% de niveau de confiance pour différentes expériences. Le graphique montre les effets des différentes sources d'erreur. Il a été calculé avec les paramètres $\Delta m^2_{23} = 3.10^{-3}$ et $\sin^2 2\theta_{23} = 0,8$. Les projets présentés sont les phases 1 et 2 de T2K, NuFact-I (c'est à dire une intensité de 10^{20} μ/an, un détecteur de 10 kt et une prise de données de 5 ans), et NuFact-II (cette fois-ci, l'intensité est de $5,3.10^{10}$ μ/an, le détecteur fait 50 kt, et la prise de données dure 8 ans) [97].

la première phase des usines à neutrinos, on observe que les corrélations dominent la sensibilité, alors que dans la seconde phase, c'est le problème de dégénérescence qui réduit la sensibilité. Cela démontre l'intérêt de tenter de résoudre ces deux questions en combinant des expériences utilisant des techniques et des distances différentes.

Chapitre 3

Le faisceau de neutrinos du CERN vers le Gran Sasso

Quand on prend les virages en ligne droite,
c'est que cela ne tourne pas rond dans le carré de l'hypoténuse.
Pierre Dac, Pensées.

La physique des particules est depuis longtemps consommatrice de faisceaux de neutrinos. L'idée d'utiliser des accélérateurs pour produire des neutrinos est née simultanément dans les esprits de Pontecrovo [98] et de Schwartz [99], et la première réalisation permit de découvrir le neutrino muonique [42]. Par la suite, les faisceaux ont été très fortement améliorés par l'invention d'un système de focalisation de particules chargées, les cornes magnétiques, par van der Meer en 1961 [100]. Les faisceaux de neutrinos ont non seulement servi à mieux comprendre cette particule, mais ils ont également participé à l'établissement du Modèle Standard avec la découverte des courants neutres [1].

Les faisceaux de neutrinos possèdent un grand avantage pour la physique des oscillations. Il est possible de comparer le contenu du faisceau entre deux points éloignés pour observer d'éventuels changements. Par exemple, le faisceau entre KEK et Super Kamiokande, évoqué paragraphe 2.6.1.2, ou bien le faisceau NuMI entre FermiLab et la mine de Soudan aux États Unis, qui fonctionnera en 2005 avec l'objectif de mesurer la disparition de ν_μ. Dans ce cas, il est nécessaire de disposer d'une normalisation précise du faisceau qui est obtenue à l'aide d'un détecteur proche de la source du faisceau (environ à 1 km de la cible dans le cas de NuMI). Dans le cas des expériences utilisant le faisceau CNGS, la présence d'un détecteur proche n'est pas nécessaire, puisqu'il s'agit de détecter l'apparition de neutrinos tauïques que nous savons absent du faisceau à sa création.

Le CERN enverra en 2006 un faisceau de neutrinos vers le laboratoire italien du Gran Sasso, à une distance de 732 km. Ce faisceau a été baptisé CNGS, pour *Cern Neutrino to Gran Sasso*. Il tire donc son nom de son point de départ et de son point d'arrivée. Le projet CNGS est différent des autres faisceaux déjà cités, car le but est d'observer dans deux détecteurs (OPERA, présenté au chapitre 4, et ICARUS [78]) des neutrinos tauïques apparus dans un faisceau n'en contenant qu'une proportion négligeable à son départ du CERN. Il n'y a donc pas besoin d'un détecteur proche a priori.

Ce chapitre s'attache d'abord à une description du fonctionnement des faisceaux de neutrinos, quel qu'en soit le type et décrit le fonctionnement des cornes électromagnétiques. Il va ensuite présenter une description technique du CNGS, décrivant la totalité de la ligne de faisceau, dont les éléments de focalisation sont construits au Laboratoire de L'Accélérateur Linéaire. Il se termine par la simulation du faisceau et la présentation des résultats de cette simulation.

3.1 Principe de base des faisceaux de neutrinos

3.1.1 Les faisceaux de neutrinos conventionnels

Les faisceaux de neutrinos sont très majoritairement formés de neutrinos (ou d'anti-neutrinos) muoniques produits par désintégration. Il faut donc dans un premier temps créer les particules qui se désintégreront. Dans le cas des faisceaux conventionnels, cette particule est le pion. Elle est produite par l'interaction d'un faisceau de protons sur une cible. Les pions vont ensuite se désintégrer en muons et en neutrinos muoniques.

D'autres particules peuvent produire des neutrinos en se désintégrant. C'est le cas des muons et des kaons qui produisent aussi bien des neutrinos électroniques que muoniques. C'est la raison pour laquelle les faisceaux de neutrinos ne sont pas "purs".

Les particules qui seront éjectées de la cible ont une impulsion transverse non négligeable, et beaucoup sont perdues. Il faut des faisceaux de protons suffisamment énergétiques pour pouvoir bénéficier de la poussée de Lorentz. Très vite, on s'est rendu compte qu'il fallait trouver un moyen de collecter ces particules secondaires. La première solution fut l'invention des cornes (ou trompe) électromagnétiques, qui créent un champ magnétique toroïdal rabattant les particules d'une charge donnée vers l'axe du faisceau. Leur fonctionnent est décrit dans le prochain paragraphe. Une autre solution est d'utiliser une série de solénoïdes pour faire spiraler les particules. Le champ diminue de solénoïde en solénoïde et ainsi l'impulsion transverse diminue alors que le rayon de courbure augmente. Contrairement aux cornes électromagnétiques, ce système focalise les pions quelque soit leur charge (seul le sens de rotation change), ce système n'est donc pas utilisable pour réaliser un super-faisceau. Par contre, il peut être envisageable dans le cas des usines à neutrinos (voir paragraphe 3.1.3.3), et est à l'étude pour la réalisation des projets américains de ce type de faisceaux. Son avantage est de mieux s'adapter à la suite de la ligne de faisceau, dont le tunnel de désintégration est entouré de solénoïdes.

Après que les particules soient collectées, il faut leur laisser le temps de se désintégrer. Elles passent donc dans un tunnel de désintégration, dans lequel on a fait le vide. La longueur de ce tunnel dépend bien entendu de l'énergie des pions sortant de la cible (qui elle dépend de l'énergie du faisceau de protons). Si il n'y avait que les pions, plus le tunnel serait long, plus les pions pourraient se désintégrer et plus intense serait le faisceau de neutrinos. Mais un autre paramètre rentre en compte dans l'optimisation de cette longueur. Les pions ont une durée de vie de $\tau_\pi = 2,6.10^{-8}$ s, et les muons ont un temps de vie 100 fois plus long ($\tau_\mu = 2,2\ \mu$s). Le rapport entre le nombre de désintégrations de pions et le nombre de désintégrations de muons va donc évoluer avec la distance, la pureté du faisceau de neutrinos dépend donc principalement du choix de cette longueur.

Les neutrinos suivent ensuite leur chemin. Beaucoup d'expériences ont été faites sur de courtes distances (comme NOMAD [83] et CHORUS [101]), mais les paramètres des oscillations de neutrinos sont tels qu'il a fallu éloigner les détecteurs. Les neutrinos vont donc se propager à travers la Terre sur des distances de plusieurs centaines de kilomètres, voir milliers si nécessaire.

3.1.2 Principe de fonctionnement des cornes

Un champ magnétique toroïdal fait tourner les particules de charge positive de sorte qu'il les rabatte vers l'axe du faisceau, comme le montre le schéma 3.1(a). Une particule de charge négative tournera dans l'autre sens, et sera donc éloignée de l'axe du faisceau. On peut créer un

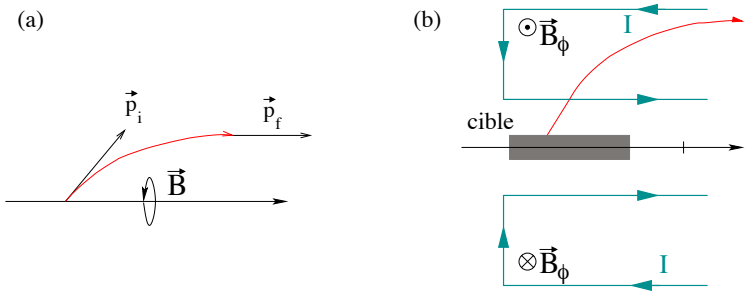


FIG. 3.1: Courbure d'une particule de charge positive et d'impulsion p_i par un champs magnétique toroïdal $\vec{B}$.

tel champ magnétique en faisant circuler un courant dans un conducteur comme le montre la partie (b) de la même figure (le montage possède une symétrie cylindrique autour de l'axe du faisceau). Le champ magnétique se calcule à partir des équations de Maxwell et du théorème d'Ampère :

$$\vec{B}_\phi = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}, \tag{3.1}$$

où I est l'intensité du courant circulant dans les conducteurs, r la distance radiale à l'axe du faisceau, et μ_0 la perméabilité du vide.

Le champ magnétique décroît donc dans les cornes en $1/r$. Il est nul entre l'axe du faisceau et le premier conducteur, tout comme au delà du second conducteur. On appelle conducteur interne la partie de la corne entourant l'axe de faisceau, et conducteur externe la partie servant au retour du courant. La trajectoire d'une particule pénétrant dans la corne est donnée par l'équation [102] :

$$\frac{d^2r}{dz^2} = -A\left[\frac{\dot{z}_i}{v_0} + A\ln\left(\frac{r}{r_i}\right)\right]^{-1} \times \frac{1}{r}\left[1+\left(\frac{dr}{dz}\right)^2\right],$$

où r est la coordonnée radiale, z la coordonnée le long de l'axe du faisceau, r_i et $\dot{z}_i = dz_i/dt$ sont la position radiale et la vitesse de la particule à son entrée dans le volume magnétique, et $A = \dfrac{e\mu_0}{2\pi p_0} I$, p_0 et v_0 sont l'impulsion et la vitesse de la particule, elles sont conservées lors de la propagation de la particule.

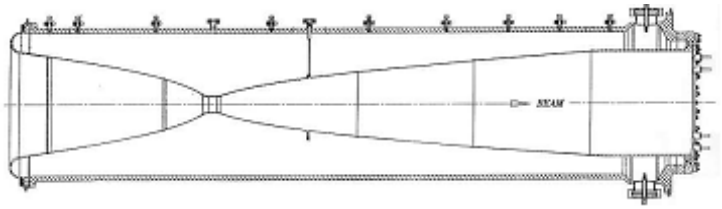


FIG. 3.2: Schéma de la corne de NuMI. Les particules proviennent de la gauche, on distingue les surfaces d'entrée et de sortie, qui forment le conducteur interne, et la partie cylindrique qui forme le conducteur externe.

La forme du conducteur externe ne compte pas beaucoup, il faut simplement faire en sorte de réduire le volume magnétique pour avoir moins d'énergie électrique à fournir à la corne. L'ingéniosité va se trouver dans la définition de la forme du conducteur interne, pour que les particules ressortent (et donc ne soient plus déviées) au moment où leur impulsion est parallèle à l'axe du faisceau. Pour cela, deux surfaces se définissent : celle par laquelle les particules vont entrer, et celle par où elles vont sortir. La figure 3.2 illustre la définition de ces trois surfaces, en prenant pour exemple la corne du faisceau NuMI. La référence [103] propose une formule pour la forme de la surface d'entrée, en faisant l'approximation de pions mono-énergétiques émis d'une cible ponctuelle, et en supposant que $\dot{z} \gg \dot{r}$ et $\dot{z} \sim v_0 \gg A \ln\left(\frac{r}{r_i}\right)$.

$$R_1 = \frac{D \tan\theta_1}{1 + \tan\theta_1 \left(\frac{I(\theta_1)}{\sqrt{A}} - \frac{1}{\tan\theta_f}\right) e^{\frac{\theta_1^2}{2A}}}$$

où p est l'impulsion de la particule, e la charge de l'électron, et $I(\theta_1) = \int_0^{\frac{\theta_1}{\sqrt{A}}} e^{-\frac{t^2}{2}} dt$. Les autres paramètres sont définis dans la figure 3.3. La forme de la surface de sortie est conique, ce qui fait ressembler l'instrument à une corne, et lui a donné son nom.

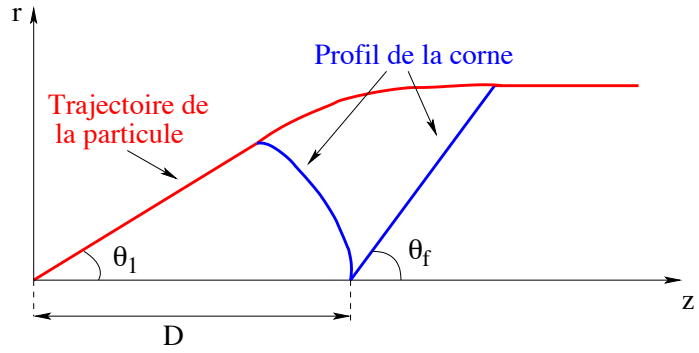


FIG. 3.3: Principe de définition des profils des cornes. θ_1 est l'angle d'incidence de la particule et l'angle que fait la surface de sortie avec l'axe du faisceau.

Il n'est pas possible de faire un calcul exact de ces formes car la cible n'est jamais ponctuelle. On utilise donc des formes approchées pour servir de base de travail. La forme finale est définie par simulation. En fonction de l'énergie du faisceau de proton incident, et de l'énergie des pions et des kaons que l'on veut focaliser, la forme des deux surfaces est plus ou moins optimisée. Dans le cas de la corne de NuMi (schématisée figure 3.2), les deux surfaces sont optimisées, mais ce n'est pas le cas des cornes qui vont être présentées dans cette thèse. Celles du CNGS, présentées dans ce chapitre, ont mis l'accent principalement sur la surface d'entrée, la surface de sortie étant un simple disque légèrement incliné. D'un autre coté, les cornes du projet SPL-Fréjus, dont nous reparlerons dans le chapitre 5, reposent sur la forme de la surface de sortie, la surface d'entrée étant simplement cylindrique.

3.1.3 Les nouveaux types de faisceaux

Les faisceaux de neutrinos, tels que nous venons de les décrire, ont rendu de grands services à la physique, ils sont toujours d'actualité, et ont encore un bel avenir devant eux, comme nous allons le voir dans un premier paragraphe. Pour autant, d'autres idées voient le jour, et

pourraient devenir réalité d'ici quelques années. Le principe repose toujours sur la désintégration de particules pour produire des neutrinos, mais le pion est abandonné au profit des noyaux émetteurs β ou des muons.

3.1.3.1 Les faisceaux "hors axe"

Nous l'avons vu, les expériences d'oscillations de neutrinos dépendent du rapport L/E_ν. Il faut donc ajuster au mieux la distance et l'énergie des neutrinos, or, les faisceaux de neutrinos muoniques ont un spectre relativement large. Une idée simple permet de remédier à cela. Les neutrinos proviennent principalement de la désintégration des pions. Comme cette dernière est une désintégration à deux corps, l'énergie des neutrinos dans le centre de masse des pions est fixée à $E_\nu^* = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi}$. L'énergie des neutrinos est donc entièrement déterminée par la poussé de Lorentz, donc par l'énergie du pion et l'angle d'émission du neutrino. On trouve la formule suivante :

$$E_\nu \simeq \frac{0,43 E_\pi}{1 + \gamma^2 \theta^2}$$

où γ est la poussé de Lorentz du pion et θ l'angle du neutrino avec l'axe du faisceau dans le référentiel de centre de masse.

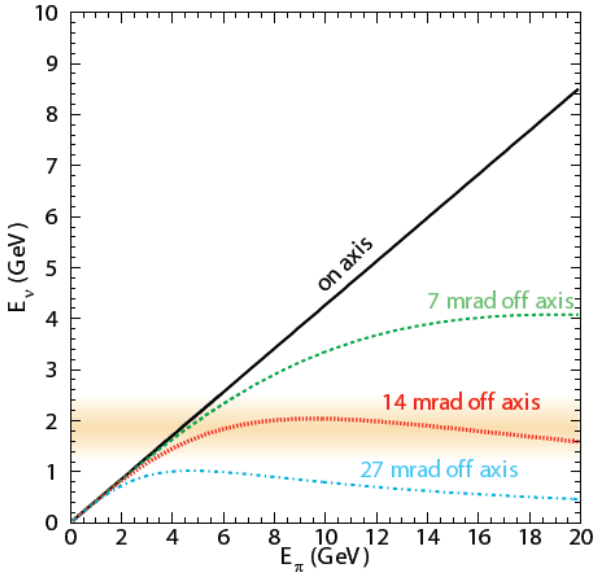


FIG. 3.4: Énergie du neutrino en fonction de l'énergie du pion qui l'a créé pour différents angles d'émission du neutrino

La figure 3.4 présente l'énergie du neutrino en fonction de l'énergie du pion qui l'a créé pour différents angles d'émission du neutrino. On constate qu'à haute énergie, lorsque l'on s'éloigne de l'axe, l'énergie des neutrinos ne dépend presque plus de celle des pions. Ainsi, à $\theta = 14$ mrad, la plupart des neutrinos ont une énergie de $E_\nu \approx 2$ GeV. C'est ce principe qu'utiliseront les expériences T2K et NOνA.

3.1.3.2 Les faisceaux beta

Le concept des faisceaux beta [105] est de stocker dans un anneau ayant deux sections droites, des noyaux radioactifs émetteurs β^+ ou β^-. On accède ainsi à un faisceau pur de ν_e ou de $\bar{\nu}_e$. On peut agir sur l'énergie des neutrinos en accélérant plus ou moins les noyaux. Les noyaux choisis sont sélectionnés en fonction de leur courte durée de vie et de la facilité à les produire. On recherche également des noyaux à faible valeur de Q_β pour que les neutrinos aient une faible impulsion transverse. Le ^{18}Ne (émetteur β^+) et le ^{6}He (émetteur β^-) répondent bien à ces critères.

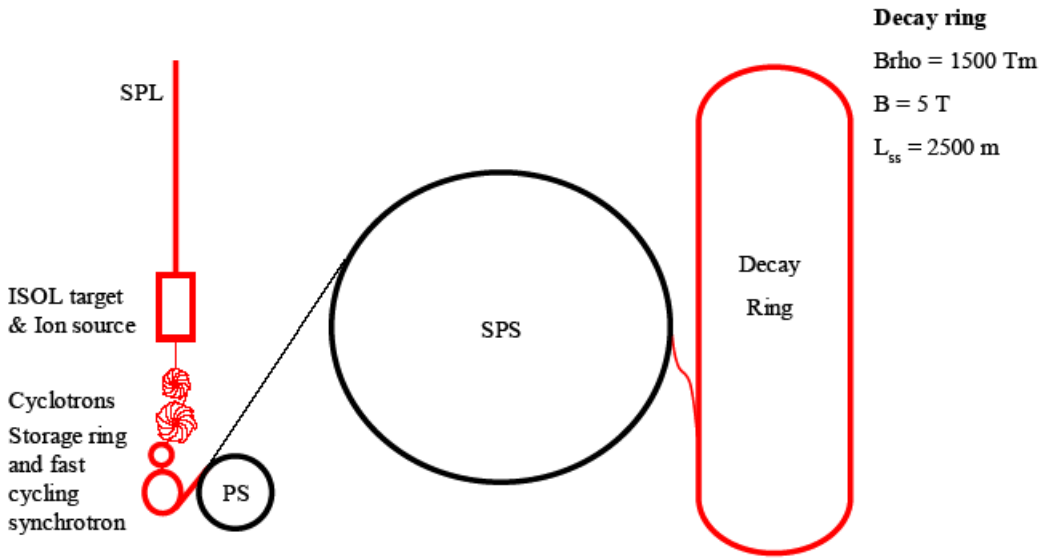


FIG. 3.5: Schéma de principe d'un faisceau béta installé au CERN.

De tels faisceaux ont été rendus possibles par la technologie des physiciens nucléaires du CERN qui depuis les années 70 fabriquent des faisceaux d'ions radioactifs grâce au complexe ISOLDE [106]. Les ions ^{18}Ne sont produits par des réactions de spallations provoqués par un faisceau de protons bombardant une cible en oxyde de magnésium (MgO). Les ^{6}He sont produits indirectement. Le faisceau de protons frappe une cible en tungstène refroidie par eau ou une cible en plomb liquide. Cette cible sert de source intense de neutrons, et est entourée par une seconde cible en oxyde de béryllium (BeO) où les neutrons vont produire les ions ^{6}He par fission du ^{9}Be. La technologie permettant de fabriquer ces cibles est en évolution, et les futurs développements devraient permettre d'atteindre 5.10^{14} ions/s pour l'hélium 6. Les ions sont ensuite extraits de la cible à l'aide d'un champ électrique puis sont séparés des autres produits de la cible suivant leur masse à l'aide d'un champ électromagnétique.

Les ions vont ensuite passer dans un cyclotron qui produira 16 paquets par seconde, et par un synchrotron à cycle rapide qui va fabriquer des paquets de 150 ns à 300 MeV/u. Les 16 paquets sont ensuite accumulés en 8 paquets dans le PS (*Proton Synchotron*) du CERN et vont être accélérés à des énergies intermédiaires avant d'être injectés dans le SPS *Super Proton Synchotron* et d'atteindre $\gamma \approx 100$. Ils sont finalement stockés dans un anneau fait de deux longues lignes droites pointant vers un (deux) détecteur(s) et raccordées par deux arcs de cercles.

3.1.3.3 Les usines à neutrinos

Les usines à neutrinos utilisent les muons issus de la désintégration des pions. Le début du complexe est donc très proche de celui d'un faisceau conventionnel, mais on ne se contente pas de collecter les pions il faut aussi capturer les muons. Ces derniers sont accélérés et stockés dans un anneau. Leur désintégration produit un faisceau composé à 50% de $\bar{\nu}_\mu$ et 50% de ν_e dans le cas où les muons accélérés sont des μ^+. L'intensité de tels faisceaux devrait être de quelques 10^{20} muons par an.

La figure 3.6 montre le principe d'une usine à neutrinos, en se basant sur les plans élaborés au CERN [107]. Un faisceau de protons très intense (2, 2 GeV, 4 MW) interagit avec une cible pour créer des pions. Cette cible doit être capable de résister à la haute intensité du faisceau, et plusieurs solutions sont à l'étude.

- Une cible granulaire formée de billes de tantale d'un millimètre de diamètre refroidie par un coulis d'hélium gazeux. Les billes augmentent la surface de contact avec l'hélium et permettent donc un meilleur refroidissement [108].
- Une couronne tournante, d'un diamètre important ($\approx$ 5 m), et d'une section de l'ordre de quelques centimètres. Le faisceau passe dans une portion de la cible parallèlement à la tangente à cette couronne, et la rotation écarte la partie qui vient de recevoir le faisceau pour la faire passer dans un système de refroidissement avant qu'elle ne le reçoive à nouveau [109].
- un jet de mercure liquide, qui explosera sous le choc du faisceau, mais qui sera reconstitué pour le paquet de protons suivant (voir paragraphe 5.2.1).

Une fois les pions produits, ils sont collectés par un système de cornes magnétiques, puis ils passent à travers un tunnel de désintégration entouré d'un solénoïde. Il faut alors préparer les pions, puis les muons, pour qu'ils puissent être injectés dans la suite de la ligne de faisceau.

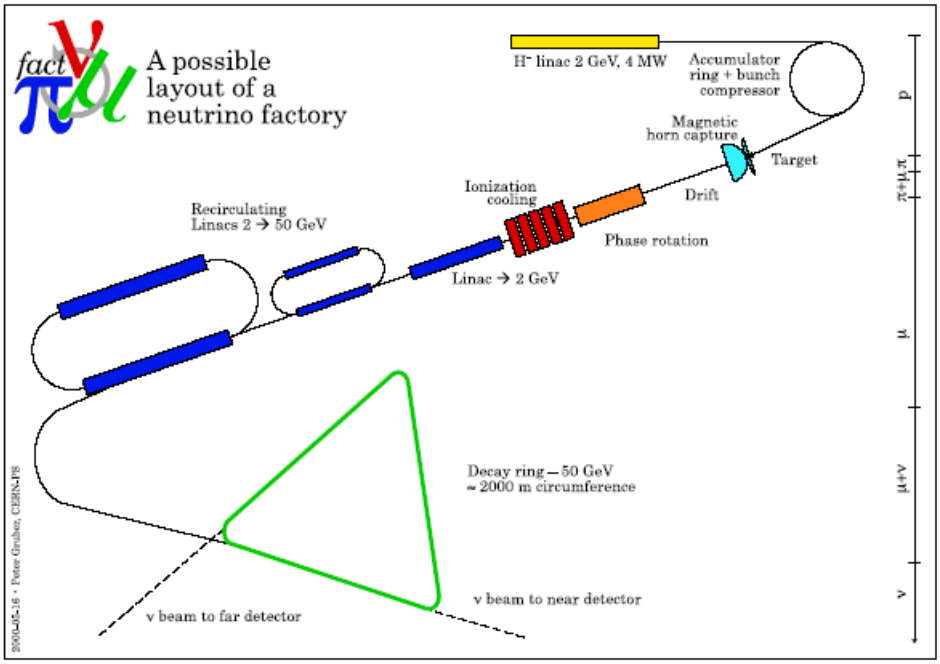


FIG. 3.6: Schéma de principe d'une usine à neutrinos.

Les pions ont une grande dispersion en énergie, qui se traduit par des vitesses différentes, puisqu'ils ne sont pas ultra-relativistes ($\beta_\pi \approx 0.97$ et $< P_{\pi T} > / < P_\pi > \approx 240$ MeV/400 MeV). Une série de cavités radio-fréquence (RF) est mise en place et l'onde électrique est réglée de façon à accélérer les particules les plus lentes et à freiner les particules les plus rapides. Cette étape se nomme rotation de phase : les pions arrivent simultanément avec une énergie très étalée dans le tunnel. Après le passage dans les cavités, ils se retrouvent avec une faible dispersion en énergie, par contre, ils se retrouvent étalés dans le temps. Il y a donc eu une rotation dans l'espace de phase énergie-temps.

Il se pose maintenant un autre problème, les muons ont une impulsion transverse trop importante pour pouvoir être acceptés dans les anneaux qui vont suivre. Il va donc falloir la réduire, et pour cela, la technique du refroidissement par ionisation est utilisée. Elle fût inventée il y a plus de vingt ans [110], mais n'a jamais été réalisée jusqu'à présent. Cela consiste en une série d'absorbeurs de faible densité (par exemple de l'hydrogène liquide) à travers lesquels les muons perdent de l'impulsion dans toutes les directions. Entre les absorbeurs sont placées des cavités accélératrices, qui ré-accéléreront les particules uniquement longitudinalement. Au final, la particule a perdu son impulsion transverse alors que son impulsion longitudinale est conservée. La faisabilité de cette technique va être testée par l'expérience MICE [111].

Les muons sont maintenant prêts à être injectés dans un anneau composé de deux accélérateurs linéaires et reliés par deux arcs de cercle, qui va porter leur énergie à 11 GeV. Vient ensuite un second anneau de même forme, mais plus grand, pour pouvoir porter l'énergie des muons à 50 GeV. Le choix d'un synchrotron pour accélérer les muons a été écarté, bien que plus efficace, à cause de la durée plus longue de l'accélération, qui induirait trop de désintégrations de muons avant leur arrivée dans l'anneau prévu à cet effet.

Pour finir les muons sont stockés dans un anneau triangulaire dans l'attente de leur désintégration. Les cotés du triangle définissent trois directions au bout de deux desquelles il est possible de mettre un détecteur, l'une à plusieurs centaines de kilomètres, et l'autre à plusieurs milliers de kilomètres. Due à l'inclinaison de cette anneau pour atteindre les détecteurs à travers la terre, le troisième coté pointe vers la surface au niveau du CERN. Il est d'ailleurs impressionnant d'apprendre que l'intensité du faisceau est telle qu'il génère une dose de 16 mSv à la surface, ce qui est dix fois supérieur à la limite imposée au CERN pour les émissions hors de son terrain...

3.1.4 Différents faisceaux de neutrinos

De nombreux projets de faisceau fonctionnant sur le même principe que le CNGS existent de part le monde. Suivant les buts recherchés, l'énergie du faisceau de neutrinos, la puissance et l'énergie du faisceau de protons primaires, et la distance entre le faisceau et le détecteur varient. La table 3.1 les passe en revue en donnant leur principales propriétés. Ils sont répartis en trois catégories :

- les projets présents ou à court terme ;
- les projets à moyen terme ;
- les projets plus futuristes.

Faisceau	E_p (GeV)	Puissance (MW)	$< E_\nu >$ (GeV)	L (km)	L/E_ν (km/GeV)
K2K	12	5.10^{-3}	$1,3$	250	~ 200
NuMI	120	$0,4$	$3,5$	732	~ 200
CNGS	400	$0,4$	17	732	~ 43
T2K-I	50	$0,75$	$0,7$	295	~ 400
NOνA	120	$0,4$	~ 2	810 ?	~ 400
C2GT	400	$0,3$	$0,8$	1200	~ 1500
T2K-II	50	4	$0,7$	295	~ 400
NOνA + PD	120	2	~ 2	810 ?	~ 400
BNL-Hs	28	1	~ 1	2540	~ 2500
SPL-Fréjus	$2,2$	4	$0,35$	130	~ 400
FermiLab-Ho	8/120	4	$1 \sim 3$	1290	$\sim 400 - 1300$

TAB. 3.1: Propriétés des futurs faisceaux de neutrinos [112]. K2K est la seul expérience prenant des données, MuMI doit débuter en janvier 2005, CNGS au printemps 2006 et T2K-I en 2009. Les autres expériences ne sont pas encore approuvées.

3.2 Description du faisceau CNGS

3.2.1 Les faisceaux de neutrinos au CERN

Les faisceaux de neutrinos ont une longue histoire au CERN. Le dernier en opération fut le WANF (*West Area Neutrino Facility*). Il a fonctionné quasiment sans interruption entre 1976 et 1998, et a fini sa carrière avec les expériences NOMAD [83] et CHORUS [101].

Le WANF produisait des ν_μ de 27 GeV en moyenne, utilisant le SPS pour obtenir son faisceau primaire de protons. Il a inspiré les concepteurs du CNGS dont certains travaillaient déjà avec le WANF. Le système de focalisation des particules secondaires du CNGS est assez similaire aux cornes qui ont été utilisées au WANF, bien qu'il ait été optimisées pour répondre aux caractéristiques des expériences menées. Le but est d'avoir un faisceau suffisamment énergétique pour être au dessus du seuil de création des leptons τ (qui est de $3,5$ GeV), sinon, il ne sera pas possible d'observer les neutrinos tauïques. Cela oblige à se placer loin du maximum d'oscillation, qui est aux alentours de $1,5$ GeV pour la distance entre le CERN et les détecteurs. L'énergie moyenne a été optimisée pour maximiser le nombre d'événements dans les détecteurs (l'efficacité de détection augmente avec l'énergie). La figure 3.7 donne le produit de la probabilité d'oscillation par la section efficace d'interaction des neutrinos tauïques. Le spectre en énergie des neutrinos muoniques est large et couvre la région où cette courbe est maximale. Il a été tracé sur la même figure. L'énergie moyenne est : $< E_\nu >= 17$ GeV.

3.2.2 Le faisceau de protons

Le CNGS est alimenté par un faisceau de protons en provenance du SPS. La figure 3.8 montre l'ensemble de la chaîne d'accélération de protons du CERN. Les protons commencent leur voyage au CERN par un accélérateur linéaire de 50 MeV les conduisant vers le BOOSTER. Celui-ci les accélère à $1,4$ GeV puis les injecte dans le Synchrotron à Protons (PS). Le PS est le plus ancien accélérateur du CERN, il a été mis en service à la fin des années 50. Les protons y atteignent l'énergie de 14 GeV et sont ensuite envoyés vers le Super Synchrotron à Protons (le SPS, construit dans les années 70 et qui, entre autre, a vu la découverte des bosons d'interaction

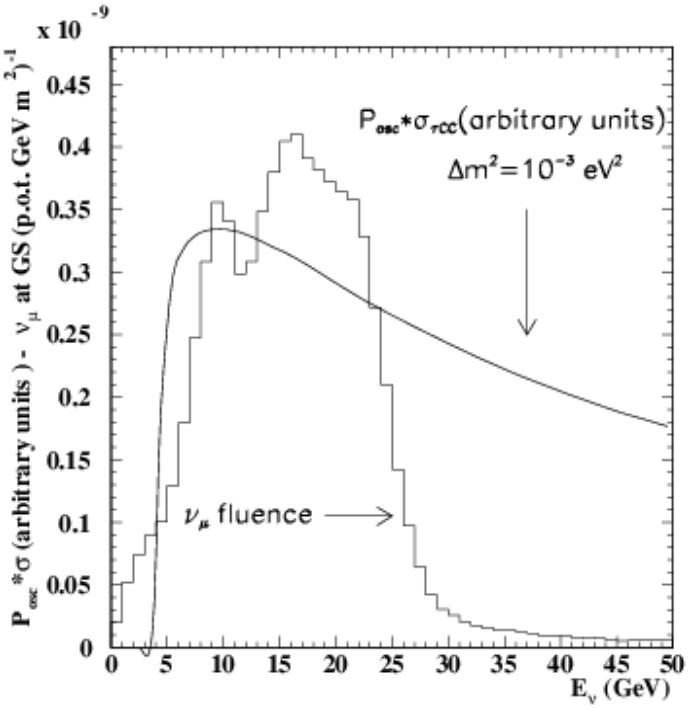


FIG. 3.7: Flux de ν_μ comparé au produit de la section efficace d'interaction des neutrinos tauïques par la probabilité d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

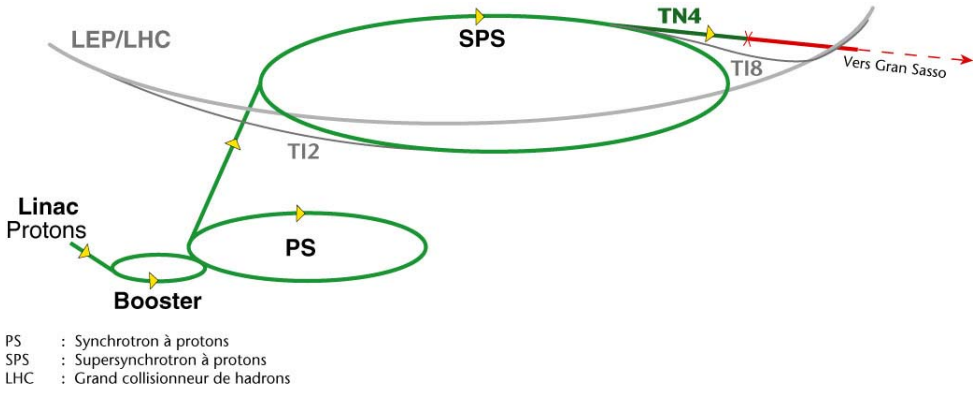


FIG. 3.8: La chaîne d'accélération des protons au CERN, et la ligne TN4 de neutrino (CNGS).

faible dans des collisions $p\bar{p}$). Le SPS est en cours d'amélioration [113], grâce à 5 injections de protons consécutives, il va atteindre l'intensité de $8,6.10^{13}$ protons par cycle. Les protons sont accélérés jusqu'à 400 GeV.

Les protons du SPS vont desservir plusieurs expériences au CERN. Tout d'abord, ils remplissent le LHC, que nous pouvons voir en haut de la figure 3.8. Le SPS dessert ensuite les expériences sur cible fixe, à savoir COMPASS [114], ISOLDE [106], le CNGS, et les lignes de faisceau test. Les protons à destination du CNGS sont conduits par une ligne de transfert qui modifie leur trajectoire de façon à ce qu'ils pointent vers le Gran Sasso. Il faut pour cela faire

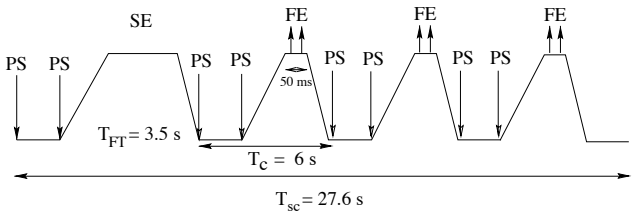


FIG. 3.9: Cycle du SPS. On distingue les extractions rapides (FE) pour le CNGS, les extractions lentes (SE), et les injection du PS.

tourner le faisceau de 33° dans le plan horizontal, et l'incliner de $3,2°$ dans le plan vertical.

Le cycle du SPS ainsi que le partage du faisceau entre les différents utilisateurs définit la structure en temps du CNGS. Le cycle du SPS est schématisé sur la figure 3.9, où l'on a représenté le mode "partagé".

Les paquets de protons envoyés vers le CNGS passent par un système d'extraction rapide de $10,5$ μs (en anglais FE). Ils sont envoyés dans le CNGS toutes les 6 secondes sous la forme de deux pulsations de 10 μs espacées de 50 ms. Un système d'extraction lente (SE) est aussi installé sur le SPS. Il est utilisé par les expériences sur cible fixe et les faisceaux test. On repère sur le cycle de la figure 3.9 les extractions destinées au CNGS, celles destinées aux autres expériences, et les injections du PS.

L'intensité du faisceau de protons du CNGS est de $4,5.10^{19}$ protons par an, en supposant une intensité au pic de $4,8.10^{13}$ protons par cycle dans le SPS, 200 jours d'opération par an, et une efficacité de 55%. Cette intensité pourrait être portée à $7,6.10^{19}$ protons par an si le SPS fonctionnait en mode dédié (le CNGS serait le seul utilisateur du SPS). Dans ce cas, le cycle de la figure 3.9 serait légèrement modifié : l'extraction lente disparaîtrait.

3.2.3 La cible du CNGS

Les protons vont frapper une cible fragmentée formée de plusieurs cylindres dont l'axe est confondu avec celui du faisceau. Elle doit répondre aux exigences suivantes :

- 95% des protons doivent y interagir ;
- les particules secondaires doivent pouvoir en sortir rapidement, et de toute façon y subir le moins d'interactions possibles ;
- elle doit encaisser les contraintes thermo-mécaniques.

Pour satisfaire le premier critère, la longueur de la cible est portée à trois longueurs d'interaction, et le second critère impose un matériau de faible densité ainsi que le plus petit diamètre possible. L'extension spatiale transverse du faisceau de protons est inférieure à 2 mm ($\pm 2\sigma$), et en autorisant de petites instabilités au faisceau, le rayon de la cible est choisi à 3 mm.

Le matériau de prédilection du CERN pour ses cibles à faisceaux de neutrinos a été jusqu'à présent le béryllium, mais l'utilisation de paquets de protons intenses et de courte durée préconise plutôt le graphite qui résistera mieux aux élévations de température et aux chocs thermo-mécaniques induits par les dépôts d'énergie [115].

La cible est composée de 11 cylindres de 10 cm espacées de 9 cm, et maintenue en place par des disques fins, ce qui produit une longueur de 2 m. Une telle longueur n'est pas sans poser de problème au système de focalisation, et son choix résulte d'un compromis.

3.2.4 Les cornes

Le principe de la focalisation des particules secondaires créées dans la cible est illustré par la figure 3.10. Il est assuré par deux cornes coaxiales éloignés de 40 m.

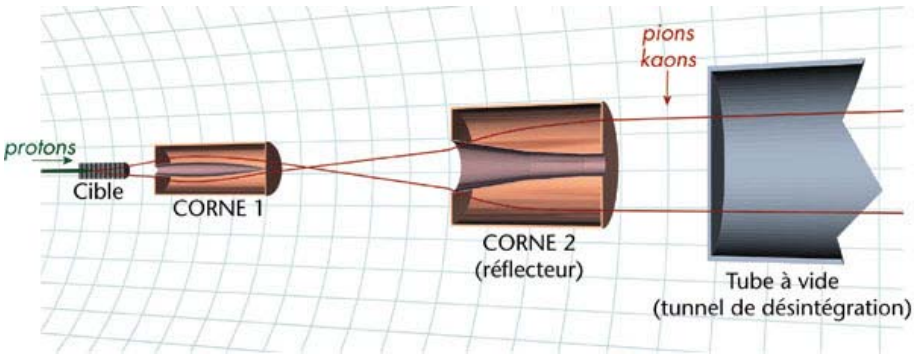


FIG. 3.10: Schéma du principe de focalisation des particules secondaire dans le faisceau CNGS.

La première corne (qui est appelée simplement *corne* par la suite) est placée $2,7$ m après la cible. Elle a un diamètre de 80 cm et la forme de son conducteur interne a été définie pour focaliser les pions et les kaons de 35 GeV/c. Les particules plus énergétiques ne vont donc pas être suffisamment déviées alors que les particules moins énergétiques vont l'être trop. La seconde corne est installée pour corriger cet effet (et pour cette raison elle est appelée *réflecteur*). Elle possède un plus grand diamètre (115 cm) pour augmenter son acceptance alors qu'elle se trouve à 52 m de la cible. Son conducteur interne est composé de troncs de cônes dont le rayon diminue le long de la ligne de faisceau. Plus les particules ont un petit angle, moins elles ont besoin d'être déviées. Grâce à cette forme conique, plus leur angle est petit, plus elles entrent tard dans le réflecteur et donc moins elles subissent le champ magnétique. La fin du conducteur interne est cylindrique, ce qui permet aux particules déjà focalisées par la corne de rester dans la ligne de faisceau. Le réflecteur permet donc d'obtenir un faisceau à large bande en énergie.

Les cornes sont construites en aluminium 6082, ce matériau présente l'avantage d'une faible densité tout en étant conducteur et solide. Il est également peu sensible à la corrosion, ce qui permet un refroidissement des conducteurs par eau. Son épaisseur est réduite au maximum dans le conducteur interne puisque les particules vont les traverser. Pour la corne, elle varie entre $1,8$ mm et $6,4$ mm, et elle est constante et égale à 2 mm dans le réflecteur. Les flasques amonts font 3 mm d'épaisseur, et les flasques avals ont une épaisseur de 6 mm. Le conducteur interne de la corne a été dessiné avec beaucoup de précision à l'aide de simulations. Sa fabrication a nécessité d'usiner les troncs de cône taillés dans la masse. La géométrie du réflecteur est un peu plus simple, et le conducteur interne est composé de troncs de cône obtenus à partir d'une tôle roulée puis soudée. Les conducteurs externes sont divisés en quatre pièces cylindriques similaires vissées entre elles. Ils sont connectés au conducteur interne par deux flasques.

La corne et le réflecteur sont situés dans un tunnel appelé chambre de la cible, il mesure plus de 100 m de long. Un tube rempli d'hélium à la pression atmosphérique est placé entre la corne et le réflecteur pour minimiser les pertes d'énergie. Il en va de même sur la distance séparant la sortie du réflecteur de l'entrée du tunnel de désintégration. La chambre de la cible est un lieu très radioactif. Pour plus de protection, la ligne de faisceau est isolée par un blindage principalement

Corne	
Conducteur interne	
longueur	665 cm
diamètre	$3,1 - 16,6$ cm
épaisseur	$1,8 - 6,3$ mm
Conducteur externe	
longueur	168×4 cm
diamètre	70 cm
épaisseur	$1,6$ cm
flasque d'entrée	
diamètre	52 cm
épaisseur	3 mm
flasque de sortie	
diamètre	60 cm
épaisseur	6 mm

Réflecteur	
Conducteur interne	
longueur	$665,8$ cm
diamètre	$14,2 - 56,2$ cm
épaisseur	2 mm
Conducteur externe	
longueur	$169,5 \times 4$ cm
diamètre	110 cm
épaisseur	$1,6$ cm
flasque d'entrée	
diamètre	100 cm
épaisseur	3 mm
flasque de sortie	
diamètre	92 cm
épaisseur	6 mm

Tab. 3.2: Spécification des cornes du CNGS.

en béton, mais contenant aussi du fer et du marbre dans les endroits les plus sensibles comme la cible et les cornes.

3.2.4.1 L'alimentation électrique

La corne est alimentée avec un courant de 150 kA, et le réflecteur reçoit un courant de 180 kA. Le champ magnétique n'est utile que quand les particules passent dans la corne, c'est à dire quand le SPS envoie des protons, deux fois toutes les 6 s, chaque paquet de protons faisant 12 μs. Le courant est donc pulsé.

Par conséquent, le champ magnétique aussi sera pulsé, et il faut absorber les chocs produits par les forces qu'il induit dans la corne. Le flasque amont a été conçu en tenant compte de ce problème. Les forces qui tentent d'augmenter le volume magnétique sont principalement le long du conducteur interne, et le flasque est suffisamment souple pour accepter une déformation de 2 mm. Cela produit une onde sonore, et on peut donc dire que les cornes sonnent ! Cela ressemble un peu à un gong bouddhiste.

Le courant est distribué dans les cornes à l'aide de 8 lignes à bandes, de 40 cm de hauteur et 1,5 cm d'épaisseur, raccordées à des plaques vissées autour du flasque aval de la corne. Le CNGS a prévu une corne de rechange, au cas ou un malheur arriverait à celle en fonctionnement. Cela pose le problème du démontage de la corne en milieu hautement radioactif. Un pont roulant télécommandé est installé dans le tunnel. Il permettra d'effectuer la plupart des opérations à distance. Mais la corne est retenue par sa connexion électrique, ainsi que par le circuit d'eau du système de refroidissement. L'accès à la corne est interdit par la radioactivité, et l'ensemble des interventions humaines doit se dérouler dans un temps très court, de l'autre coté du blindage, car même le tunnel présente un danger si l'on y reste trop longtemps. Un système de connexion rapide entre les connections attachées à la corne et les lignes à bandes est en cours de mise au point. La jonction entre les deux se fait par des plaques de cuivre argentées, et le contact est maintenu par cinq vis. L'opération nécessitera donc uniquement deux interventions, pour desserrer ces vis

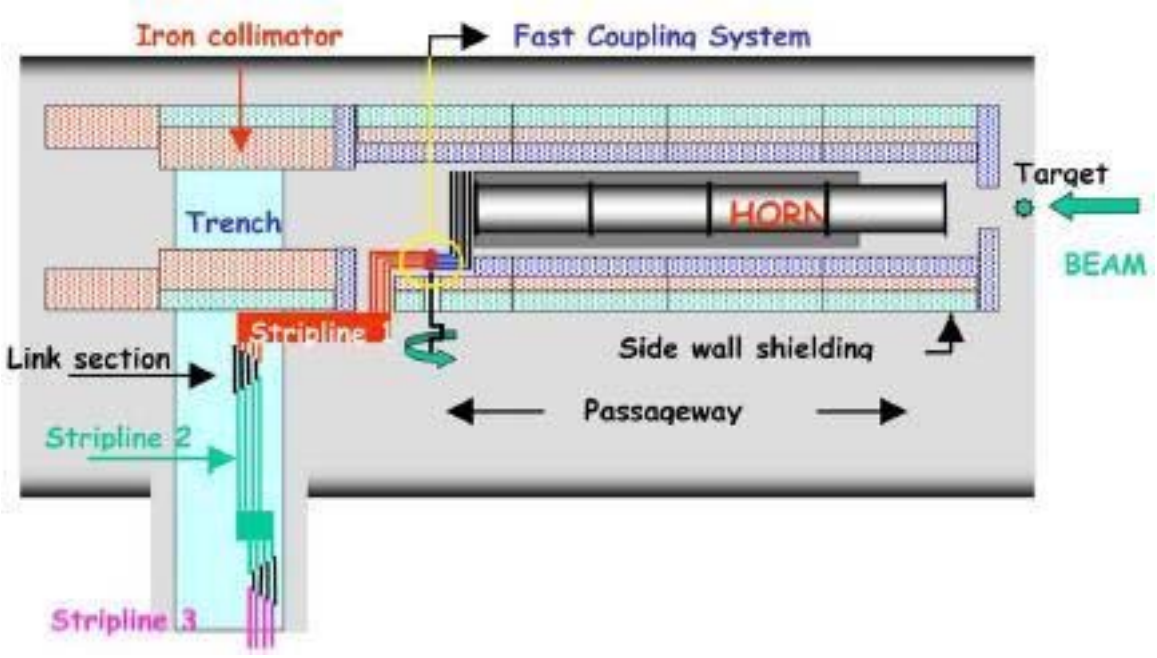


FIG. 3.11: Disposition des lignes à bandes (*strip lines*) alimentant la corne et du système de connexion rapide (*fast coupling*).

avant le retrait de la corne abîmée, et pour remettre la connexion après le remplacement de la corne. La difficulté est qu'il faudra faire cela au travers d'un trou pratiqué dans le blindage.

L'installation des lignes à bandes et de la connexion rapide est schématisée figure 3.11. L'interversion pour déconnecter la corne à travers le blindage est y schématisée par une manivelle.

3.2.4.2 Le système de refroidissement

Le fonctionnement de la corne induit des échauffements qu'il faut être capable d'évacuer. Le conducteur interne de la corne va devoir supporter 19 kW et le conducteur externe recevra 7 kW. Environ un tiers de cette énergie provient des particules traversant la corne et y déposant leur énergie et les deux tiers restant proviennent de l'effet Joule provoqué par le passage du courant. Il est donc indispensable de refroidir les conducteurs. Cela est effectué à l'aide de 30 gicleurs par corne. Ils sont disposés sur le dessus du conducteur externe ou ils sont alimentés en eau, avec un débit de 4 m^3/h. Ils arrosent les parois intérieures du conducteur externe, le conducteur interne (qui se retrouve entouré d'un film d'eau), ainsi que les flasques d'entrée et de sortie. Ces gicleurs sont doublés par un circuit parallèle servant de circuit de secours en cas de défaillance du premier.

3.2.5 La ligne des muons

L'énergie des neutrinos du faisceau atteint 35 GeV, ce qui sous-entend des pions ayant une énergie jusqu'à 80 GeV et des kaons pouvant avoir une énergie de 35 GeV. A ces énergies, leur distance de vol moyenne est respectivement de 4500 m et de 260 m. La distance entre la cible et le tunnel de désintégration est d'approximativement 100 m et le tunnel mesure 994 m de long (son diamètre est de 2,45 m). La plupart des kaons va donc se désintégrer, alors que seulement une

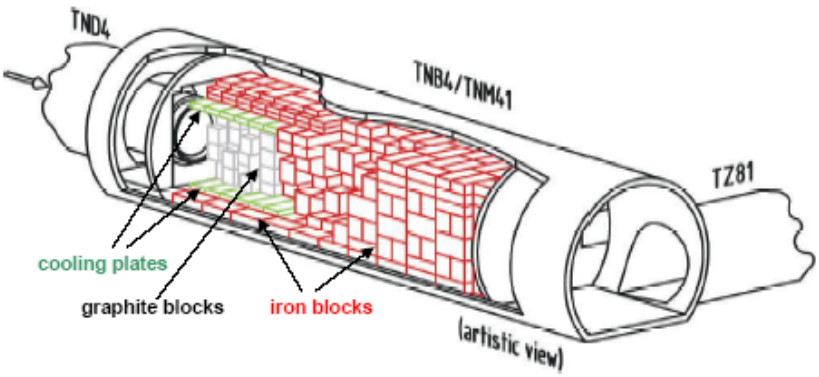


FIG. 3.12: Vue d'artiste de l'absorbeur de faisceau.

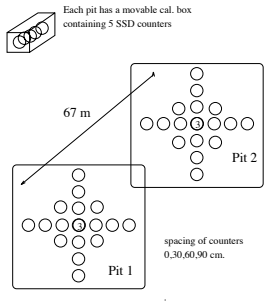


FIG. 3.13: Positionnement des diodes en silicium des deux stations de compteurs à muons utilisés pour le contrôle du faisceau.

partie des pions pourra le faire. Une plus grande longueur pour le tunnel paraît donc meilleure pour augmenter le flux de neutrinos, mais il a été montré que le gain en terme d'événements dans le détecteur est modeste [115]. De plus, un tunnel plus long permet aux muons de se désintégrer et de polluer le faisceau avec des neutrinos électroniques et pour finir, le coût des travaux de génie civil est toujours très élevé.

Une pression inférieure à 5 mbar est maintenue dans le tunnel de désintégration, ce qui donne une absorption sur toute la longueur équivalente à celle de la fenêtre d'entrée du tunnel (d'une épaisseur de 2 mm de titane), à savoir $0,007$ longueur d'interaction.

Le tunnel de désintégration est suivi d'un absorbeur de faisceau de $4 \times 4 \times 18$ m^3 présenté dans la figure 3.12. Il est constitué d'un cœur de graphite de 3 m de long ayant pour tâche de diffuser les particules vers un plus grand volume. Il est entouré et suivi de fer. La majorité de l'énergie est déposée par les protons du faisceau qui n'ont pas interagi. Il est nécessaire d'utiliser un système de refroidissement à eau.

Dans la même caverne, derrière l'absorbeur, se trouve la première station de contrôle du faisceau. Elle est équipée de 19 détecteurs à diodes en silicium qui servent à détecter les muons. Ils sont disposés en étoile, espacés de 30 cm, comme le montre la figure 3.13. L'emplacement central comprend trois diodes. Le dispositif fait un angle de $5,6°$ avec la verticale pour être perpendiculaire au faisceau.

Un ensemble de cinq détecteurs supplémentaires (appelé CALBOX) sont montés sur un bras mobile de façon a avoir une redondance sur les mesures ainsi qu'une calibration relative. Pendant les périodes de prise de données, le CALBOX est remisé en position de garage.

Une deuxième station de contrôle du faisceau est positionnée 67 m plus loin, séparée de la première par la roche (de la molasse), elle est équipée identiquement.

3.3 La simulation du faisceau

La simulation du CNGS a un rôle particulièrement important, car c'est elle qui va prédire les flux de neutrinos au Gran Sasso, et c'est donc sur elle que se basent OPERA et ICARUS

pour prévoir leurs résultats et optimiser leurs détecteurs. Elle ne sera pas vérifiée par des mesures effectuées par un détecteur proche, et seul les compteurs de muons pourront donner des informations empiriques sur la forme du faisceau.

Le programme de simulation a été remis à jour pour prendre en compte les plans définitifs des installations de la ligne de faisceau et également pour le rendre plus fonctionnel.

3.3.1 Description du programme

La simulation s'effectue en deux étapes. D'abord, l'interaction des protons avec la cible est simulée à l'aide de FLUKA [116]. 500.000 protons sont ainsi envoyés sur la cible avec une énergie de 400 GeV. Les particules sont associées à un événement (c'est à dire un proton sur la cible), leur impulsion et leur vertex ainsi qu'un identifiant sont sauvegardés dans un fichier sous forme ASCII. Les photons, électrons et positons n'ont pas été enregistrés. Ils sont en effet très nombreux et n'ont pas d'impact sur la suite de la simulation.

La figure 3.14 et le tableau 3.3 permettent d'avoir une idée de la production dans la cible. Les π^+ ont une impulsion moyenne de $8,5$ GeV et les K^+ ont une impulsion moyenne de $12,7$ GeV. Ils partent vers l'avant du fait de la poussée de Lorentz, avec un angle moyen de $15.6°$ pour les π^+ et de $11,4°$ pour les K^+. Les pions sont produits en très grand nombre, mais aussi les protons et les neutrons, auxquelles ils faut porter très attention en ce qui concerne la radio-protection.

particule	proton	neutron	π^+	π^-	
nb de part (pot^{-1})	$3,23$ $\pm 5.10^{-3}$	$3,39$ $\pm 5.10^{-3}$	$8,75$ $\pm 1,3.10^{-2}$	$8,52$ $\pm 1,3.10^{-2}$	
particule	K^+	K^-	K_L^0	μ^+	μ^-
nb de part (pot^{-1})	$0,74$ $\pm 1,6.10^{-3}$	$0,55$ $\pm 1,3.10^{-3}$	$0,67$ $\pm 1,5.10^{-3}$	$0,177$ $\pm 6,5.10^{-4}$	$0,175$ $\pm 6,4.10^{-4}$

TAB. 3.3: Nombre de particule sortant de la cible par proton incident (les erreurs sont statistiques).

Le programme de simulation du faisceau proprement dit débute après la simulation de la cible. Il est réalisé à l'aide de GEANT 3.21 [117], et comporte tous les éléments de la ligne de faisceau. On trouve, par ordre d'apparition sur la ligne du faisceau

- la corne, qui est représentée figure 3.15 ;
- Le réflecteur, que l'on peut voir sur la figure 3.16 ;
- Le tunnel de désintégration ;
- L'absorbeur de faisceau, précédé de la fenêtre d'entrée en titane ;
- Les détecteurs de muons ;
- 67 m de roche ;
- les seconds détecteurs à muons.

L'ensemble des volumes utilisés dans le programme de simulation est explicité dans l'annexe B.

Les volumes simulés sont organisés de manière hiérarchique. Dans un volume principal sont installés la chambre de la cible, le tunnel de désintégration, l'absorbeur de faisceau, la roche et les détecteurs à muons. La corne et le réflecteur sont placés dans des parallélépipèdes positionnés dans la chambre de la cible. Les conducteurs internes et externes sont simulés en prenant en compte les brides pour les conducteurs externes et les anneaux de renfort utilisés dans le conducteur interne

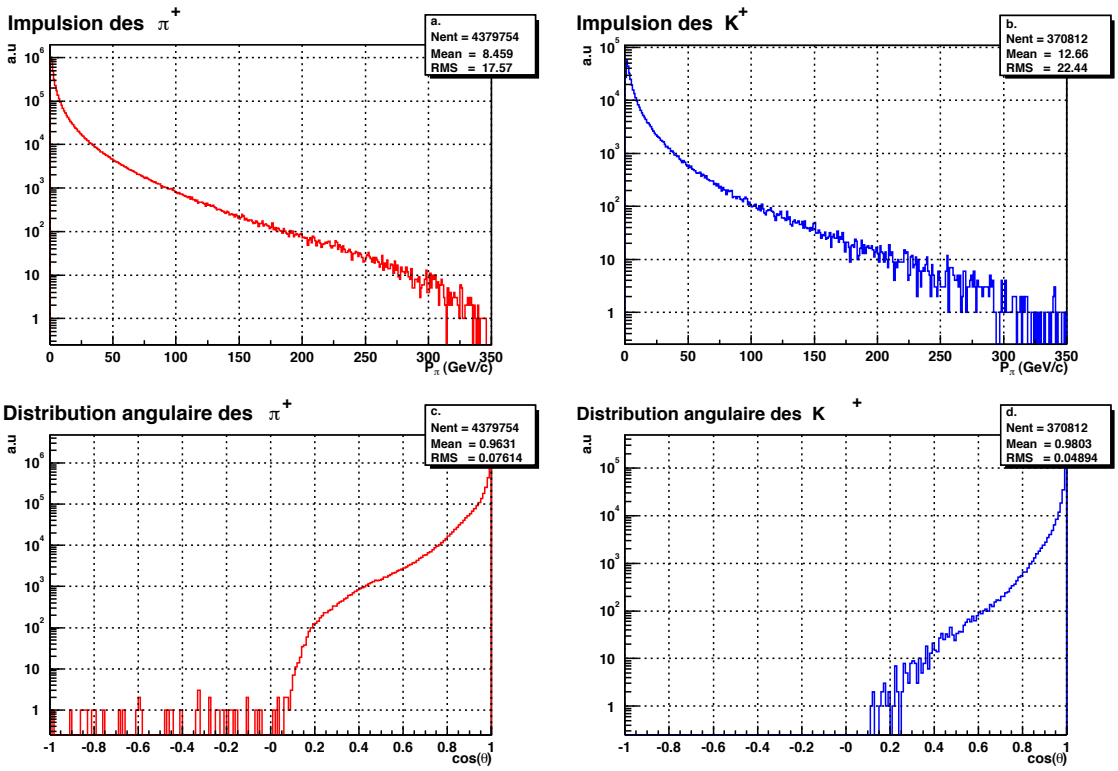


FIG. 3.14: Impulsion et distribution angulaire des π^+ (a. et c.) et des K^+ (b. et d.) à leur sortie de la cible du CNGS (les erreurs sont statistiques).

du réflecteur. L'effet de peau, qui permet au champ électromagnétique toroïdal de pénétrer dans les conducteurs est simulé en divisant l'épaisseur des conducteurs internes en deux, la partie extérieure au volume magnétique ne subissant aucun champ magnétique, et la partie intérieure voyant le champ magnétique. Les flasques amonts et avals sont aussi simulés, mais les flasques avals sont matérialisés par des disques verticaux (ils sont en réalité légèrement coniques), et finalement, le volume d'air au centre de la cible, ainsi que le volume d'air magnétisé à l'intérieur de la corne et du réflecteur sont simulés.

À la sortie de la corne comme du réflecteur se trouvent les systèmes d'alimentation, faits d'épaisses plaques d'aluminium (8 plaques d'1,5 cm d'épaisseur). Ces plaques sont ajourées pour laisser passer le faisceau, mais il est tout de même important de vérifier leur incidence sur le flux de neutrinos. Elles ont donc été simulées, et leur géométrie n'étant pas régulière, il a été nécessaire de créer des volumes plus grands en aluminium, et de les "couper" en y superposant des volumes d'air, de telle sorte que les particules les traversant passent par l'air et non l'aluminium.

L'avantage d'avoir regroupé tous les volumes définissant la corne ou le réflecteur dans des volumes principaux est qu'il est possible de modifier leur position et leur orientation pour étudier les effets de mauvais positionnement des véritables cornes.

Les détecteurs à muons ne sont pas simulés à proprement parler. Ils sont simplement représentés par un volume et les informations des muons les traversant sont enregistrées. En plus des deux véritables détecteurs à muons, un volume a été ajouté pour rendre compte du passage des particules avant l'absorbeur de faisceau, ainsi qu'un volume destiné à enregistrer toutes les particules entrant dans le tunnel de désintégration. La figure 3.17 montre la distribution des muons

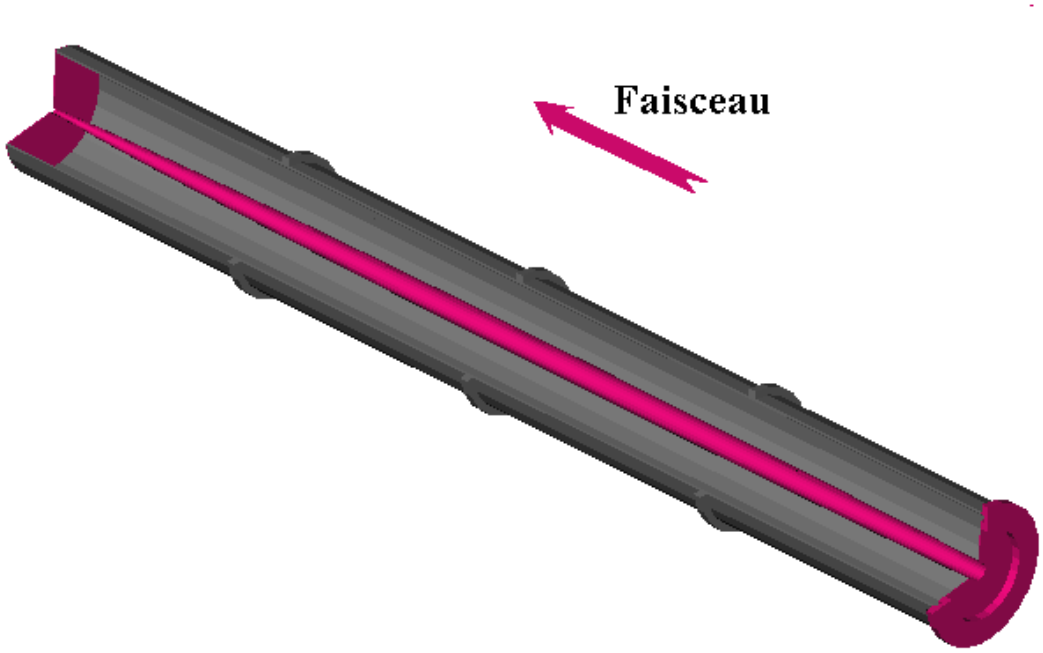


FIG. 3.15: Géométrie de la corne, telle qu'elle est définie dans la simulation.

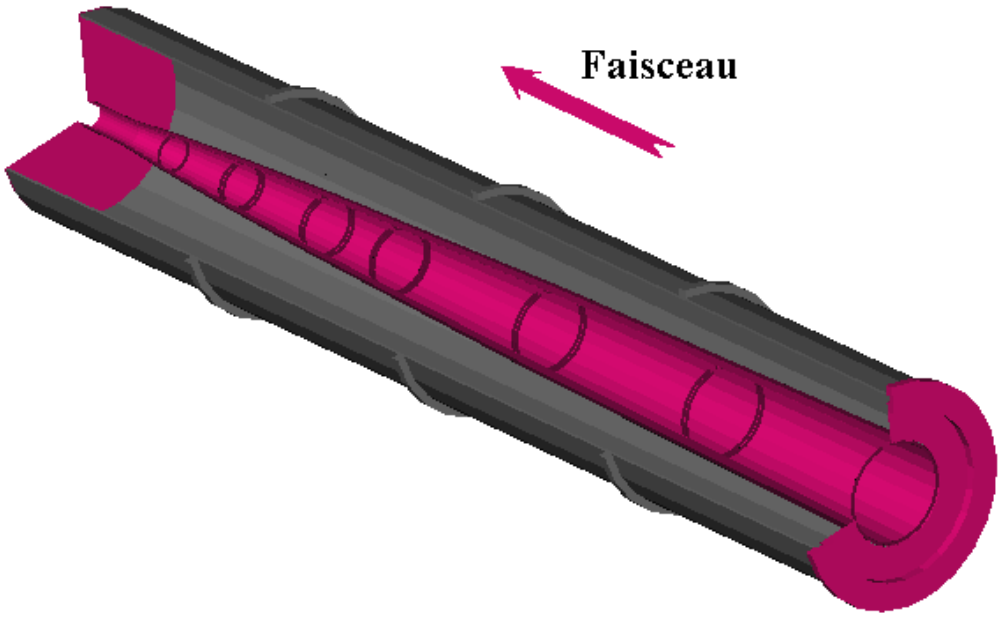


FIG. 3.16: Géométrie du réflecteur, telle qu'il est définie dans la simulation.

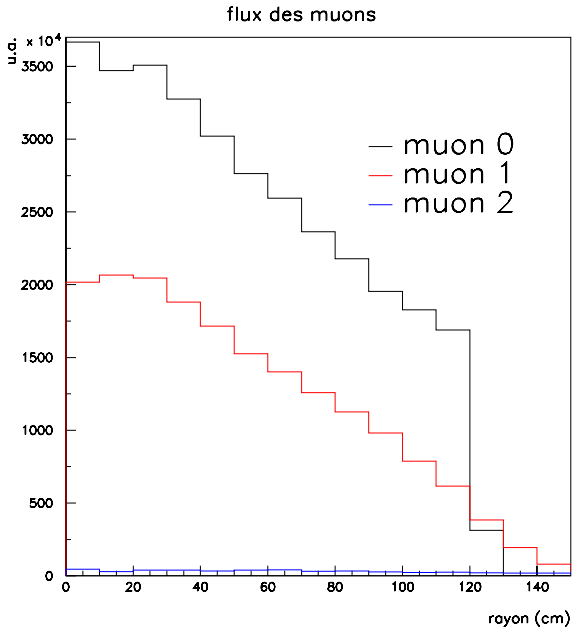


FIG. 3.17: Distribution radiale des muons passant par les deux détecteurs à muons (muon 1 et muon 2), et entrant dans l'absorbeur de faisceau (muon 0).

sortant du tunnel de désintégration et traversant les détecteurs à muons. Elle a été obtenue avec la simulation mise à jour. La diminution du nombre de muons due à l'absorbeur et à la roche ainsi qu'à l'effet de l'angle solide est bien visible.

3.3.2 Le calcul du flux de neutrinos

Le calcul du flux de neutrinos muoniques utilise un algorithme spécifique pour augmenter artificiellement la statistique. Chaque fois qu'une désintégration de pion ou de kaon apparait dans le programme de simulation, elle est répétée 1000 fois. A chaque fois, le mode de désintégration est choisi en fonction des rapports de branchement, et les variables cinématiques sont calculées en fonction du type de désintégration, à deux ou trois corps. Le neutrino émis est ensuite propagé en ligne droite jusqu'au Gran Sasso.

La figure 3.18 présente le flux des quatre types de saveur de neutrinos et anti-neutrinos présents dans le faisceau au niveau du Gran Sasso, pour l'intensité nominale de $4,5.10^{19}$ protons sur cible par an. L'énergie du faisceau de ν_μ s'étale entre 5 GeV et 30 GeV. L'énergie moyenne est de 17,15 GeV, avec un RMS de 7,8 GeV. La composition du faisceau a également été recalculée. Il est fait de $95,9\% \pm 0,07\%$ de ν_μ, de $3,5\% \pm 0,07\%$ de $\bar{\nu}_\mu$, de $0,5\% \pm 0,03\%$ de ν_e et de $0,1\% \pm 0,01\%$ de $\bar{\nu}_e$ (les erreurs sont statistiques). La contamination en ν_τ du faisceau est inférieure à 10^{-6} [115].

Des simulations ont été effectuées en coupant le courant électrique donnant naissance au champ magnétique soit dans la corne, soit dans le réflecteur, soit dans les deux. Leurs résultats sont tracés sur la figure 3.19. On constate tout d'abord l'importance des cornes puisque qu'elles multiplient le flux de neutrinos par près d'un facteur 10. La figure 3.19 illustre les différentes contributions au spectre des neutrinos muoniques. Celui-ci est composé de trois pics, aux alentours de 9 GeV, 15 GeV et 23 GeV. Le pic central correspond aux pions focalisés par la corne, c'est à dire ceux de 35 GeV/c. On observe qu'il n'est pratiquement pas modifié par le retrait du champ

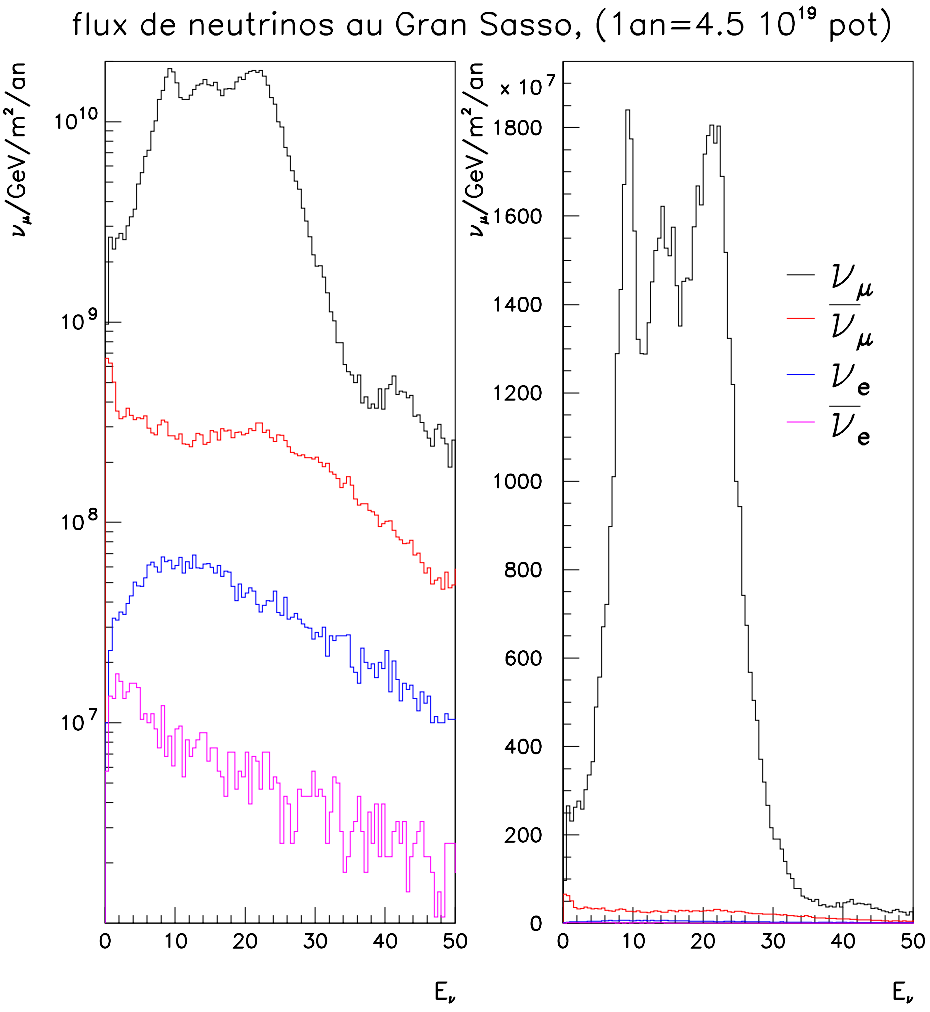


FIG. 3.18: Flux de neutrinos au Gran Sasso. Les deux graphiques représentent les mêmes flux, mais celui de gauche est en échelle logarithmique.

magnétique du réflecteur. Les pics de droite et de gauche correspondent aux pions focalisés par le réflecteur, comme cela a été expliqué dans le paragraphe 3.2.4. Le réflecteur augmente de 86% le flux de neutrinos muoniques au Gran Sasso.

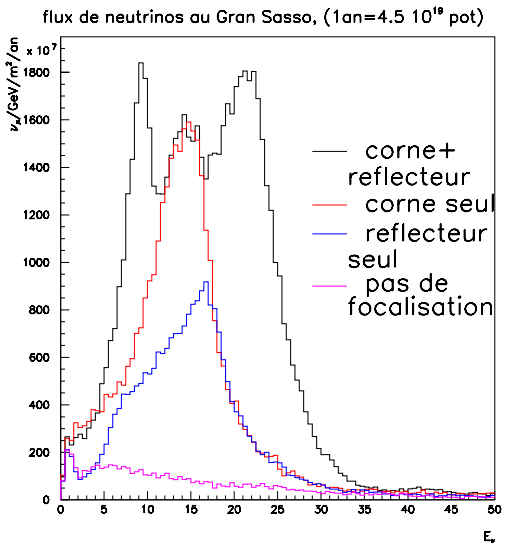


FIG. 3.19: Flux de neutrinos muoniques au Gran Sasso dans le cas ou la corne et/ou le réflecteur serait éteint, comparé au cas ou tous les deux fonctionnent.

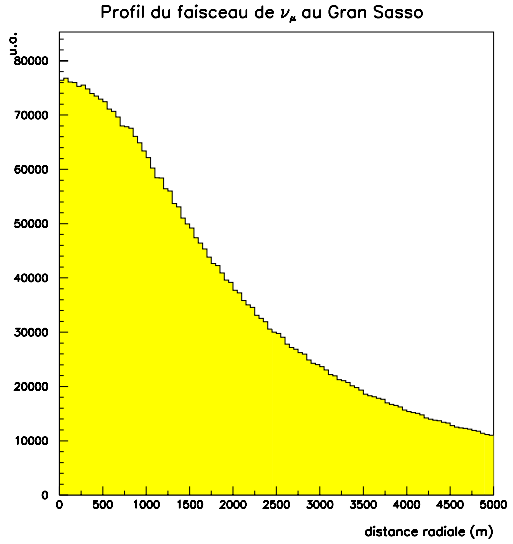


FIG. 3.20: Profil du faisceau CNGS au niveau du Gran Sasso.

La figure 3.20 montre l'étendue du faisceau quand il arrive au niveau du Laboratoire du Gran Sasso. Il s'étale sur un rayon de plus de deux kilomètres. On peut noter que le flux de neutrinos muoniques diminue de 10% si l'on s'éloigne de 700 m de l'axe du faisceau, ce qui correspond à une erreur de direction d'un milliradian seulement. L'alignement est donc un point important de la construction de la ligne de faisceau.

3.3.3 Alignement du faisceau

Les problèmes des possibles erreurs d'alignement des éléments de la ligne de faisceau ont été étudiées pour la première fois dans la référence [118]. La corne et le réflecteur seront posés sur des pieds réglables en hauteur et dotés d'un mouvement de translation horizontale afin de pouvoir régler le plus précisément possible l'alignement du faisceau. On peut ainsi atteindre une précision inférieure au millimètre pour la position, et une précision inférieure au milliradian pour l'alignement du faisceau. La figure 3.21 montre les distributions spatiales enregistrées dans la première station de compteurs à muons quand on écarte verticalement l'un des éléments de focalisation de l'axe du faisceau. Ces courbes doivent être centrées sur zéro si le faisceau est bien aligné.

Dans le cas d'un décalage de 15 mm vers le haut de la corne, avec un réflecteur parfaitement positionné, on constate un déplacement de la valeur moyenne de la distribution de 51 mm (courbe du haut de la figure 3.21). De même, si la corne est bien positionnée mais que le réflecteur est déplacé de 30 mm, on observe une valeur moyenne de la distribution de 81 mm, comme le montre

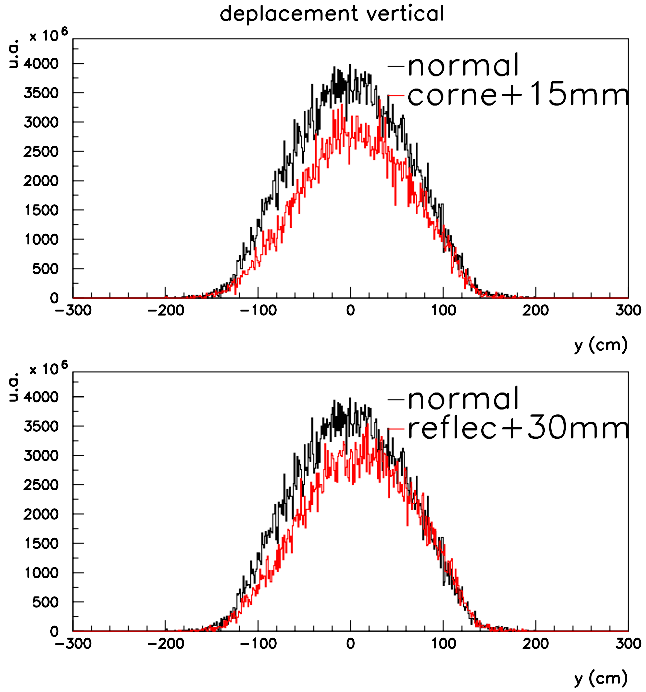


FIG. 3.21: Effet du mauvais positionnement des éléments de focalisation. Les graphiques montrent la distribution verticale des μ^+ passant le premier détecteur de muons. En haut, déplacement de la corne de 15 mm par rapport à l'axe du faisceau, et en bas déplacement du réflecteur de 30 mm par rapport à l'axe du faisceau.

la courbe du bas de la figure 3.21. On voit donc que l'on pourra corriger d'éventuelles erreurs d'alignement grâce à ces détecteurs.

Les conséquences du mauvais positionnement des éléments de la ligne de faisceau doivent être étudiées pour les expériences qui le reçoivent. Cela est fait dans le paragraphe 4.6.3 où les effets sur la sensibilité du détecteur OPERA sont présentés.

Chapitre 4

L'expérience OPERA : $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$

La musique, c'est du bruit qui pense.
Victor Hugo.

4.1 Présentation de l'expérience

OPERA [119, 120] est un joli acronyme signifiant *Oscillation Project with Emulsion tRacking Apparatus*, c'est à dire Projet d'Oscillation avec un Appareil de tRajectographie composé d'Émulsions. Une petite explication de texte s'impose. D'abord, OPERA n'est plus un projet mais bel et bien un détecteur qui se construit jour après jour et dont la réalisation sera terminée en septembre 2006, la moitié du détecteur étant complètement opérationnel dès le mois de mars 2006. Ensuite, comme nous l'avons vu au cours du chapitre 2, l'expérience OPERA se propose de lever toutes les ambiguïtés sur le mécanisme qui entraîne une disparition du flux de neutrinos atmosphériques. Cette disparition s'explique pour l'instant par l'oscillation des neutrinos muoniques en neutrinos tauïques (voir paragraphes 1.3.1.3 et 2.6). La preuve sera apportée par OPERA en détectant l'apparition de neutrinos tauïques dans un faisceau ne contenant à l'origine que des neutrinos muoniques et une faible pollution en neutrinos électroniques.

Pour cela, le détecteur est placé dans le *Laboratori Nazionali del Gran Sasso*, qui se trouve dans le massif des Abruzzes, à 732 kilomètres du CERN, sur la trajectoire du faisceau CNGS (chapitre 3). L'énergie de ce faisceau a été optimisée pour la détection des ν_τ, comme nous l'avons vu, elle est en moyenne de 17 GeV.

Le neutrino tauïque se détecte via son interaction par courant chargé. Il produit un lepton τ qu'il est possible d'observer. OPERA emploie une technologie déjà utilisée par l'expérience DONUT (paragraphe 2.1) pour mettre en évidence le neutrino tauïque, ainsi que par l'expérience CHORUS [101] qui étudiait les oscillations de neutrinos au CERN dans les années 1990. Il s'agit d'observer avec une grande précision la topologie de l'interaction du neutrino, puis de la désintégration du τ. Pour cela, on fait usage d'émulsions photographiques. Les émulsions permettent d'obtenir la précision nécessaire : de l'ordre du micron sur les trajectoires des particules. Voilà qui complète l'explication du nom de l'expérience !

Le τ possède un temps de vie de $2,9.10^{-13}$ s, ce qui entraîne un libre parcours moyen dans le référentiel du laboratoire de l'ordre du millimètre. On distingue trois types de désintégrations différentes. La première est celle produisant le signal le plus propre : le τ se désintègre en muon, accompagné de deux neutrinos pour conserver les nombres leptoniques de saveurs. Cela représente $17,7\%$ des désintégrations du τ. La seconde possibilité possède une rapport de branchement

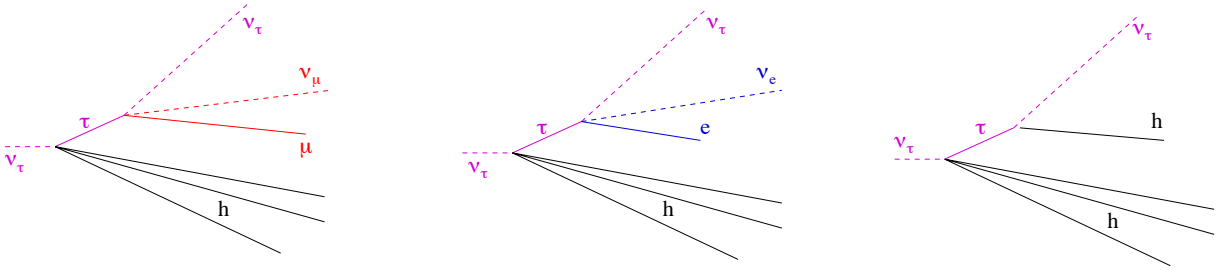


FIG. 4.1: Topologie des désintégrations du τ dans les canaux de désintégrations muonique, électronique et hadronique.

de $17,8\%$, et le τ se désintègre en électron, toujours accompagné de deux neutrinos, électronique et tauïque. Le troisième cas regroupe toutes les désintégrations en un hadron chargé et un neutrino tauïque. Il se produit dans $49,5\%$ des cas. Ces trois types de désintégration possèdent des topologies similaires schématisées sur la figure 4.1. Il faut être capable de les reconnaître pour identifier l'interaction du neutrino tauïque (voir paragraphe 4.2.5).

Pour être capable de mener à bien un tel projet, il faut un détecteur hybride alliant les émulsions à des détecteurs plus classiques pour une reconstruction complète des événements. Chaque composant de ce détecteur est décrit dans une première partie et les procédures utilisées pour reconstruire les données sont expliquées. Comme toutes les expériences modernes de physique des particules, OPERA fait copieusement appel à l'informatique. La chaîne de simulation et de reconstruction des données est donc présentée dans la suite, et la troisième partie s'attache à décrire le programme de reconstruction d'OPERA, comprenant la reconstruction des traces, la mesure de l'impulsion, l'identification des muons, et la localisation de la brique. La dernière partie est consacrée aux résultats que l'on peut espérer d'OPERA, ainsi qu'à une étude des conséquences d'imprécisions dans le faisceau CNGS vus au chapitre 3.

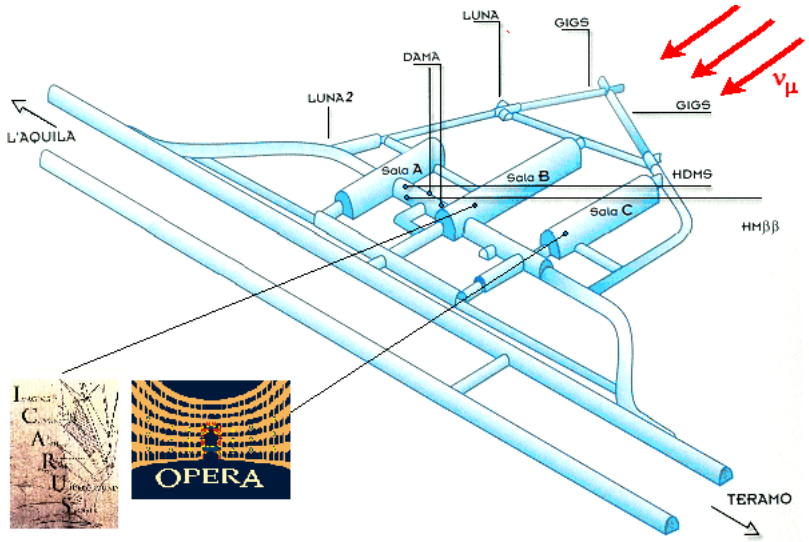


FIG. 4.2: Plan du site souterrain du Laboratoire National du Gran Sasso. Les Halls B et C vont accueillir les expériences ICARUS et OPERA. On distingue au bas de la figure les tunnels de l'autoroute entre L'Aquila et Teramo.

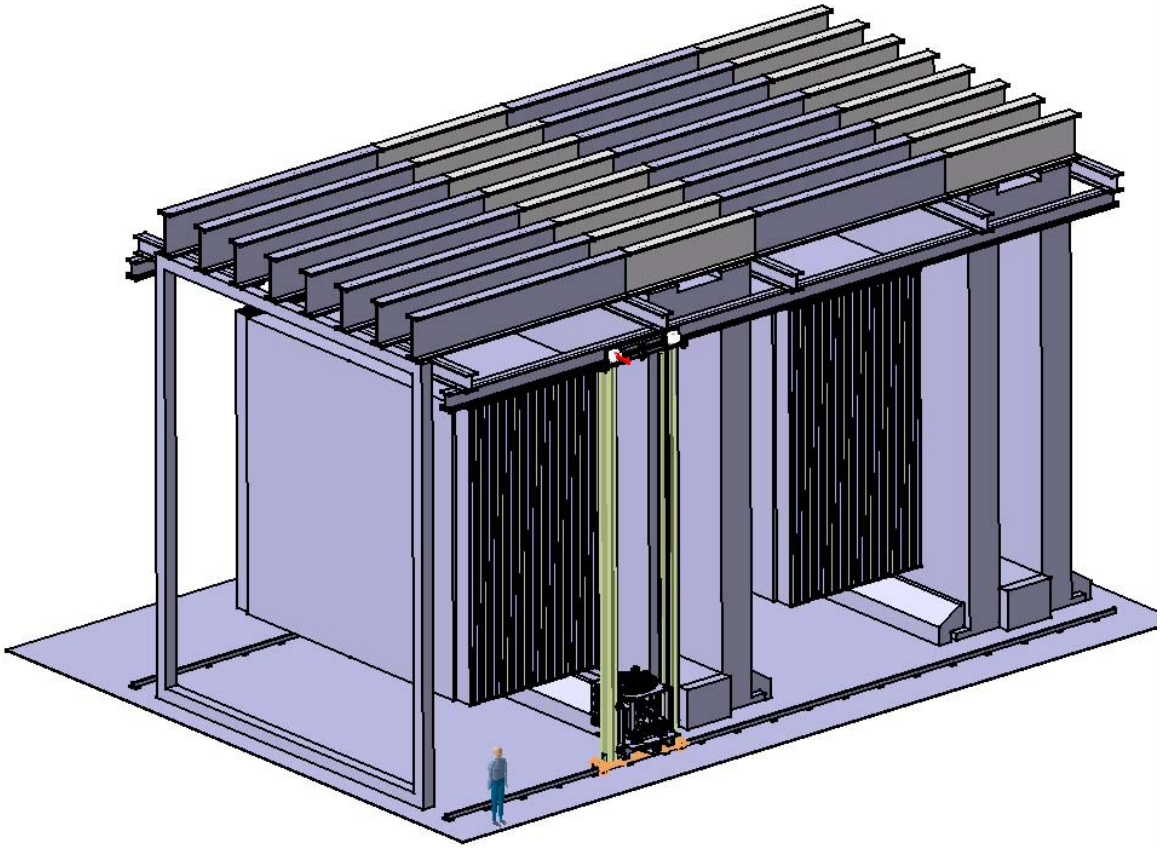


FIG. 4.3: Vue d'artiste du détecteur OPERA.

4.2 Le détecteur

4.2.1 Vue d'ensemble

Le détecteur est localisé dans le laboratoire du Gran Sasso. Ce laboratoire est un grand complexe souterrain, situé à 6 km de l'entrée ouest d'un tunnel, sur l'autoroute Teramo-Rome. Il se trouve sous environ 1400 m de roche, ce qui équivaut à 2300 m d'eau. Cela permet de réduire le flux de rayons cosmiques d'environ 100 $m^{-2}s^{-1}$ à la surface de la Terre à 1 $m^{-2}h^{-1}$ au niveau du laboratoire.

Le laboratoire est formé de trois grands halls expérimentaux orientés dans la direction du CERN, et de plusieurs galeries accueillant également des expériences. La figure 4.2 décrit le plan de ce laboratoire. Le Hall B est destiné à l'expérience ICARUS [78], qui étudiera le faisceau CNGS à l'aide d'une chambre à projection temporelle remplie d'argon liquide. Le Hall C quant à lui accueille BOREXINO et OPERA.

Le détecteur OPERA peut être considéré comme une cible modulaire et instrumentée. La figure 4.3 est une vue d'artiste du détecteur. On y distingue deux super-modules, chacun constitué d'une cible et d'un spectromètre instrumenté. On distingue également les poutrelles métalliques

qui couvrent l'ensemble du détecteur. En raison des risques sismiques de la région, la construction des détecteurs doit respecter des normes strictes. Pour cela, les deux spectromètres servent de support à ces poutrelles auxquelles sont suspendus tous les autres sous-détecteurs. Le détecteur a une section carrée de 10 m de côté, et s'étire sur une longueur de 30 m. La masse de la cible est d'environ 1800 t auxquelles il faut ajouter les quelques 2000 t des spectromètres.

La cible est constituée de briques formées de plaques de plomb et de films d'émulsion photographique. Les neutrinos interagissent dans le plomb, et c'est en analysant les émulsions que l'on pourra mettre en évidence les leptons τ.

Les briques sont entourées de détecteurs dit *électroniques* par opposition aux films d'émulsions qui sont des détecteurs chimiques. Ils sont de plusieurs espèces et ont des rôles différents. Le trajectographe de la cible (communément appelé *Target Tracker, (TT)*) est composé de barreaux de scintillateurs plastiques. Il sert au déclenchement de l'électronique, à identifier la brique ayant été touchée par un neutrino, ainsi qu'à faire le lien entre cette brique et le spectromètre. On aperçoit également sur cette figure le robot servant à remplir le détecteur de briques et à les retirer une fois qu'une interaction s'est produite en leur sein.

Le spectromètre est instrumenté par des Chambres à Plaques Résistives (RPC) ainsi que par des tubes à dérive, pour une mesure de précision. Il assure la mesure de l'impulsion et de la charge des particules (principalement les muons). Ces deux détecteurs combinés sont aussi utilisés pour l'identification des muons. Étant donnée la longueur totale de la cible, une acceptance angulaire suffisante ne pouvait être assurée avec un seul spectromètre. OPERA est donc divisé en deux *super-modules* identiques composés d'une cible et d'un spectromètre et placés l'un derrière l'autre. Les derniers détecteurs composant OPERA sont des "vetos", rejetant le bruit de fond de la radioactivité naturelle et des muons produits par le faisceau dans la roche environnante.

4.2.2 La cible active

Il y a plus de 200.000 briques dans le détecteur OPERA. Elles sont formées d'un empilement de plaques de plomb d'un millimètre d'épaisseur qui font office de cible et de films d'émulsions photographiques, qui serviront à détecter les particules chargées. De tels empilements sont utilisés depuis fort longtemps dans l'étude du rayonnement cosmique à haute altitude et sont appelés, pour des raisons historiques *chambre à nuages d'émulsions* ou ECC pour *Emulsion Cloud Chamber*.

Les émulsions photographiques sont constituées d'une gélatine dans laquelle sont répartis des micro-cristaux de bromure d'argent (AgBr). Ces micro-cristaux ont une taille de $0,2$ μm. Une partie du dépôt d'énergie laissé par les particules ionisantes amène des électrons du micro-cristal de la bande de valence à la bande de conduction. Ces électrons peuvent être piégés dans des puits de potentiel (souvent dûs à des défauts du cristal) et ils attirent les ions Ag^+ qui vont ainsi former des amas locaux d'argent métallique (appelé image latente) qui peuvent survivre plusieurs années. Lors du développement, un agent réducteur transforme les Ag^+ en Ag métalliques qui vont s'agréger aux germes que constituent les images latentes. On obtient finalement des grains d'environ $0,6$ μm. La résolution intrinsèque sur la position de ces grains est de $0,06$ μm, et le système de scanning automatique actuel (paragraphe 4.2.5.2) autorise une localisation à 2 μm de chaque grain. On arrive ainsi à mesurer les trajectoires des particules avec une précision de l'ordre du micron. Ces émulsions sont fabriquées par la firme japonaise FUJI. Elles diffèrent des plaques photographiques habituelles par une répartition des grains de bromure d'argent beaucoup plus uniforme. Elle sont extrêmement sensibles aux conditions de température et d'humidité, l'emballage des briques a donc fait l'objet de tous les égards. Les films d'émulsion sont composés d'une

base en plastique, de 200 μm d'épaisseur recouverte sur ses deux faces d'une couche d'émulsion de 45 μm d'épaisseur. Il y en a 11 millions, dont 20% ont déjà été produits.

Le plomb a été choisi pour sa haute densité ($\rho_{Pb} = 11,35$ g/cm^3) mais sélectionné également selon sa radioactivité, car il ne faut pas polluer les émulsions par les électrons de basse énergie émis par le ^{210}Pb. Un niveau acceptable pour OPERA est de 20 Bq/kg. Le plomb pose néanmoins un problème de rigidité. Pour cela, un alliage de plomb et d'antimoine va être utilisé.

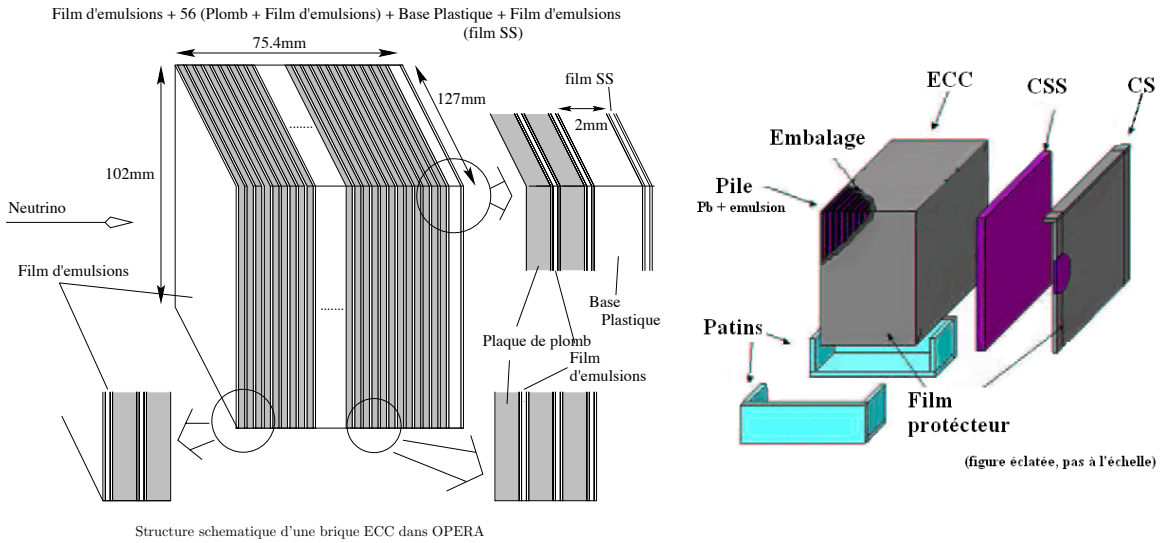


FIG. 4.4: Schémas d'une brique d'OPERA. À gauche, l'empilement des films d'émulsion et du Plomb, à droite, une vue complète de la brique, avec son film amovible (CS) et son support (CSS), ainsi que ses patins l'aidant à mieux glisser.

Les briques d'OPERA pèsent environ 8 kg. Elles ont une surface de $12,8 \times 10,3$ cm^2 et une profondeur de 7.5 cm au long de laquelle se trouvent 57 films d'émulsion, et 56 plaques de plomb (les briques débutent et finissent par un film d'émulsion). Les plaques de plomb et les émulsions sont maintenues en place par une structure rigide installée sous pression mécanique. Les briques sont ensuite complètement entourées par des couches de ruban adhésif résistant et opaque, pour permettre de les manipuler et pour les protéger de la lumière. La figure 4.4 illustre la conception d'une brique.

Un film d'émulsion supplémentaire est collé à l'extérieur de la brique, dans une enveloppe indépendante et amovible. Ce film se dénomme *Changeable Sheet* (CS), et son support est identifié par le sigle CSS. Nous verrons l'utilité des films amovibles au paragraphe 4.2.5.

OPERA sera rempli de 206336 briques qui se répartissent en 31 murs pour chacun des 2 super-modules. Elles sont positionnées perpendiculairement au faisceau. Dans ces murs, les briques sont posées sur des étagères métalliques. Il y a deux étagères côte à côte par mur, chacune pouvant supporter le poids des briques, soit environ 14 t. Elles sont composées de 64 étages pouvant chacun accueillir 26 briques, ce qui fait au total pour un mur 3328 briques. Une de ces étagères est représentée figure 4.5, suspendue à une poutrelle pour répondre aux risques sismiques.

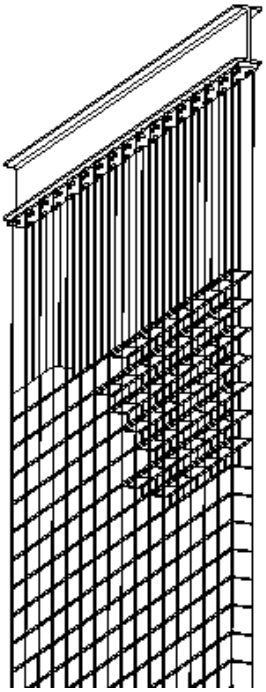


FIG. 4.5: Étagère métallique supportant les demi-murs de briques.

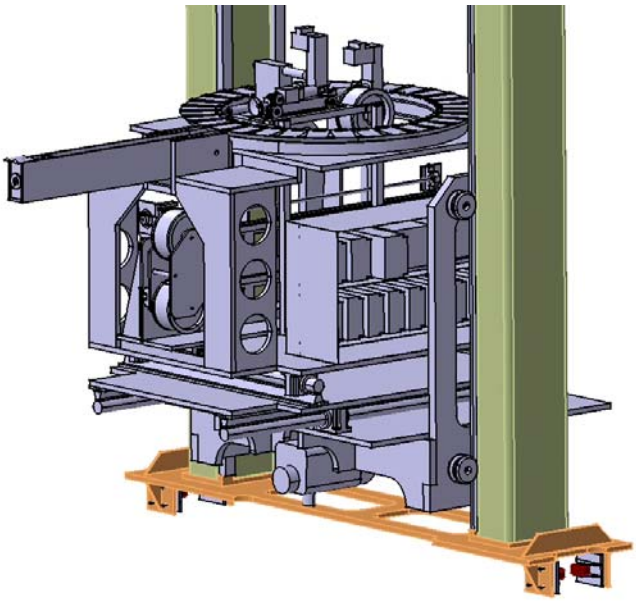


FIG. 4.6: Schéma de la plate-forme du manipulateur de briques. On distingue le pont-levis abaissé, le carrousel, en son centre le véhicule ventouse, et de part et d'autre une partie du portique.

4.2.2.1 Le système de manipulation des briques

Les briques doivent être positionnées avec une précision de l'ordre du millimètre. Pour remplir le détecteur de toutes ces briques avec une telle précision, et pour retirer celles qui seront le théâtre d'une interaction de neutrino, il faut l'aide d'une machine : le Système de Manipulation des Briques (BMS), qui est illustré sur la figure 4.6 [121].

Sur chaque côté du détecteur ont été apposés des rails sur lesquels un portique pourra se déplacer horizontalement. Ces portiques font toute la hauteur du détecteur, et ils supportent une plate-forme pouvant se déplacer verticalement. Les plate-formes sont équipées d'un carrousel pouvant accueillir jusqu'à 32 briques qui sert de stockage momentané, ainsi que d'un pont-levis qui permet de joindre la plate-forme aux étagères. Pour remplir le détecteur, les briques sont poussées les unes après les autres sur l'étagère. C'est un endroit assez exigu, bordé de cartes d'électroniques du trajectographe, de plus, la position des étagères va baisser sous le poids des briques. Pour permettre de mener à bien ce travail, de nombreux capteurs ainsi qu'une caméra CCD avec reconnaissance de formes ont été installés. Lors du chargement initial, chaque robot du BMS doit installer 480 briques par jour. Ce nombre est limité par la cadence de production des briques car il est estimé qu'un peu moins de mille briques pourraient être installées chaque jour.

Le BMS a également pour tâche de retirer les briques identifiées par le trajectographe comme ayant connu une interaction de neutrino. Pour cela, les plate-formes disposent d'un véhicule équipé d'une ventouse qui va retirer une à une (toujours en les faisant glisser) les briques d'une rangée, les stockant sur le carrousel, jusqu'à ce qu'il ait atteint la brique désirée. Il peut alors remettre en place les briques non utilisées. Ces opérations se dérouleront une fois par jour, pour

retirer la quarantaine de briques touchées.

Le suivi des briques et leur historique sont des points cruciaux pour reconstruire l'ensemble des événements. Il faut garder le lien entre les données des détecteurs électroniques, la brique, et le film amovible (qui peut ne pas être le seul à avoir été associé à cette brique si elle a déjà été retirée du détecteur). Le BMS fonctionnera donc sous le contrôle d'une base de données contenant tout l'historique des opérations.

4.2.2.2 La fabrication des briques.

Entre leur production par la société FUJI et leur empaquetage dans les briques aux Gran Sasso, les films d'émulsion vont être traversés par les rayons cosmiques. Il est heureusement possible de les *rafraîchir*. Pour cela, les émulsions doivent être placées pendant trois jours sous une atmosphère à 98% d'humidité et à une température de 30°C [122]. Plusieurs salles ont été installées dans la mine Tono au Japon pour mener à bien le rafaîchissement de l'ensemble des films d'émulsions.

La fabrication des briques est aussi un défi, car elles doivent survivre aux manipulations et garder leur qualité durant les cinq ans de prise de données. Il faut les protéger du rayonnement cosmique et c'est pourquoi elles seront assemblées dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso : La chaîne de montage sera installée dans une galerie reliant le Hall A au Hall B. Elle doit produire 960 briques par jour, ce qui devrait permettre d'avoir produit la totalité des briques en un an. Une fois fabriquées, les briques seront entreposées dans une zone tampon avant d'être placées dans le détecteur par le BMS.

4.2.3 Le trajectographe de la cible

Lors d'une interaction dans une brique, une partie des particules produites va sortir de celle-ci. Nous allons nous en servir pour la localiser. Il faut pour cela détecter ces particules et reconstruire leurs trajectoires.

A cet effet, entre chaque mur de briques sont intercalés deux plans de barreaux de scintillateurs orthogonaux entre eux. Après la simulation de plusieurs technologies [123], le choix de la collaboration s'est portée sur des scintillateurs plastiques, de $26,3$ mm de large, $10,6$ mm d'épaisseur et de $6,86$ m de long. Sur une telle longueur, la lumière de scintillation va subir une importante atténuation avant d'atteindre les photomultiplicateurs. On a remédié à ce problème en creusant une gouttière de 2 mm de profondeur le long du barreau pour y loger une fibre optique. De plus, les scintillateurs produisent de la lumière bleue alors que la photocathode des photomultiplicateurs est plus sensible au vert. La fibre optique est donc une fibre à décalage spectral : elle absorbe la lumière de scintillation et la réémet dans le vert. Une fraction de cette lumière verte se propage ensuite par reflection totale jusqu'aux photomultiplicateurs. Pour les protéger et assurer une bonne collection de la lumière, les barreaux sont recouverts d'une couche de TiO_2 réfléchissante et la gorge est fermée par du mylar aluminisé.

Les barreaux sont regroupés par unités de 64 pour former ce que l'on appelle un *module*. Il y a quatre modules verticaux et quatre modules horizontaux derrière chaque plan de briques, comme cela est illustré sur la figure 4.7. Cela mène à un total de 31744 barreaux.

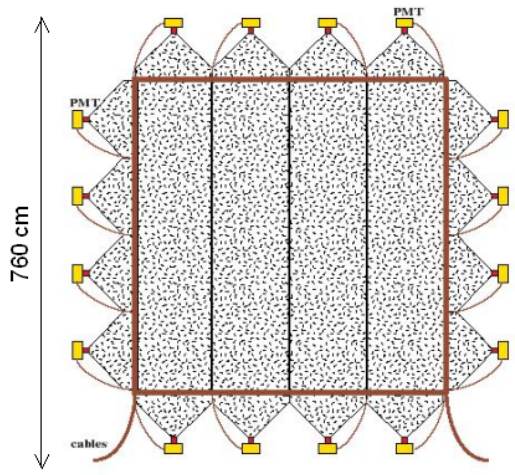


FIG. 4.7: Vu d'un plan de scintillateurs, on distingue les quatre modules verticaux, et on reconnaît les bouchons des module verticaux et horizontaux.

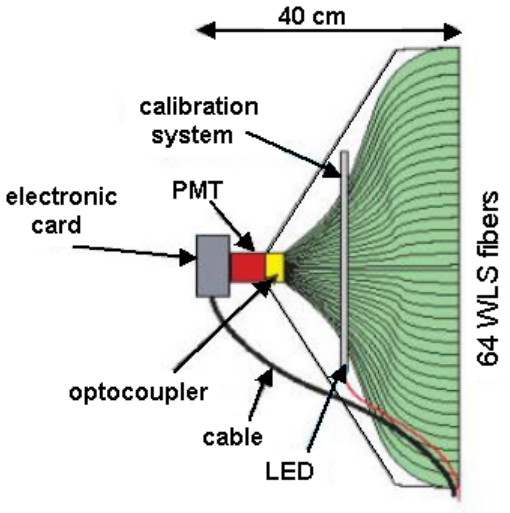


FIG. 4.8: Schéma d'un bouchon de module. On y trouve les fibres optiques rejoignant le photomultiplicateur, les photodiodes de calibration et la carte d'acquisition.

4.2.3.1 L'électronique de lecture des scintillateurs

Les 64 barreaux d'un même module sont lus à chacune de leurs extrémités par un photomultiplicateur à 64 canaux Hamamatsu H7546. La figure 4.8 montre les scintillateurs se terminant dans un bouchon où les fibres optiques sont regroupées vers le photomultiplicateur. Ces bouchons contiennent toute l'électronique de lecture, ainsi qu'un système de calibration par photodiodes.

La lecture des photomultiplicateurs est assurée par deux composants identiques lisant chacun 32 canaux [124]. Ils sont appelé OPERA ROC, pour *Read Out Chip*. Un des canaux de ces composants est représenté sur la figure 4.9.

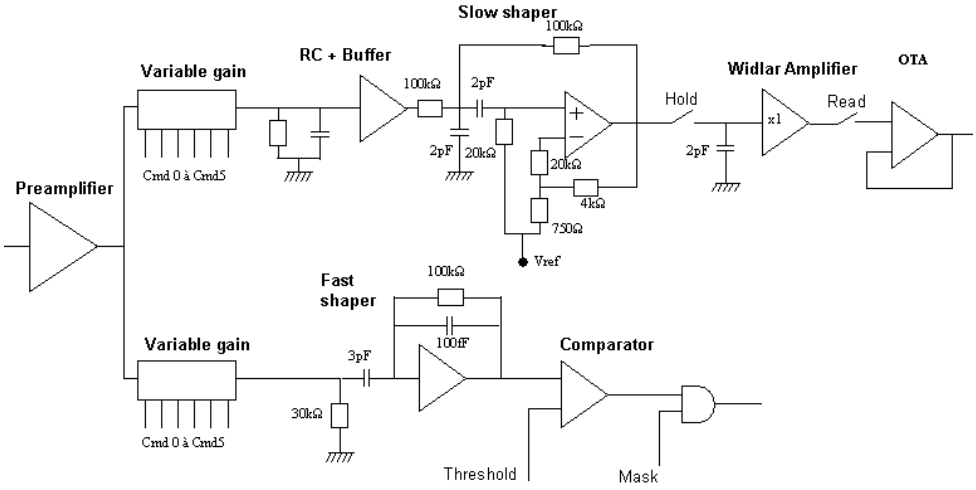


FIG. 4.9: Schéma d'un canal de l'électronique de lecture des photomultiplicateurs.

La charge pénétrant dans le composant va d'abord être préamplifiée. Le préamplificateur est équipé d'un correcteur de gain, car celui du photomultiplicateur est différent de canal à canal, comme on peut le voir sur la figure 4.10. Il faut donc corriger ces différences afin d'homogénéiser le traitement des étages supérieurs de l'électronique, et en particulier le seuil de déclenchement. Une série de six interrupteurs permet $2^6 = 64$ niveaux d'amplification différents, allant de 0 (le canal est masqué) à $3,55$ fois la valeur d'entrée du signal. Le gain de chaque canal du photomultiplicateur est mesuré lors de sa réception et le correcteur de gain est ajusté. La figure 4.11 montre la sortie de ce préamplificateur pour 32 valeurs de la correction de gain.

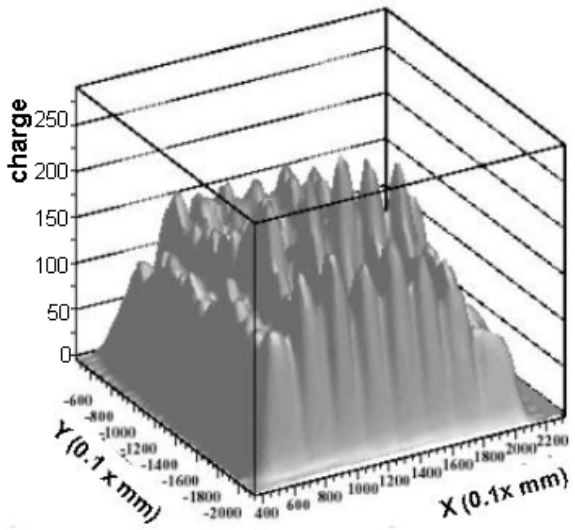


FIG. 4.10: Non uniformité des gains des 64 canaux d'un photomultiplicateur Hamamatsu H7546 [125]

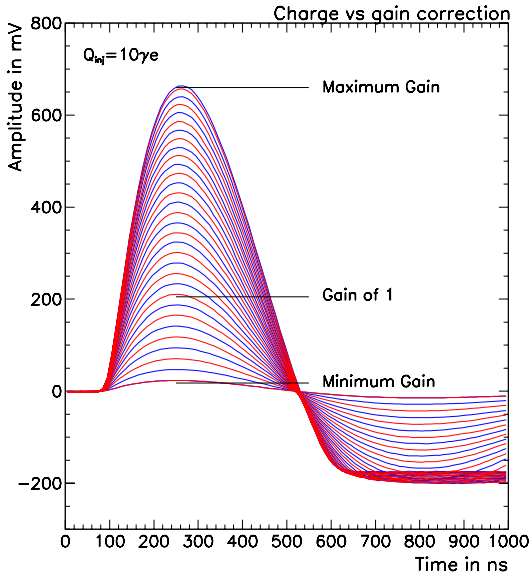


FIG. 4.11: Sortie du circuit de mise en forme lent pour une charge équivalente à 10 photo-électrons pour 32 niveaux de préamplification.

Le signal est ensuite envoyé vers deux circuits de mise en forme. Le premier d'entre eux est un circuit de mise en forme rapide, qui va conduire le signal vers un système de déclenchement automatique. Le déclenchement est décidé si l'amplitude dans l'un des 32 canaux est au dessus d'une valeur commune à tous les canaux fixée par une alimentation externe. Un masque permet de ne pas tenir compte de certains canaux. On peut ainsi éliminer les canaux qui deviendraient bruyants. Les performances du système de déclenchement sont de 100% pour une charge d'1/3 de photo-électron, soit 50 fC pour un gain à l'anode du photomultiplicateur de 10^6. Notons pour comparaison qu'une particule au minimum d'ionisation passant au centre du barreau de scintillateur produit au moins 5 photo-électrons.

En parallèle, le signal passe par un circuit de mise en forme lente pour mesurer la charge et un tableau de condensateurs mémorise la charge dans l'attente de la décision du circuit de déclenchement. Un 33^{eme} canal n'est pas relié au photomultiplicateur. Il est soustrait à chacun des autres canaux, ce qui permet d'éliminer les bruits communs à toutes les voies d'électroniques (bruit thermique, alimentation, etc...). Quand un événement doit être lu, les charges des 32 canaux sont multiplexées et envoyées vers la suite de l'électronique d'acquisition [126].

Les deux ROC sont positionnés sur une carte digitale reliée à une carte de contrôle qui va digitaliser le signal et l'envoyer sur une troisième carte (appelée carte mezzanine à cause de sa localisation au dessus de la carte de contrôle) qui est reliée au réseau du système d'acquisition par un câble éthernet. La carte de contrôle gère également les hautes tensions, l'horloge du système et les diodes de calibration.

4.2.4 Le spectromètre et les trajectographes de précision

Les mesures de la charge et de l'impulsion sont effectuées par deux spectromètres instrumentés par des Chambres à Plaques Résistives (RPC) et des tubes à dérive. Les deux spectromètres sont identiques et l'un d'entre eux est dessiné sur la figure 4.12. Le champ magnétique d'$1,5$ T y est produit par un dipôle construit à partir de deux bobines, l'une en bas et l'autre en haut du spectromètre, reliées par deux séries de 12 plans en fer de 5 cm d'épaisseur chacun, de 875 cm de large et de 820 cm de haut. Les deux bras du spectromètre sont séparés par une distance de 1 m. Les plans sont espacés par des interstices de 2 cm dans lesquelles viennent se loger les RPC. On en dispose 21 entre chaque plan (3 en largeur par 7 en hauteur).

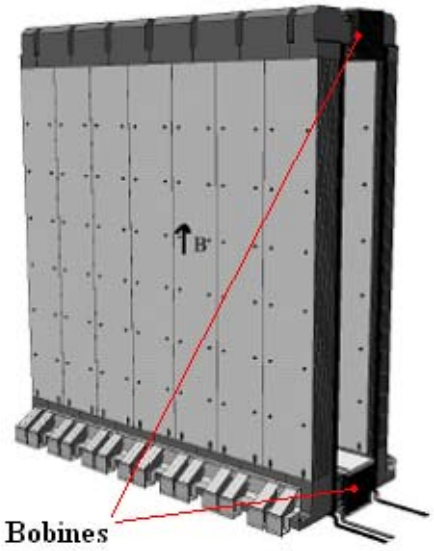


FIG. 4.12: Un des deux aimants.

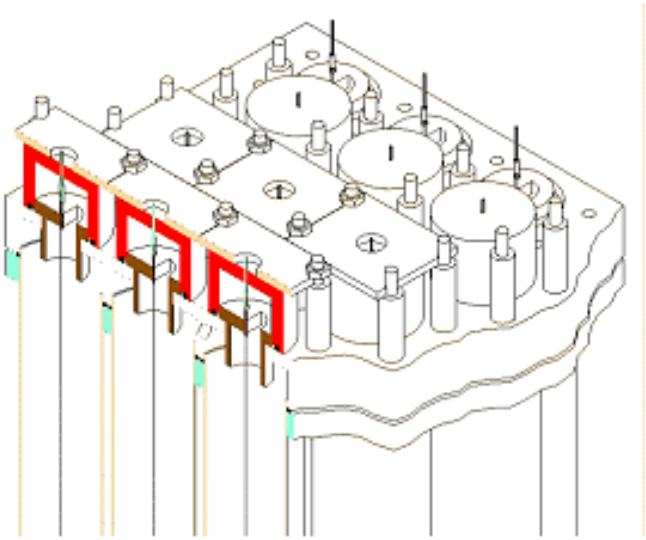


FIG. 4.13: Une partie d'une station de tubes à dérive vue du dessus. On peut apprécier leur disposition en quinconce.

Les RPC sont fabriquées à l'aide de deux plans de bakelite espacés de 2 mm et remplis à la pression atmosphérique d'un mélange gazeux à base d'argon. Des espaceurs en polycarbonate sont collés aux deux plaques de bakelite tous les 10 cm. Cela permet d'assurer la planéité des RPC mais crée approximativement 1% de zone morte. Les impulsions électriques sont collectées par deux rangés de bandes de cuivre perpendiculaires entre elles (une sur chaque face des RPC). Les bandes verticales ont une largeur de 26 mm et sont séparées de 2 mm. Elles sont sur les face aval du détecteur. Les bandes horizontales, se trouvent de l'autre coté, et ont une largeur de 35 mm.

Pour plus de précision dans la mesure, les spectromètres sont équipés de 6 stations de tubes à dérive et de deux plans de RPC appelé XPC dans lesquels les bandes de lecture ont été inclinées

de $\pm 45°$ pour permettre de lever les ambiguïtés lors de la reconstruction en 3 dimensions des trajectoires. Ils sont disposés comme le montre la figure 4.14[1].

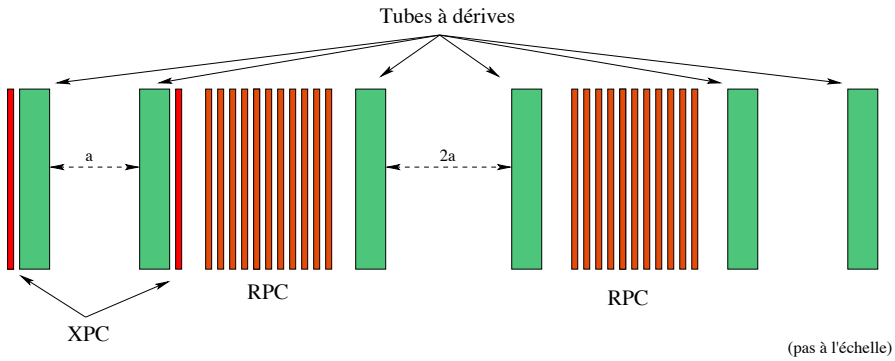


FIG. 4.14: Disposition des détecteurs de précision.

Une station de tubes à dérive est composée de 4 plans verticaux de 48 tubes. Les plans sont positionnés en quinconce les uns par rapport aux autres pour maximiser l'efficacité (figure 4.13). Les tubes font 38 mm de diamètre sur une hauteur de 7,9 m. C'est la première fois que l'on construit des tubes à dérive aussi longs. Un fil de 45 μm est tendu en leur centre et la précision de la mesure doit atteindre 300 μm avec une efficacité de 99%. La disposition des stations de tubes à dérive est montrée dans la figure 4.14. Deux stations sont positionnées avant le spectromètre, deux sont placées après et deux sont placées entre les deux bras du dipôle.

4.2.5 L'analyse des résultats

Une quarantaine d'interactions aura lieu chaque jour dans les briques d'OPERA, pour l'intensité nominale du CNGS de $4,5.10^{19}$ protons par an. Pour chaque événement, la brique ayant la plus grande probabilité de contenir l'événement est identifiée grâce aux détecteurs électroniques et est retirée par le BMS pour être analysée. La première étape est de séparer le film amovible de la brique. Il est développé dans les galeries du laboratoire, puis remonté à la surface pour être scanné sur le site même. On s'assure que les traces qui y sont reconstruites peuvent converger vers un vertex contenu dans le volume de la brique. On utilise pour cela les données des détecteurs électroniques qui indiquent si l'événement contient un muon (voir paragraphe 4.5.1). Dans l'affirmative, sa trajectoire est bien reconstruite et on ne va scanner qu'une surface de 5×5 cm^2 autour de l'endroit désigné par le trajectographe. Sinon, il faudra scanner l'ensemble du film amovible. La correspondance entre le muon du détecteur électronique et la trace dans le film amovible est réalisée en comparant l'angle de chacun d'eux avec l'axe du faisceau. La résolution angulaire dans la brique est inférieure à 2 mrad, alors que celle des détecteurs électronique est de l'ordre de 20 mrad. On impose $|\theta_{brique} - \theta_{elect}| < 20$mrad.

Pendant ce temps, la brique reste stockée dans une chambre blindée se trouvant dans le Hall B. Si la confirmation qu'elle contient un événement est donnée, elle est préparée pour être envoyée dans l'un des laboratoires de scanning se trouvant dans les différents instituts de la collaboration. Dans ce cas, elle ne sera pas remplacée dans le détecteur. Si le scanning du film amovible s'avère négatif, un film amovible neuf est recollé sur la première brique et elle est réintroduite dans

[1] Au moment de l'écriture de cette thèse, le nombre total de tubes à dérive est en rediscussion pour des raisons financières.

le détecteur. La brique qui était le second choix de l'algorithme de localisation des briques est extraite à son tour du détecteur. Elle suit ensuite le même parcours que la précédente.

Cette procédure permet d'économiser du temps en ne scannant pas une brique entière pour rien, et permet aussi de gérer mieux les émulsions.

Il n'est pas prévu de briques de remplacement pour mettre à la place des briques retirées définitivement du détecteur pour être analysées. Les films amovibles permettent donc en plus d'économiser les briques. Finalement, en cinq ans de prise de données, OPERA perdra environ 10% de sa masse de plomb.

4.2.5.1 Manipulation des émulsions

Une reconstruction efficace des traces entre les films d'émulsion nécessite de pouvoir les aligner avec une grande précision. Pour cela, la brique contenant l'événement va être exposée pendant 2 ou 3 jours au rayonnement cosmique. Pour sélectionner les traces verticales, les briques sont disposées au fond d'un puit, et elles sont recouvertes de plaques de fer de 8 cm d'épaisseur pour ne laisser passer que les muons de haute énergie. Ils laisseront en moyenne une ou deux traces rectilignes par millimètre carré. Elles serviront de références pour la reconstruction de l'événement.

Après cette exposition, la brique est ouverte, les émulsions sont marquées d'un code spécifique les identifiant, et elles vont être développées par trempage dans des bains successifs. Ces opérations se font de manière semi-automatique. Les films sont finalement enduits de glycérine pour retrouver leur épaisseur initiale, et ils sont empaquetés dans un film plastique les protégeant. Les émulsions sont alors prêtes pour le départ et sont réparties entre les laboratoires de scanning.

Le scanning est effectué à l'aide d'un microscope optique pouvant se déplacer pour couvrir toute la surface de l'émulsion. Il est relié à une caméra CCD (ou CMOS à l'avenir) dont le signal est traité par un convertisseur analogique et est analysé par ordinateur.

Il existe deux systèmes de scanning. Le premier, appelé Super UTS est développé au Japon. Le second est le résultat d'un effort des groupes européens (initiés par les groupes italiens) et se nomme SySal. Il repose sur des équipements du commerce, ce qui lui a permis de bénéficier des formidables progrès réalisés ces dernières années en terme de vitesse des différents composants. Il a réussi à atteindre la vitesse nominale de 20 cm^2/h en reconstruisant toutes les traces traversant le film.

4.2.5.2 Le scanning d'un film

Le microscope est capable de faire la mise au point avec une précision de l'ordre de 2 μm. Cela permet de prendre 16 images à des profondeurs différentes sur chacune des couches d'émulsion d'un film (rappelons qu'il y a une couche d'émulsion de 45 μm d'épaisseur de part et d'autre d'une base en plastique de 200 μm pour chaque film). Des programmes d'analyse en ligne permettent d'y reconstruire des segments rectilignes appelées *micro-traces*. Elles peuvent être reconstruites jusqu'à $\tan\theta < 1$ (θ est l'angle que fait la *micro-trace* avec un axe orthogonal au film d'émulsion). Des algorithmes de reconnaissance de forme permettent d'extraire les micro-traces d'un important bruit de fond appelé *brouillard* et qui est du à des noircissements aléatoires des émulsions ou à l'intégration du passage de particules provenant de la radioactivité naturelle. Ce *brouillard* doit rester en dessous de 5 grains par $10^3 \mu\mathrm{m}^3$.

D'autres algorithmes sont utilisés pour connecter les micro-traces provenant des deux côtés d'un même film pour former ce que l'on appelle des *traces de base* (car le support plastique sur lequel reposent les deux couches d'émulsion est appelé la *base*). La reconstruction finale des traces se fait en connectant ces traces de base entre elles.

4.2.5.3 La stratégie de scanning : principe de l'analyse

Une fois les traces des particules provenant de l'interaction du neutrino identifiées sur le film amovible, le vertex est recherché. Trois étapes sont nécessaires à cela. On effectue d'abord un scanning général du dernier film d'émulsion de la brique aux alentours des traces repérées dans le film amovible. Il faut refaire un tel scanning car le film amovible n'est pas bien aligné avec la brique. Les traces de base tel que $\tan\theta < 0,4$ sont gardées (une dizaine environ). Vient ensuite le scanning de suivi : film après film, en remontant vers un vertex hypothétique. Les traces de base sont raccordées pour former la trace complète. Si l'on rencontre un vertex secondaire dont la particule mère est chargée, celle-ci va être suivie à son tour. Lorsque les traces s'arrêtent (*i.e.* qu'on ne peut plus leur associer de traces de base dans les deux films qui la précèdent), c'est que le vertex est proche. Quatre films sont alors scannés avec précision sur une surface de 5×5 cm^2 pour le localiser.

L'identification de l'interaction des neutrinos tauïques se fait par l'apparition des leptons τ dont la courte durée de vie (1 mm de parcours dans le référentiel du laboratoire) provoque une topologie particulière dans les briques. C'est cette topologie qu'il faut reconstruire.

Après l'interaction du neutrino dans le plomb, deux cas de figures se présentent. Le τ peut vivre suffisamment longtemps pour ressortir de la plaque et laisser une trace dans les émulsions (ce qui est le cas le plus favorable). Dans ce cas, la trajectoire de la particule chargée fille émise lors de sa désintégration[2] va faire un coude avec celle du τ, puisqu'une partie de l'impulsion est emportée par le(s) neutrino(s). Cet angle marque la signature du τ. On appelle ce cas de figure une *désintégration longue*. Il se produit pour environ 40% des interactions de neutrinos tauïques.

Dans le second cas, moins favorable, mais plus fréquent, le τ se désintègre dans la plaque de plomb où il est apparu. Il est néanmoins possible de le détecter en mesurant le paramètre d'impact de la particule chargée qu'il a produite par rapport au vertex principal. Ces événements sont appelés *désintégrations courtes*.

particule	temps de vie (10^{-15} s)
τ	290
D^+	1057
D_s^+	467
Λ_c^+	206

TAB. 4.1: Temps de vie du τ et des particules charmées [6].

La figure 4.15 illustre ces deux topologies particulières. Une des sources de bruit de fond importante provient des particules charmées dont le temps de vie est proche de celui du τ (voir table 4.1). Ces particules sont principalement créées par les interactions de ν_μ par courant chargé. Ce bruit de fond est rejeté grâce à l'identification du muon primaire créé par cette interaction.

[2] nous ne tenons pas compte ici des désintégrations en trois hadrons chargés.

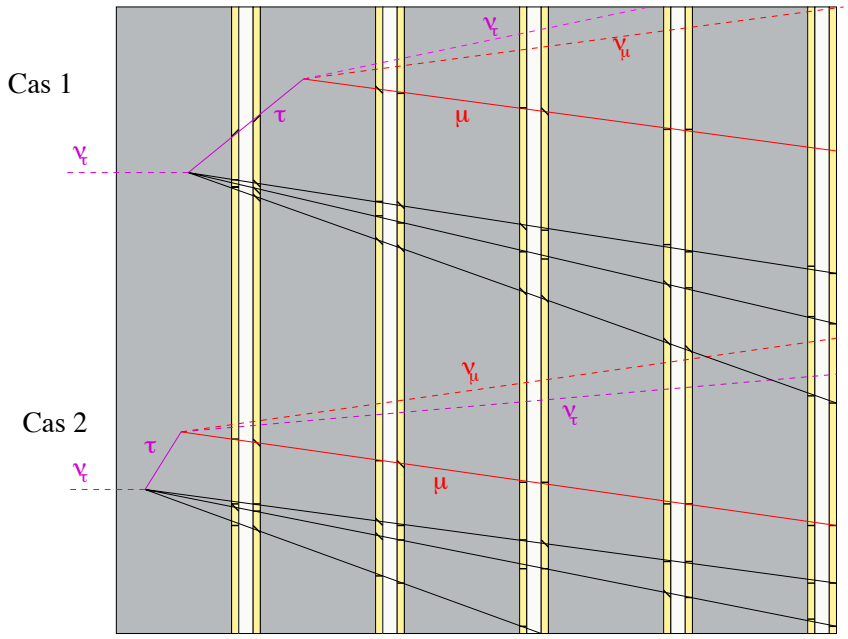


FIG. 4.15: Topologie de désintégration du τ (ici en μ), dans cas d'une désintégration longue où le τ est observable (haut) et d'une désintégration courte (bas), où le τ se détecte par son paramètre d'impact.

Cette dernière est effectuée à l'aide des détecteurs électroniques (paragraphe 4.5.1). Les particules charmées peuvent également se désintégrer en muons, donnant lieu à des événements contenant deux muons. Mais dans ce cas, le muon de la particule charmée est un μ^+, ce qui permet de le différencier du muon provenant des τ se désintégrant dans ce canal qui, lui, est négatif.

Une fois le vertex trouvé, la topologie de l'événement va être étudiée. Pour cela, 10 films d'émulsion sont scannés sur une zone de 5×5 cm^2, on peut ainsi obtenir une mesure grossière de l'impulsion des particules par l'étude de leurs diffusions multiples [127]. On peut ainsi réduire le bruit de fond, car les particules trop peu énergétiques peuvent subir des diffusions mimant la désintégration du tau.

Les critères utilisés pour identifier la topologie sont de deux ordres. Soit un angle supérieur à 9 mrad est trouvé le long de la trajectoire d'une particule (la résolution angulaire est de 3 mrad), nous sommes alors dans le cas de la recherche d'une trajectoire coudée (désintégration longue), où le tau sort de la plaque de plomb. Soit un paramètre d'impact plus grand que $1,8$ μm est trouvé entre le vertex et l'une des traces, nous sommes alors dans le cas d'une désintégration courte.

Si un événement a débordé de la brique, il est possible de retirer la brique contiguë pour obtenir une plus grande précision sur les traces (identification des électrons, mesure de l'énergie).

Si une brique passe tous ces critères, on passe à la phase finale avec le scanning de l'ensemble de la brique. Cela représente environ 1000 cm^2 soit une cinquantaine d'heures. Il est donc important de bien sélectionner les briques avant de les envoyer vers cette étape. Ce scanning complet permettra d'abord d'avoir une plus grande précision sur la mesure de l'impulsion par la méthode de la diffusion multiple en améliorant les mesures angulaires (ce qui est utile pour connecter les traces de la brique avec celles des détecteurs électroniques), et permettra d'identifier sans doute possible les τ.

4.3 Le développement des logiciels

Le développement des logiciels d'analyse et de simulation fait partie intégrante de la préparation de l'expérience. Des simulations ont permis d'arrêter des choix technologiques lors de la conception du détecteur [123], et des logiciels créés par la collaboration équipe déjà les PC de nouvelle génération des tables de scanning. Les logiciels qui permettront d'utiliser le détecteur et de produire l'analyse sont en cours de réalisation. Nous allons d'abord présenter les ressources que nécessite l'expérience, puis les logiciels vont être présentés, en commençant par leur organisation, puis en passant en revue toutes les étapes, de la simulation à la reconstruction des événements dans les émulsions et dans les détecteurs électroniques. Ce dernier programme sera décrit en détail dans le paragraphe 4.4.

4.3.1 Ressources informatiques

OPERA bénéficie des infrastructures en matériels et logistiques du CERN. Cela a orienté certaines décisions prises par la collaboration. Les programmes d'OPERA doivent pouvoir être compilés sur les machines du CERN où ils pourront bénéficier de la puissance de calcul fournie par les fermes de PC. Le standard du CERN (actuellement Linux RedHat 7.3) s'applique également aux logiciels d'OPERA. Il est prévu que le Laboratoire du Gran Sasso fournisse aussi un environnement similaire à celui du CERN pour pouvoir utiliser les programmes indépendamment sur les deux sites.

Le CERN offre également la possibilité d'un stockage massif de données grâce au système Castor [128]. Les données d'OPERA sont stockées dans des fichiers ayant un format de type Root [129] qui va être décrit plus loin. Le CERN fournit enfin l'accès à une base de données de type Oracle [130].

4.3.2 Cadre général

Le code est partagé entre différents programmes obéissant tous aux mêmes règles et indépendants les uns des autres. Le lien entre les programmes et les différentes bibliothèques de programmes utilisées est organisé grâce à CMT [131], un logiciel qui permet de structurer et de gérer les versions des logiciels. Le choix d'un langage orienté objet s'est imposé à la collaboration pour permettre une gestion efficace du code, et pour faciliter la compatibilité avec les programmes existants. Les programmes sont généralement donc codés en C^{++}, avec ici ou là des codes en ForTran.

Le cadre dans lequel se développent les codes est défini par le programme `OpAlgo` qui est inspiré de Gaudi [132]. Il définit trois types de fonctions que peuvent avoir les classes : les *RunManager* sont des classes qui gèrent l'ensemble d'un programme. Elles ont pour tâche de définir les entrées et les sorties du programme et de traiter les données événement par événement. Pour cela, elles font appel à des classes d'un deuxième type : *AlgoManager*. Ce sont elles qui lancent un à un les algorithmes appliqués aux données. Elles peuvent également lancer d'autres *AlgoManager* quand la structure du programme se complique. Le dernier type de classe est *Algo*. Ce sont les algorithmes eux-mêmes. Le type des classes est donné par le système de l'héritage du C^{++}. Une classe contenant un algorithme héritera donc de *Algo*.

L'ensemble de ces classes répondent à une organisation simple. Reposant sur quatre méthodes : *init*(), *execute*(), *finalize*() et *clear*(). La première est exécutée une fois, au début du programme, la seconde et la quatrième sont exécutées pour chaque événement du fichier d'entrées,

la quatrième étant exécutée en second pour nettoyer les différentes variables nécessitant de l'être, et la troisième est lancée une fois, après que la boucle sur les événements du fichier d'entrées soit terminée. Les classes de types *AlgoManager* possèdent en plus une méthode *AlgoFactory* qui permettra au programmeur d'installer les algorithmes et de procéder à leur initialisation, puis leurs exécutions, et enfin leur finalisation.

4.3.3 L'accès aux données

Le format de chaque donnée (*hit*, particules, trace, etc..., voir annexe C) est volontairement indépendant de tout algorithme (séparation donnée-algorithme). Les algorithmes seront dans des programmes extérieurs et n'auront pas la possibilité de modifier ces formats. Ainsi, le code est sécurisé, et les fichiers toujours lisibles. La seule contrainte s'appliquant à un programmeur est de se conformer à ces formats. La définition des formats se fait dans deux modèles miroirs. L'un, `OpData` contient toutes les définitions des données telles qu'elles sont utilisées par le programmeur quand il écrit un code, et l'autre, `OpRData`, celles (correspondantes) des données persistantes, c'est à dire telles qu'elles sont écrites dans les fichiers, et qui, par conséquent ont un format ROOT. Tout les formats de données sont des classes héritant de la classe `IOData` de `OpAlgo`.

L'accès aux données se fait grâce au programme `OpIO`. Le contact avec les données est établi par l'intermédiaire de classes héritant de `DataLoader` et `DataSaver`. Dans ces classes, le programmeur définit les données du fichier dont il a besoin, et les données qu'il veut sauvegarder dans le fichier de sortie. Les données ainsi sélectionnées sont chargées à chaque événement dans un espace commun de type *TDataStore* défini dans le *RunManager* (*TDataStore* est une classe de `OpData`). C'est à travers cet espace commun que l'on peut accéder aux données dans l'ensemble du programme.

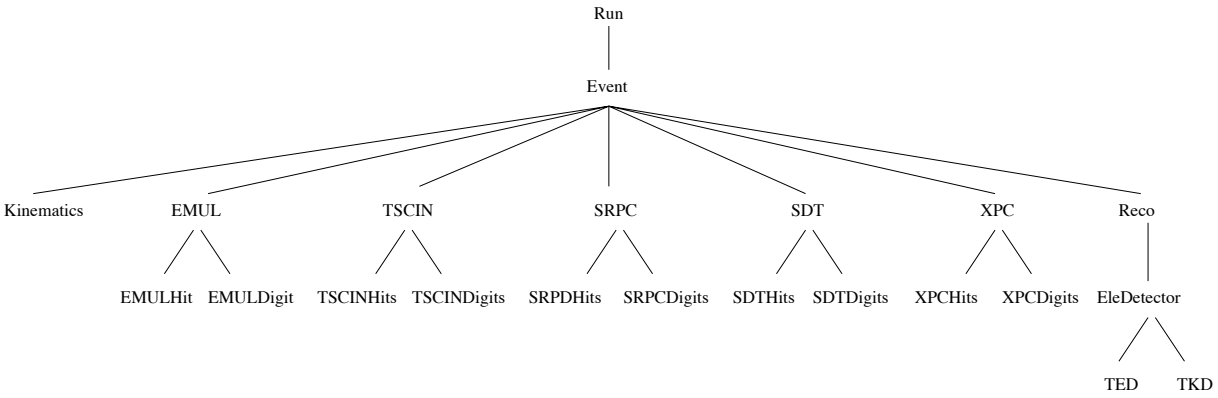


FIG. 4.16: Structure en dossiers des données OPERA.

Les données sont sauvegardées sous forme d'arbre ROOT (un *TTree*). Cet arbre possède une structure en dossiers (*folders*) similaire à celle de Linux qui est décrite par la figure 4.16. Le dossier *kinematics* contient les listes des particules et des vertex Monte Carlo. Les cinq dossiers suivants sont attachés aux détecteurs et contiennent les listes de *hits* et de *digits* qui leurs sont associés, et le dossier *Reco* contient les informations sur la reconstruction des données. Pour l'instant, seule la reconstruction des données des détecteurs électroniques est disponible. Un petit lexique s'impose pour expliquer les préfixes souvent utilisés dans les logiciels d'OPERA :

EMUL	: ÉMULsions.
TSCIN	: SCINtillateurs de la cible (Target).
SRPC	: RPC des Spectromètres.
SXPC ou XPC	: XPC des Spectromètres.
SDT	: Tubes à Dérive des Spectromètres.

4.3.4 La chaîne de simulation

Le générateur des interactions de neutrinos utilisé par OPERA (`OpNegn`) est une adaptation du générateur utilisé dans NOMAD. Le faisceau de neutrinos de cette expérience était assez proche de celui du CNGS, et cela offre donc une simulation solide, puisqu'elle a été confrontée aux données prises dans NOMAD [83].

`OpNegn` est un programme autonome, écrit en FORTRAN, qui fournit des fichiers d'entrées ASCII pour la simulation contenant les informations cinématiques des particules créées par l'interaction du neutrino, ainsi que celles des vertex secondaires. Il trouve sa place dans le programme `OpGen`, qui, à terme, proposera plusieurs générateurs différents.

La simulation des interactions profondément inélastiques est répartie en plusieurs processus. L'interaction du neutrino est simulée en utilisant une version modifiée de LEPTO6.1 [133] ; les processus de fragmentation hadronique sont basés sur le modèle des cordes de Lund et utilisent le programme JetSet 7.4 [134] et les réinteractions dans le noyau sont prises en compte avec DPMJE [135]. Les interactions quasi-élastiques sont moins nombreuses (environ 25% des interactions par courant chargé). Elles sont générées grâce à la formule de Llewellyn-Smith [136], et enfin, les interactions résonnantes reposent sur le modèle de Rein-Sehgal [137].

L'actuelle simulation du détecteur OPERA est l'objet du programme `OpRoot`, qui est une adaptation pour OPERA du programme de simulation de l'expérience ALICE `AliRoot` [138]. Dans l'avenir, la simulation d'OPERA doit migrer vers une version adaptée du logiciel VMC (*Virtual Monte Carlo*) de ROOT. La simulation se fait avec GEANT 3, interfacé avec ROOT. GEANT utilise des coupures en énergie en dessous desquelles les particules sont abandonnées. Pour rendre la simulation plus réaliste, elles sont abaissées pour les photons et les électrons. Le traitement par GEANT des particules telles que le τ ou les particules charmées est désactivé puisqu'elles sont traitées au niveau du générateur `OpGEN`. La description de la géométrie des détecteurs est inscrite dans des fichiers spécifiques, dans un format similaire à XML. La simulation comprend les briques et les émulsions ainsi que les détecteurs électroniques de la cible, les spectromètres, et même une description sommaire de BOREXINO qui se trouve en amont d'OPERA dans le faisceau CNGS.

La simulation étudie les événements des types suivants : les interactions quasi-élastiques et profondément inélastiques des ν_μ (par courant chargé et par courant neutre) ; les interactions profondément inélastiques et quasi-élastiques des ν_τ par courant chargé ainsi que la désintégration du τ produit ; les interactions par courant chargé des ν_e ; et les événements produisant des particules charmées. Le résultat de la simulation est sauvegardé dans le format officiel d'OPERA décrit au paragraphe précédent. Il comporte les *hits* (spécifiques à chaque détecteur), autrement dit les informations physiques laissées dans une zone active du détecteur (comme par exemple l'énergie déposée).

Le programme `OpDigit` a ensuite la charge de transformer les informations physiques en informations utilisables par les programmes de reconstruction. Pour les données réelles, il y a

une étape de calibrage pour obtenir les mêmes informations. Le résultat, différent pour chaque détecteur, est appelé *digit*. Par exemple, l'énergie déposée dans un scintillateur sera transformée en nombre de photo-électrons atteignant les photomultiplicateurs.

Un autre programme (`GenIma`) est en cours de développement pour simuler les films d'émulsion tels qu'ils sont vus par un microscope. Il est constitué d'un film d'émulsion simulé à l'aide de GEANT, dans lequel les particules sont suivies et les grains noircis de façon aléatoire à chaque dépôt d'énergie. Le brouillard est simulé par des grains noircis aléatoirement. L'image du film est ensuite reconstruite à l'aide d'un programme simulant l'optique du microscope et les pixels de la caméra CCD [139].

4.3.5 La reconstruction des trajectoires dans les détecteurs électroniques

Un programme nommé `OpRec` sert à reconstruire les données, qu'elles soient simulées, ou, plus tard, qu'elles proviennent du détecteur. Il se décompose en plusieurs sous-programmes ayant des tâches différentes. Le premier d'entre eux, `Pattern` a pour fonction de reconstruire les traces des particules [140]. Viennent ensuite `Tracking` et `Kalman` qui reconstruisent l'impulsion et la position de départ de la trace [141]. Un dernier sous-programme (qui n'existe pas encore) sera en charge de l'identification des muons.

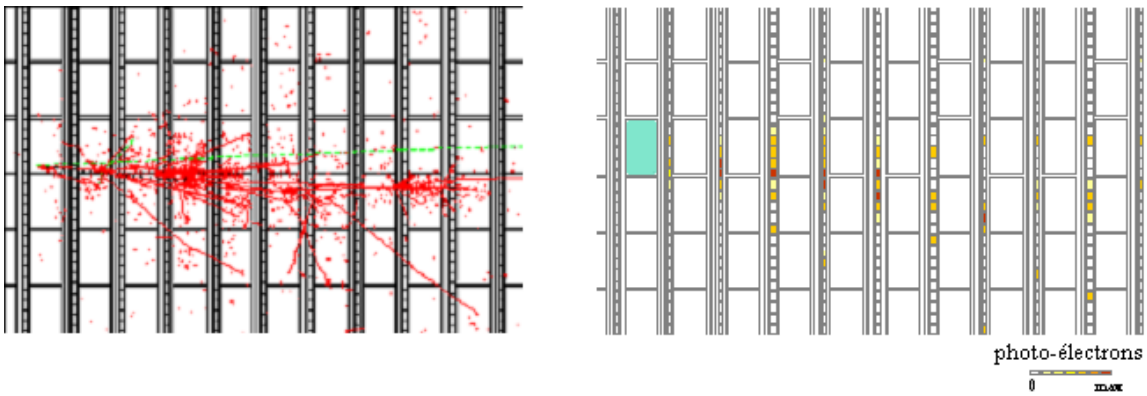


FIG. 4.17: Simulation d'une interaction de neutrino tauïque (venant de la gauche) dans une brique d'OPERA. Les trajectoires des particules sont représentées sur la figure de gauche. Le τ se désintègre en un muon, qui est repéré par une trace verte. La figure de droite montre les informations obtenues dans le trajectographe.

La figure 4.17 donne une idée de la tâche que doit accomplir le programme de reconstruction. On y voit l'interaction profondément inélastique d'un neutrino tauïque, avec une désintégration du lepton tau en muon. On y voit à droite les informations digitisées, et à gauche les particules produites par l'interaction. On peut voir la gerbe hadronique se développer et le muon s'échapper.

Le paragraphe 4.4 est dédié au fonctionnement de ces programmes.

4.3.6 La reconstruction des trajectoires dans les émulsions

Il existe deux programmes de reconstruction des trajectoires. Le premier, `SySal`, est également utilisé pour la prise de données et la gestion des procédures de scanning. Il permet de reconnaître les grains noircis et de reconstruire les micro-traces. Il poursuit sa tâche en recons-

truisant les traces de base (voir paragraphe 4.2.5), et finalement les connecte pour obtenir les traces complètes.

Le second programme se nomme FEDRA, il traite les données à partir des micro-traces et accepte différents formats en entrée (ROOT, ORACLE, ASCII), ce qui le rend compatible avec les micro-traces de SySal ainsi qu'avec les données produites par le système de scanning japonais. Il a été testé principalement sur des émulsions de CHORUS, et est en cours de validation pour OPERA grâce à des données de faisceau test.

4.4 Le programme de reconstruction : OpRec

Le programme `OpRec` est en charge de la reconstruction des événements dans les détecteurs électroniques. Il est composé de façon modulaire, ce qui permet à la fois de développer les différentes parties séparément, et d'avoir plusieurs programmes attachés au même objectif pour pouvoir comparer les résultats. Le premier module s'appelle `Pattern`. Il prend en entrée l'ensemble des *digits* d'un événement et doit y retrouver les traces laissées par les particules. L'ensemble des *digits* appartenant à la même trace est appelé *TrackElements*. Les *TrackElements* produits par ce module servent d'entrées au module suivant, appelé `Tracking` qui a pour fonction d'ajuster l'impulsion et la position de la particule au premier point de la trace.

Le programme de reconstruction s'intègre parfaitement dans le cadre des logiciels d'OPERA. Il est entièrement géré par `OpAlgo`.

4.4.1 La reconnaissance de traces : Pattern

La reconnaissance des traces se fait en deux dimensions comme le sont les mesures des détecteurs électroniques. Son fonctionnement se répartit en trois étapes. D'abord des segments de trace sont reconstruits dans chaque détecteur. Ces segments sont ensuite connectés entre eux pour reconstruire une trace dans l'ensemble d'un super-module. Finalement, si nécessaire, les traces des deux super-modules sont raccordées. Il existe de plus des procédures de sécurité au cas ou des segments ne seraient pas ou mal reconstruits.

Trois zones sont identifiées par `OpRec` dans chaque super-module :
- les scintillateurs du trajectographe,
- les RPC du premier bras du spectromètre,
- les RPC du deuxième bras du spectromètre accompagnées des deux dernières[3] stations de tubes à dérive.

Les *digits* des autres stations de tubes à dérive sont traités à part, et les XPC ne sont pas encore inclus dans la reconstruction. La disposition des détecteurs dans le spectromètre est rappelée figure 4.14.

4.4.1.1 Architecture du programme

Le programme s'articule autour de classes héritant de *AlgoManager* (voir paragraphe 4.3.2) ayant pour tache de gérer les différents algorithmes. Ces classes se reconnaissent aux préfixe *PatAna* et de manière générale, toutes les classes du programme `Pattern` ont le préfixe *Pat*.

L'architecture du programme est schématisée sur la figure 4.18. Elle donne une vue d'ensemble du programme de reconstruction de traces. La classe maîtresse est *PatAna*. Elle est appelée par

[3] dans le sens du faisceau.

$$
\begin{array}{llll}
PatAna & \rightarrow PatAnaWall & \rightarrow PatWallBuilder \\
 & & \rightarrow PatWallFinder \\
 & \rightarrow PatHitBuilder & \rightarrow PatHitFromTSCIN \\
 & & \rightarrow PatHitFromSRPC \\
 & & \rightarrow PatHitFromSDT \\
 & \rightarrow PatAnaXZ & \rightarrow PatAnaInSM1 \\
 & & \rightarrow PatAnaInSM2 \\
 & & \rightarrow PatSMConnector \\
 & & \rightarrow TrackElementBuilder \\
 & \rightarrow PatAnaYZ & \rightarrow PatAnaInSM1 \\
 & & \rightarrow PatAnaInSM2 \\
 & & \rightarrow PatSMConnector \\
 & & \rightarrow TrackElementBuilder
\end{array}
$$

FIG. 4.18: Architecture du programme `Pattern`.

$$
\begin{array}{llll}
PatAnaInSM1 & \rightarrow PatSegmentInTarget & \rightarrow PatCellBuilderInTarget \\
 & & \rightarrow PatSegmentBuilderInTarget \\
 & & \rightarrow PatHitFilter \\
 & \rightarrow PatSegmentInSpectroUp & \rightarrow PatCellBuilder \\
 & & \rightarrow PatSegmentBuilderInSpectroUp \\
 & & \rightarrow PatHitFilter \\
 & \rightarrow PatSegmentInSpectroDw & \rightarrow PatCellBuilder \\
 & & \rightarrow PatSegmentBuilderInSpectroDw \\
 & & \rightarrow PatHitFilter \\
 & \rightarrow PatSegmentConnector
\end{array}
$$

FIG. 4.19: Architecture de la reconstruction des traces du premier super-module dans le programme `Pattern`. Pour le second super-module, il faut juste remplacer *PatAnaInSM1* par *PatAnaInSM2*.

OpRec et dirige l'ensemble de Pattern. Nous allons brièvement passer en revue le déroulement du programme, l'ensemble des algorithmes étant décrit par la suite.

Le mur où a eu lieu l'interaction est d'abord cherché par la classe *PatAnaWall*. La seconde action du programme est de transformer les *digits* dans un format spécifique indépendant du format d'OPERA. Cela se fait dans *PatHitBuilder*. L'analyse se déroule ensuite projection par projection, d'abord la projection horizontale, puis la projection verticale (classes *PatAnaXZ* et *PatAnaYZ*). La reconstruction dans une projection se décompose en une reconstruction pour le premier super-module, une pour le second (elles sont identiques), et la connexion des traces des deux super-modules (classes *PatAnaInSM1*, *PatAnaInSM2*, et *PatSMConnector*).

La reconstruction d'une trace dans un super-module est schématisée sur la figure 4.19. Elle se fait séparément dans les trois zones définies dans le paragraphe précédent (classes *PatSegmentInTarget*, *PatSegmentInSpectroUp* et *PatSegmentInSpectroDw*). Les segments reconstruits étant ensuite connectés par *PatSegmentConnector*. La création des segments se fait en trois étapes, décrites dans le paragraphe 4.4.1.3.

4.4.1.2 Recherche du mur de départ

Il arrive souvent que des particules rétro-diffusées sortent de la brique siège de l'interaction primaire (appelée bonne brique), et déclenchent les scintillateurs. L'algorithme de reconstruction de traces, tel qu'il va être décrit, tente de créer la plus longue trace possible. Il y a donc un risque fâcheux que la trace reconstruite commence en amont du vertex primaire.

Un algorithme de recherche du mur de l'interaction utilisant un réseau de neurones a été mis au point indépendamment du programme de reconstruction [123].

Ce programme a été implémenté dans OpRec pour permettre d'éliminer les *digits* se trouvant avant le mur désigné comme contenant la bonne brique. La qualité du résultat du Pattern va s'en trouver améliorée ainsi que la reconstruction de l'impulsion et par la suite l'identification de la bonne brique. En effet, ces deux programmes donnent des informations sur le premier point de la trace et une erreur sur la reconstruction de ce point a plus d'incidence qu'une erreur sur les points éloignés du vertex.

Le réseau de neurones est formé de trois couches, la première comprends 13 variables d'entrées, la seconde 17 variables cachées et la dernière trois variables de sortie. Le but est de trouver le bon mur en reprenant les poids qui ont été calculés lors de l'entraînement du réseau de neurones. Pour cela, les variables d'entrée sont calculées. Elles donnent des informations sur la forme de l'événement [123]. Elles utilisent le nombre de photo-électrons recueillis dans les scintillateurs verticaux et horizontaux, intégré sur un mur entier ou barreau par barreau, ainsi que leur répartition dans le détecteur. Un plan test est sélectionné et sert de base au calcul des entrées. Les valeurs de la couche cachée sont ensuite calculées. Elles sont des combinaisons linéaires des variables d'entrée. La réponse des noeuds de la couche cachée est calculée en leur appliquant une fonction appelée sigmoïde d'équation $1/(1+e^{-x})$. Les valeurs de sorties sont obtenues de la même manière. Elles représentent respectivement les probabilités que le premier plan de l'événement soit le plan test, le plan suivant, ou celui encore après.

Une optimisation du réseau de neurones a été mené dans la référence [142], et devra être implémentée dans OpRec.

4.4.1.3 La construction d'un segment

Le principe général utilisé pour construire les segments se divise en quatre étapes distinctes :

1. la fabrication de tous les couples de *digits* possibles, les couples sont appelés cellules,
2. la création de la liste des connexions entre cellules répondant à certain critères,
3. un algorithme récursif, appelé "automate cellulaire" [143], ordonne les cellules et leur affecte un index de position dans un arbre ;
4. finalement, tous les chemins possibles dans l'arbre sont parcourus récursivement pour fabriquer un segment, et extraire le meilleur d'entre eux.

La façon de réaliser ces quatre étapes va être détaillée dans les prochains paragraphes.

La classe *PatCellBuilder* est utilisée pour répondre aux deux premiers points de l'algorithme de l'automate cellulaire. La fabrication des cellules suit plusieurs critères pour éviter un gaspillage de temps en intégrant des cellules n'ayant pas de sens. *PatCellBuilder* débute avec le premier *digit* du premier plan et finit avec le dernier *digit* du dernier plan. Le programme cherche à connecter le i^{eme} *digit* du plan p, avec tous les *digits* du plan $p+1$, en respectant une coupure angulaire entre la direction de la cellule et l'axe du faisceau (que l'on appel par convention z) puisque les traces vont principalement vers l'avant. La coupure générale est $\theta_{Z_{cell}} < 45°$ sauf pour les cellules composées de deux *digits* de tubes à dérive car ils sont disposés en quinconce. Dans ce cas, la coupure est relâchée à $\cos\theta_{Z_{cell}} > 0,4$ ce qui correspond environ à 65°.

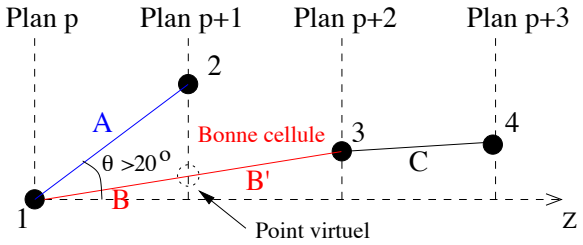


FIG. 4.20: Les cellules B et B' sont toutes deux construites car la cellule A fait un angle avec l'axe des z trop grand.

Si aucune cellule n'est créée à partir d'un *digit*, ou si la cellule fait un angle $\theta_{Z_{cell}} > 20°$, le programme va essayer de fabriquer des cellules avec les *digits* du plan $p+2$, et si les critères précédents ne sont toujours pas respectés, il tentera de faire des cellules avec les *digits* du plan $p+3$. Dans le cas où la cellule enjambe un ou plusieurs plans, des points virtuels vont y être introduits et plusieurs cellules seront créées de telle sorte que chacune soit entre deux plans consécutifs. Ce point virtuel signifie que la particule est passée par là sans faire de *hit* dans le détecteur. L'ajout d'un point virtuel permet également de faciliter la suite de la programmation. Ce système est illustré par la figure 4.20 où les *digits* 1 et 3 sont reliés malgré le plan qui les sépare.

Une fois que toutes les cellules sont fabriquées, le programme crée pour chacune d'entre elles un liste de celles avec lesquelles elle peut se connecter. Les connexions se font vers l'amont (z décroissant), c'est à dire qu'une cellule entre les plans p et $p+1$ va être connectée avec des cellules entre les plans $p-1$ et p. Évidemment, le *digit* du plan p doit être commun aux deux cellules. La diffusion multiple étant limitée d'un plan à l'autre (13° au maximum), une coupure est appliquée sur l'angle entre les directions des deux cellules. Cette coupure dépend de l'endroit où se trouvent la cellule :

- $\cos\theta_{ij} > 0,56$, pour les cellules du trajectographe. Cette valeur est ancienne et provient du décalage d'un demi barreau de scintillateur d'un plan à l'autre qui existait dans les plans d'origine d'OPERA ;
- $\cos\theta_{ij} > 0,4$ ($\theta_{ij} \approx 65°$) pour les cellules composées de tubes à dérive ;
- aucune coupure n'est appliquée pour les connexions entre cellules des spectromètres, car celles-ci sont de toute façon peu nombreuses. Une connexion inutile est moins problématique qu'une bonne connexion coupée ;
- $\cos\theta_{ij} > \frac{\sqrt{2}}{2}$ ($\theta_{ij} = 45°$) pour les connexions entre les cellules des RPC et celles des tubes à dérive.

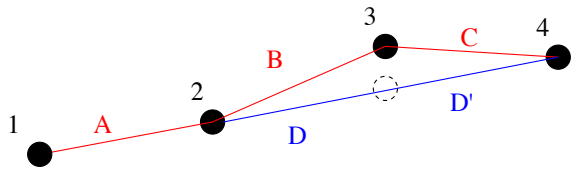


FIG. 4.21: L'oubli de *digit* (ici le *digit* 3) interdit par le programme.

Lors de l'optimisation de ce programme, un problème illustré par la figure 4.21 est apparu. L'automate cellulaire essaie de reconstruire les traces les plus lisses possibles, et dans le cas de figure présenté, il préférera passer directement du *digit* 2 au *digit* 4 en oubliant le *digit* 3. La parade à ce problème a été installée au niveau de la validation des connexions entre cellules : le programme vérifie que la cellule B est bien connectée avec la cellule C (pour ne pas rompre la chaîne en forçant le passage par le *digit* 3), et si c'est bien le cas, il refuse de connecter la cellule A à la cellule D. Ainsi, l'automate cellulaire n'aura pas le choix et intégrera le *digit* 3 à la trace.

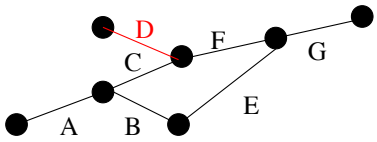


FIG. 4.22: La cellule D ne conduit pas au début d'une trace, elle est donc retirée.

Il faut maintenant classer et indexer ces cellules lors de la troisième étape pour passer à l'étape suivante. Toutes les cellules entre les deux premiers plans touchés dans l'événement reçoivent l'index 1, celles entre les second et troisième plan l'index 2, etc... Cet index est utilisé lors de la fabrication des segments et va servir dès à présent pour éliminer les cellules ne pouvant pas conduire au début de la trace : si une cellule a un index $i > 1$ et qu'elle n'est pas connectée avec une cellule ayant un index $i - 1$, elle est retirée du lot, comme l'est la cellule D de la figure 4.22.

Une fois en possession de toutes les cellules la classe *PatSegmentBuilder* rentre en action pour la quatrième étape. Un algorithme récursif permet de reconstruire tous les segments possibles (dans la limite de 15000 segments reconstruits) en utilisant tour à tour chacune des connexions autorisées entre les cellules. La construction d'un segment se fait d'aval en amont, car il est plus facile de partir de points éloignés les uns des autres pour converger vers le vertex que l'inverse. La construction des segments débute donc par la cellule ayant l'index le plus élevé pour se terminer

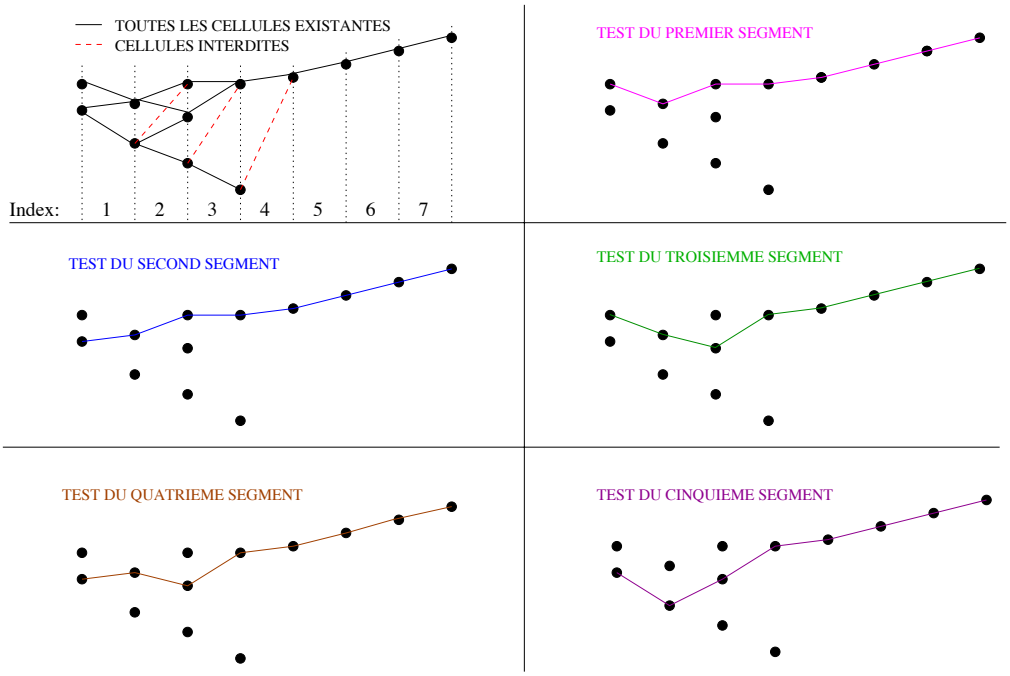


FIG. 4.23: Ensemble des segments testés sur un ensemble de cellules décrites dans la première case de la figure.

avec une cellule d'index 1. Si plusieurs cellules se partagent l'index le plus élevé, elles serviront chacune l'une après l'autre de point de départ.

La figure 4.23 illustre avec un petit nombre de *digits* tous les segments qu'il est possible de créer. La première cartouche montre des cellules utilisées ainsi que trois cellules interdites (en pointillé), ainsi que les index qui leur sont attachés.

L'algorithme cherche à présent le "meilleur" segment. Les critères de cette recherche agissent sur la longueur des segments (notée L), leur angle de diffusion moyen θ_m, et leur *élasticité* (E) qui est proportionnelle au χ^2 d'un ajustement à une ligne droite dans les scintillateurs ou à une parabole dans les spectromètres. La définition de ces critères est empirique. Ils s'appliquent de la manière suivante ($\Delta \equiv$ nouvelle valeur - meilleure valeur) :

- $\Delta\theta_m < 0$ et $\Delta E < 0$ correspond à une amélioration certaine et le nouveau segment remplace l'ancien ;
- $\dfrac{\Delta\theta_m}{\theta_m(meilleur)} + \dfrac{\Delta E}{E(meilleur)} < 0$ est moins contraignant mais est considéré comme suffisant. Le nouveau segment devient le meilleur ;
- $\Delta L < -0,45$ cm est le dernier critère appliqué si le segment n'a pas passé les deux précédents. S'il est vérifié, le nouveau segment devient le meilleur. Il faut noter que le nombre de plans des segments comparés est fixe, donc une longueur plus courte signifie un segment plus parallèle à l'axe z.

Une fois un segment reconstruit, les *digits* qui le composent sont retirés de la liste totale de *digits* par la classe *PatHitFilter*, et un second segment pourra être reconstruit, et cela jusqu'à un total de 6 segments par sous-détecteur. Quand tous les segments de tous les détecteurs sont reconstruits, il faut les assembler pour reconstruire la trace laissée par la particule dans l'ensemble du détecteur.

4.4.1.4 La reconstruction de la trace

La reconstruction des traces parcourant le détecteur se fait en deux temps. D'abord au sein d'un super-module, puis entre les deux super-modules si cela est nécessaire. Elle dispose de deux outils. Le premier permet de connecter les segments entre eux, et le second prend le relais quand les segments sont de trop mauvaise qualité, et permet de rattacher directement les *digits* à une trace.

La connexion entre segments de deux sous-détecteurs se fait en partant d'un segment du sous-détecteur aval. On utilise sa pente (calculée en même temps que son élasticité) pour extrapoler sa position au milieu de l'intervalle entre les deux sous-détecteurs. Nous sommes toujours en deux dimensions, et nous appelons X la coordonnée transverse. On définit une zone de $X_{aval} \pm 25$ cm si l'on considère les connexions à partir du deuxième bras du spectromètre, et $X_{aval} \pm 60$ cm dans les autres cas. Le segment aval va être connecté au segment amont le plus proche de lui dans cette zone à quelques conditions près. Les segments sont triés du plus petit au plus grand. Il se peut qu'un très petit segment pointe légèrement plus près qu'un long segment et cela en raison de la moins bonne reconstruction de sa direction. On réclame donc que pour remplacer une connexion validée, le segment fasse au moins 75% de la longueur de son prédécesseur. C'est ce que nous pouvons voir sur la figure 4.24 : Le segment 3 pointe plus près du segment aval, bien que leur connexion ne fasse aucun sens.

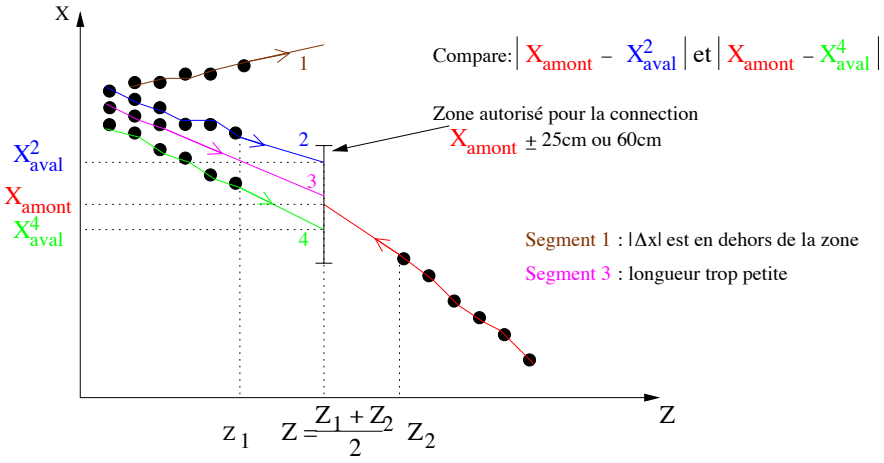


FIG. 4.24: Connection entre deux détecteurs.

Les connexions entre la cible et le spectromètre sont plus compliquées, du fait du plus grand nombre de segments dans la cible. Deux contraintes supplémentaires ont été rajoutées pour vérifier si la trace construite est vraiment significative. On évite d'abord les "zig-zags" en calculant la pente de la droite connectant les deux segments, que l'on appelle $a_{connect}$. On nomme la pente du segment amont a_{amont} et celle du segment aval a_{aval}, et on impose :

- $|a_{aval} - a_{connect}| < 0,35$ et
- $|a_{connect} - a_{amont}| < 0,35$.

On requiert de plus une longueur minimale de 50 cm pour le segment amont, et le produit $a_{amont} \times a_{aval}$ doit être supérieur à $-0,01$, ce qui repousse les connexions entre un segment allant vers le haut, et un autre vers le bas, tout en gardant une marge d'erreur pour les segments

relativement parallèles à la ligne de faisceau.

Dans le cas ou l'algorithme de connexion faillit à sa tâche, ou qu'aucun segment n'a pu être reconstruit dans la cible (ce qui arrive quand un événement à lieu dans les derniers plans), il reste la possibilité d'extrapoler par une ligne droite la trajectoire de la particule en partant d'un segment aval, et d'y rattacher les *digits* à proximité. Cette méthode dite de recouvrement est également utilisée pour ajouter à la trace les *digits* provenant des tubes à dérive.

On explore ainsi une zone de ± 35 cm autour de la droite (sauf dans le cas ou seul un *digit* est dans le détecteur amont, auquel cas on autorise une distance de 45 cm entre le *digit* et la droite). Ces coupures sont assez larges car le but est de prendre le maximum de *digits*. On va ensuite pratiquer une épuration : la distance moyenne entre les *digits* et la droite (d_m) et l'écart type (σ) sont calculés. Si $d_m > 10$ cm, la distance moyenne est alors trop grande, et il faut relâcher les coupures : l'écart type est multiplié par $2,5$. Par contre, si $\sigma > 5$ cm, on risque de rattacher à la trace des *digits* trop éloignés. On réduit alors σ de 25%. Finalement, les *digits* qui ne rentrent pas dans un intervalle défini suivant le détecteur sont retirés de la trace :

Cible :	$\overset{max}{min} = d_m \pm \sigma \pm 2\times$ largeur des barreaux
Station de DT 1,2 et 3 :	$\overset{max}{min} = d_m \pm \sigma \times 1,75$
Station de DT 4 :	$\overset{max}{min} = d_m \pm \sigma \pm 0,75\times$ diamètre des DT
bras avant du spectromètre et station de DT 5 et 6 :	$\overset{max}{min} = d_m \pm \sigma$
bras arrière du spectromètre :	pas de contraintes

Cette étape (calcul de d_m et σ, puis retrait des *digits* trop lointains) est répétée jusqu'à ce que σ converge, c'est à dire jusqu'à ce que le nouvel écart type diffère de moins de 5 mm de l'ancien, ou si le nouveau σ est inférieur à un centimètre.

Finalement, un dernier nettoyage est effectué, si tous les *digits* sont d'un coté de la ligne sauf un, celui ci est retiré de la trace, excepté si ce *digit* provient d'un tube à dérive, ou si le nombre de *digits* est inférieur à 4.

Maintenant que nous avons les outils en main et les segments des sous-détecteurs, nous allons pouvoir les utiliser. Six stratégies ont été définies pour reproduire au mieux les traces. Quatre d'entres elles s'appliquent aux traces traversant tout le super-module, et les dernières s'appliquent aux traces s'arrêtant dans le premier bras du spectromètre, ou dans la cible.

Le choix de la stratégie à appliquer dépend d'un critère de qualité (booléen) des segments. Dans les bras du spectromètre, un segment a une bonne qualité s'il est formé d'au moins 9 *digits*. Un troisième niveau, la "très bonne qualité", est donné uniquement aux segments du premier bras du spectromètre ayant un *digit* dans chaque plan. Dans la cible, les segments de plus de 45 cm de long sont considérés comme ayant une bonne qualité. Ces critères de qualité permettent de choisir d'utiliser ou non les segments reconstruits dans un détecteur.

- s'il y a au moins un segment de bonne qualité dans la cible, et si l'occupation moyenne des plans[4] est inférieure à 6, les segments de la cible sont utilisés ;
- dans le premier bras du spectromètre, les segments sont utilisés si l'un des trois critères suivants est vérifié :
  - il y a au moins un segment de très bonne qualité ;
  - il n'y a que des segments de bonne qualité ;

[4] Nombre total de *digits* dans la cible divisé par le nombre de plans touchés.

- il y a seulement un segment de mauvaise qualité et au moins deux segments de bonne qualité.
- les segments du second bras du spectromètre sont toujours utilisés.

Une fois que les segments qui peuvent être utilisés ont été choisis, il y a six possibilités pour reconstruire la trace dans un super-module. Les différentes stratégies utilisées sont les suivantes :

1. Le cas le plus probable est quand tous les segments peuvent être utilisés. Dans ce cas, les segments des deux bras du spectromètre sont connectés, puis la trace résultante est connectée avec un segment de la cible, et enfin, les *digits* des tubes à dérive sont ajoutés par la méthode de recouvrement.
2. Les segments du premiers bras du spectromètre n'ont pas été retenus. Dans ce cas, la connexion se fait directement entre le second bras du spectromètre et la cible, puis les *digits* des détecteurs manquants sont ajoutés par recouvrement.
3. Les segments de la cible sont indisponibles. Dans ce cas, la connexion est effectuée entre les deux bras du spectromètre, puis les *digits* de la cible et ceux des tubes à dérive sont recouvrés.
4. Ni les segments de la cible, ni ceux du premier bras du spectromètre ne sont utilisables (c'est le pire des cas). Alors seront recouvrés les *digits* du spectromètre, puis ceux de la cible, et enfin ceux des tubes à dérive.
5. La liste de segments du deuxième bras du spectromètre est la seule vide. Dans ce cas, la connexion se fait entre le premier bras et la cible, puis les *digits* des tubes à dérive sont recouvrés. Ajoutons que dans ce cas, s'il y a des *digits* dans le second bras du spectromètre malgré l'absence de segment, ils peuvent être recouvrés.
6. Seul la cible possède des segments. Dans ce cas, s'il existe des *digits* hors de la cible, il sont recouvrés.

Finalement, pour plus de sécurité, toutes ces stratégies possèdent une procédure permettant de passer outre l'échec d'une connexion en utilisant la méthode de recouvrement.

Les événements suffisamment énergétiques débutant dans le premier super-module peuvent se propager dans le second. La plupart des cas sont simples et on effectue la reconstruction de la trace à l'aide de l'algorithme de connexion entre le second et le premier super-module. Il existe néanmoins quelques cas ou une interaction très énergétique intervient dans le fer du spectromètre du premier super-module. Dans ce cas, la méthode de connexion n'est plus efficace, et c'est donc la méthode de recouvrement qui est utilisée à partir du second super-module.

4.4.1.5 Analyse de l'efficacité du programme de reconstruction

Les graphiques de la figure 4.25 représentent la somme du nombre de traces reconstruites dans les deux projections pour des interactions profondément inélastiques de neutrinos muoniques, par courant chargé et par courant neutre. Ce nombre est limité à quatre par projection dans le programme. Nous sommes ici en présence de deux extrêmes. Les interactions par courant chargé sont relativement faciles à reconstruire, à cause de la présence du muon et de traces plus nettes. Il y a principalement deux traces dans les événements par courant chargé, qui représentent le muon

dans chacune des projections. Les interactions par courant neutre sont beaucoup moins faciles à reconstruire. On constate aussi que le programme échoue à reconstruire une seule trace dans 30% des événements par courant neutre, et dans 20% des événements, le programme reconstruit 8 traces, ce qui n'est pas un gage de qualité : cela signifie uniquement que l'événenemt est suffisamment énergétique pour produire beaucoup de *digits*.

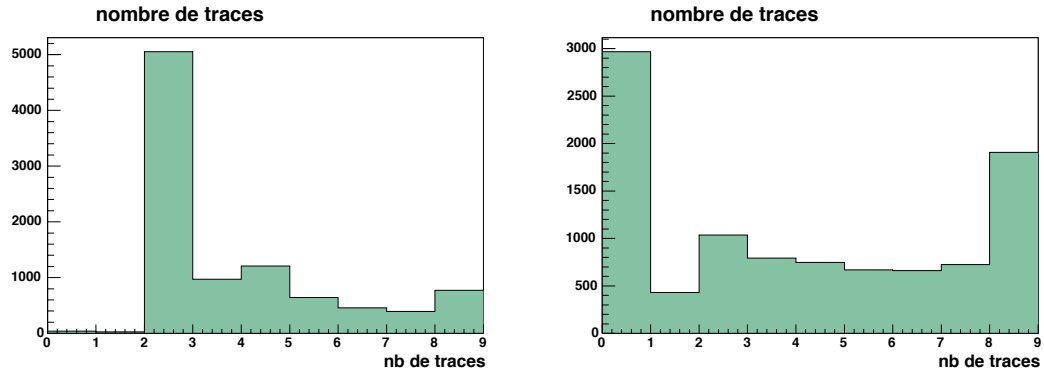


FIG. 4.25: Nombre de traces reconstruites par `OpRec` dans des interactions profondément inélastiques par courant chargé de ν_μ (à gauche) pour 10.000 événements, et par courant neutre (à droite) pour 10.000 événements (l'explication des pics est données dans le texte).

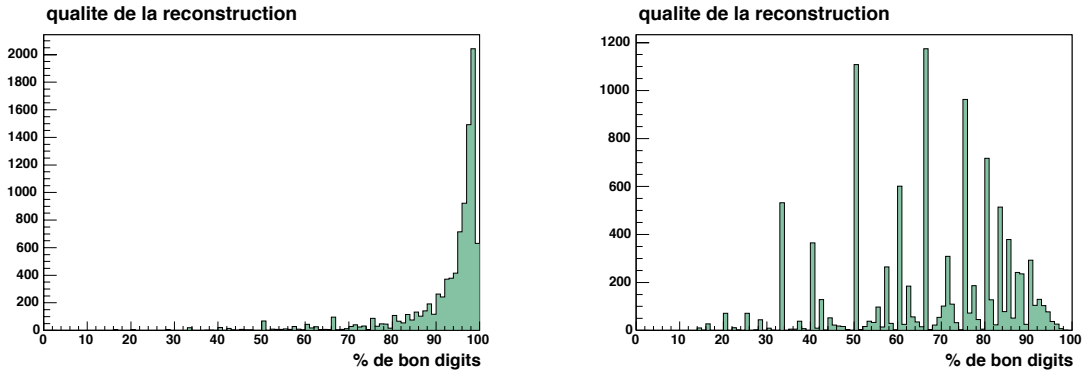


FIG. 4.26: Qualité de la reconstruction d'interactions de ν_μ par courant chargé (à gauche) et par courant neutre (à droite).

L'efficacité du programme peut être évaluée en regardant le pourcentage de *digits* d'une trace qui, dans la simulation, sont effectivement produits par une seule et même particule. Cela est montré pour la plus longue trace de chacune des projections sur la figure 4.26 pour les mêmes événements que précédemment. 75% des traces reconstruites dans les interactions à courant chargé contiennent plus de 95% de *digits* de la même particule, et si l'on abaisse le seuil à 90%, on inclut 92% des traces. Le graphique de droite montre des "pics" pour des valeurs très particulière 33%, 50%, 66%, etc... Cela est dû au petit nombre de *digits* par trace (qui est en moyenne de 5) comparé à ce même nombre pour les interactions par courant chargé (48 *digits* par trace en moyenne). Le faible pourcentage de *digits* de la même particule dans les événements par courant neutre montre que la plupart de ces traces sont des regroupement aléatoires de *digits*. Les *digits* des tubes à dérive n'ont pas été pris en compte, car ils n'aident pas à la reconstruction des traces, mais sont simplement rajoutés après, comme nous l'avons vu.

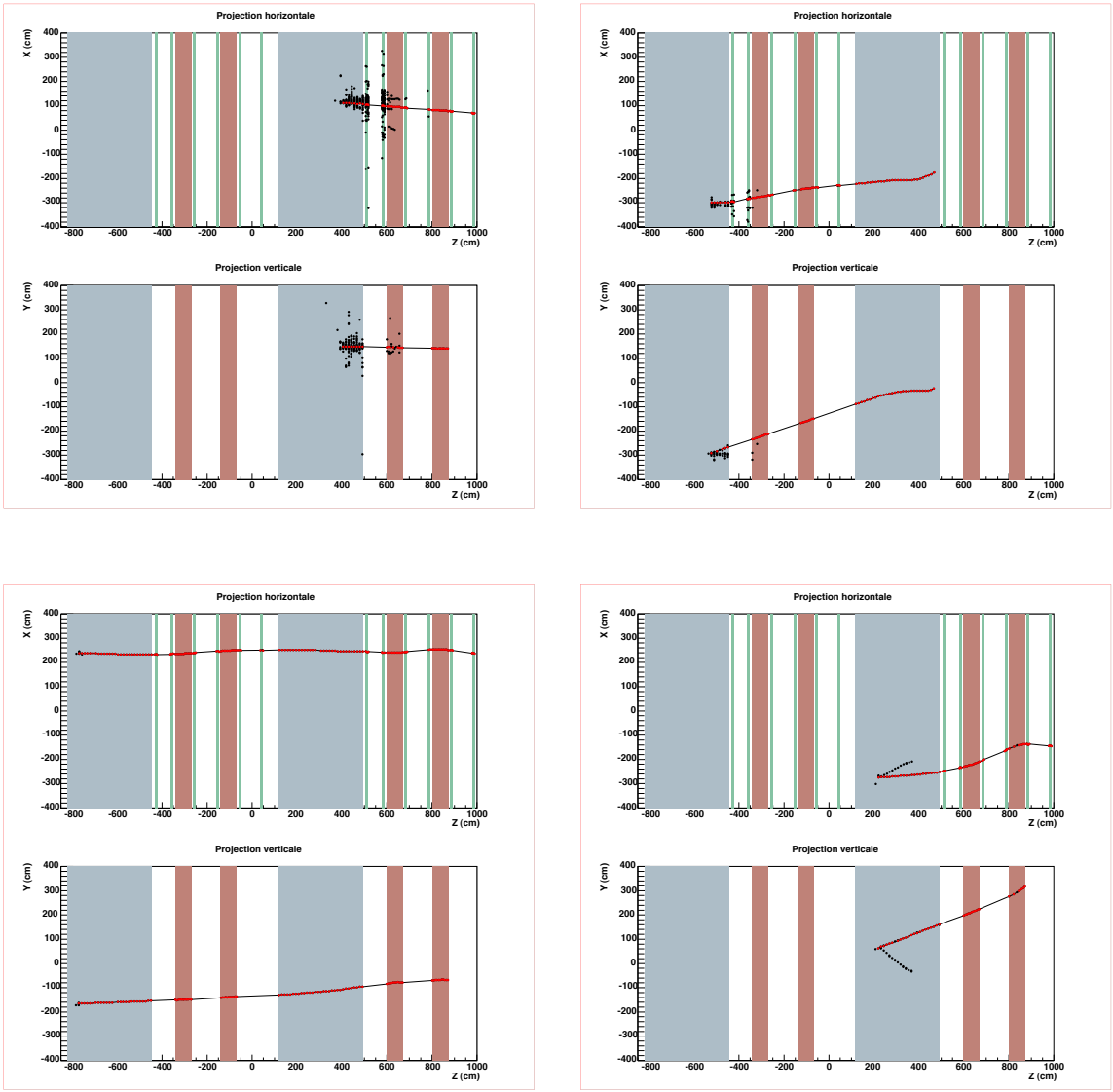


FIG. 4.27: Quatre événement provenant d'interactions profondéments inélastiques de ν_μ vus suivant les projections $X-Z$ et $Y-Z$. Les différents détecteurs sont symbolisés par des blocs de couleurs, tandis que la première trace reconstruite dans chaque projection est tracée en rouge. Les scintillateurs sont en grisé, les RPC en marron et les tubes à dérive en vert.

La figure 4.27 montre quatre événements issus d'interactions profondément inélastiques de neutrinos muoniques. Seule la plus longue trace est représentée. On reconnaît en haut à gauche un événement très énergétique, qui représente un nombre de combinaisons important, en haut à droite une trace en provenance du premier super-module arrêtée par la cible du second. En bas à gauche on peut voir une trace traversant l'intégralité du détecteur et sortant par l'arrière, et le dernier événement montre un événement suffisamment peu énergétique pour que la déviation de la trace par le champ magnétique soit bien visible à l'oeil nu dans la projection horizontale (les particules ne sont pas déviées dans la projection verticale).

4.4.2 L'ajustement des paramètres

Les paramètres qui vont être utiles à l'analyse des événements d'OPERA sont la position et l'impulsion de la particule au moment où elle sort de la brique, ainsi que sa charge. Les deux premiers participent à l'identification de la brique et permettent de faire correspondre les traces des détecteurs électroniques avec celles des briques. La charge, quand à elle, permet d'apporter un facteur de réduction du bruit de fond charmé.

Le programme de reconstruction de ces variables est un module d'`OpRec`. Il se nomme `Tracking`. Il utilise un filtre de Kalman [144] qui fait l'objet d'un autre module d'`OpRec`, s'appelant `Kalman`.

`Tracking` prend en entrée les *TrackElements*. La première trace est reconstruite à trois dimensions, et il faut donc que le programme regroupe les *digits* des plus longues traces de chacune des deux projections (verticales et horizontales). Les traces suivantes sont souvent composées de *digits* appartenant à différentes particules. Elles sont simplement laissées en deux dimensions pour l'ajustement final.

Les grandeurs à reconstruire sont regroupées dans un vecteur $\vec{P} = (x\ ,\ y\ ,\ a = p_x/p_z\ ,\ b = p_y/p_z\ ,\ d = q/p)$, où p_x, p_y et p_z sont les projections de l'impulsion $\vec{p}$ sur les axes x, y et z, et q est

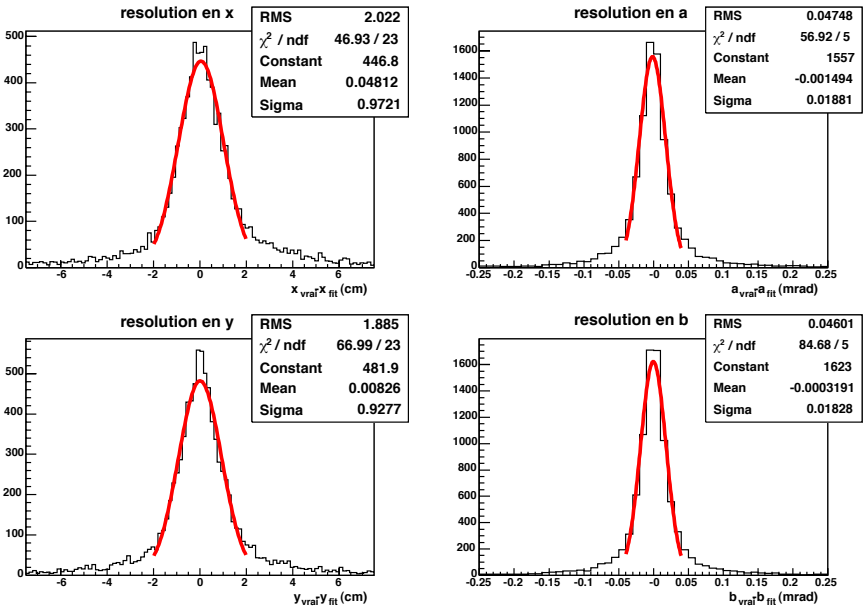


FIG. 4.28: Résolution de la reconstruction des paramètres de `Tracking`, testée sur 3300 interactions par courant chargé de ν_μ.

la charge de la particule reconstruite. Ainsi définie, l'erreur sur ces variables a un comportement gaussien.

Le principe du filtre de Kalman est de partir de la fin de la trace (au sens de la propagation de la particule), avec une certaine initialisation des paramètres, et de remonter vers le vertex, en déterminant les paramètres étape par étape, en utilisant la connaissance des matériaux traversés et en ajustant les paramètres à chaque fois qu'un point de mesure est atteint.

L'extrapolation se fait par une ligne droite dans les zones sans champ magnétique et par une parabole dans les spectromètres. Les effets de la matière traversée tels que les pertes d'énergie par dE/dx et l'effet de diffusion multiple sont pris en compte à l'aide de routines de GEANT 3. A chaque étape, la matrice de poids est calculée en utilisant le théorème de propagation des erreurs [141]. Après la dernière étape, la matrice de poids est inversée pour fournir la matrice de covariance associée aux résultats de l'ajustement.

L'initialisation du filtre de Kalman est un point délicat. Elle dépend du lieu où se finit la trace. Si la trace ne sort pas de la cible, son impulsion lors du dernier *hit* dans un scintillateur est faible. Sa position est initialisée par la position du barreau (en x ou en y), et la valeur du paramètre d est choisie à -8, c'est à dire une impulsion de 125 MeV/c et une charge négative.

L'initialisation reste à développer pour les événements finissant dans un spectromètre. L'ajustement n'est donc pas opérationnel pour l'instant dans les spectromètres. Ces événements sont pour l'instant initialisés à l'entrée du spectromètre en utilisant l'impulsion et la position provenant de la simulation.

Les erreurs de mesure sur les coordonnées x et y des digits appartenant à la trace dépendent du type de sous-détecteur : pour les scintillateurs, σ e.st la largeur du barreau divisée par $\sqrt{12}$, et pour les RPC, c'est la largeur des bandes de lecture (qui est différente selon l'orientation), toujours divisée par $\sqrt{12}$ [145]. Les tubes à dérive ne sont pas encore implémentés dans le programme de reconstruction de l'impulsion.

La figure 4.28 montre la résolution obtenue pour la reconstruction des positions et des pentes (paramètres a et b) de la trace la plus longue reconstruite dans 10.000 interactions par courant chargé de ν_μ. Les graphiques représentent la différence entre la valeur issue de la simulation et celle reconstruite. La résolution en position est de $1,6$ cm et la résolution sur les pentes est de 45 mrad (valeurs RMS).

Les queues de distributions non gaussiennes sont principalement dues aux traces comprenant des *digits* laissés par d'autres particule. Elles disparaissent si on exige qu'au moins 99% des *digits* appartiennent à la trace analysée, comme cela est montré sur la figure 4.29.

Une fois que le programme a traité cette première trace en trois dimensions, il la sauvegarde sous forme de *TrackKinematics*, c'est à dire un lien vers les deux *TrackElements* qui la composent et les résultats de l'ajustement. Ensuite, le programme va reconstruire la position et la pente pour les traces restantes en deux dimensions. Le vecteur $\vec{P}$ est remplacé par un vecteur à deux dimensions $\vec{P} = (x\ ,\ a)$ ou $\vec{P} = (y\ ,\ b)$ selon l'orientation de la trace. Ces traces peuvent s'avérer utiles dans la classification des événements, voire dans la recherche de la brique à retirer (voir paragraphe 4.5.2).

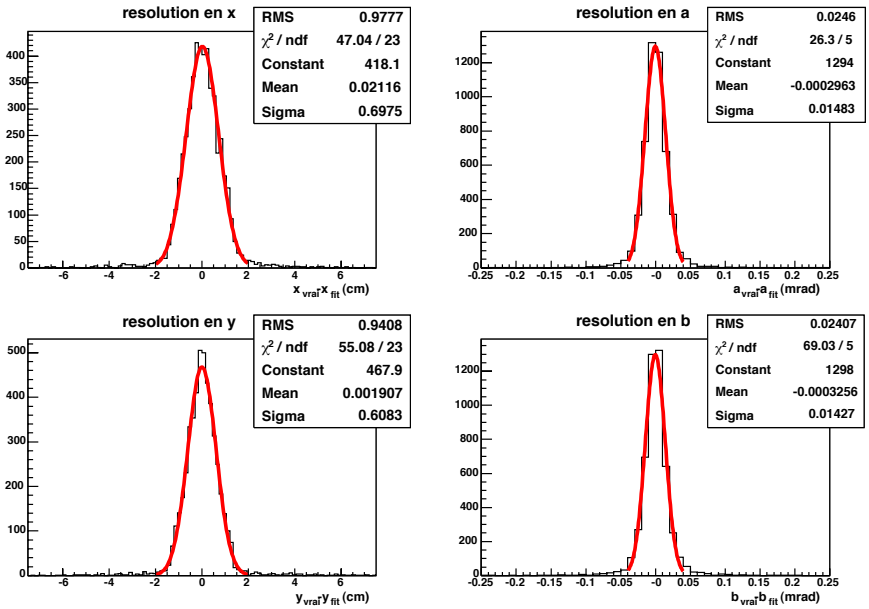


FIG. 4.29: Résolution de la reconstruction des paramètres de `Tracking`, pour les traces comprenant au minimum 99% de *digits* produits par la même particule dans la projection horizontale pour x et a et dans la projection verticale pour y et b.

4.5 Études des traces reconstruites

Les traces des détecteurs électroniques sont utilisées dans OPERA pour identifier les muons et localiser la brique où a eu lieu l'interaction du neutrino. Les deux prochains paragraphes se penchent sur ces deux fonctions.

4.5.1 L'identification des muons

L'identification des muons joue un rôle important dans l'analyse des données puisqu'elle intervient dans la catégorisation des événements (voir paragraphes 4.5.2 et 4.6.1.2) ainsi que dans la réjection du bruit de fond (voir paragraphe 4.6.1.1). Pour cela, les détecteurs électroniques sont indispensables. Il ne sera en effet pas possible d'identifier les muons dans les briques où ont eu lieu les interactions des neutrinos[5].

Une seule trace est analysée. C'est celle reconstruite en trois dimensions par le programme de `Tracking` (voir paragraphe 4.4.2). Les événements étudiés sont les interactions de ν_μ par courant chargé (notés ν_μCC), ainsi que les interactions de ν_τ, soit profondément inélastiques (DIS), soit quasi-élastiques (QE), et dont le τ se désintègre ensuite en muon (notés $\tau \rightarrow \mu$), en électron (notés $\tau \rightarrow e$) ou en un hadron (notés $\tau \rightarrow h$). Dans ce dernier cas, seuls les événements profondément inélastiques sont utilisés, car les événements quasi-élastiques ne sont pas encore disponibles dans la simulation. Pour étudier le bruit de fond charmé, les interactions de neutrinos muoniques par courant chargé donnant lieu à l'apparition d'une particule charmée dans la gerbe hadronique sont aussi étudiées. Ces événements sont notés *charme*. Les interactions par courant neutre (notés

[5] Notons qu'au paragraphe 4.6.1.3 est envisagé l'identification des muons peu énergétique dans la brique ou ils s'arrêtent.

ν_μNC) sont également utilisées pour apprécier le nombre d'événements ne contenant pas de muon mais passant malgré tout les critères d'identification.

Tous les événements ne présentent pas de trace reconstruite, comme l'illustre le tableau 4.2 qui donne le pourcentage des événements possédant une trace reconstruite en trois dimensions, au moins une trace reconstruite en deux dimensions (et pas de trace à trois dimensions), ou pas de traces du tout.

	1 trace 3D	≥ 1 trace 2D	pas de traces
ν_μCC	$99,1\% \pm 0,1\%$	$0,3\% \pm 0,1\%$	$0,6\% \pm 0,1\%$
charme	$99,5\% \pm 0,1\%$	$0,2\% \pm 0,1\%$	$0,3\% \pm 0,1\%$
ν_μNC	$59,7\% \pm 0,5\%$	$9,3\% \pm 0,3\%$	$31,0\% \pm 0,5\%$
$\tau \rightarrow \mu$ DIS	$97,7\% \pm 0,2\%$	$0,8\% \pm 0,1\%$	$1,6\% \pm 0,1\%$
$\tau \rightarrow \mu$ QE	$95,8\% \pm 0,2\%$	$0,6\% \pm 0,1\%$	$3,6\% \pm 0,2\%$
$\tau \rightarrow e$ DIS	$62,3\% \pm 0,7\%$	$11,5\% \pm 0,5\%$	$26,2\% \pm 0,6\%$
$\tau \rightarrow e$ QE	$7,1\% \pm 0,3\%$	$9,4\% \pm 0,3\%$	$83,5\% \pm 0,4\%$
$\tau \rightarrow h$ DIS	$83,6\% \pm 0,4\%$	$6,3\% \pm 0,2\%$	$10,1\% \pm 0,3\%$
$\tau \rightarrow h$ QE	$54,0\% \pm 0,5\%$	$13,1\% \pm 0,3\%$	$32,9\% \pm 0,5\%$

TAB. 4.2: Pourcentage des événements ayant une trace reconstruite en trois dimensions, au moins une trace reconstruite en deux dimensions et pas de trace reconstruite à trois dimensions, ou pas de traces reconstruites (les erreurs sont statistiques).

4.5.1.1 Sélection topologique

Les muons traversent la matière plus facilement que les hadrons et les électrons [6]. La longueur de la trace est donc un critère caractéristique des muons.

Les plans de scintillateurs et de RPC de l'ensemble du détecteur sont numérotés de 1 à 110. Il est possible de traiter identiquement les murs de briques des cibles et les plaques de fer des spectromètres car :

$$\frac{\lambda_I(Pb)}{\rho(Pb)L(Pb)} = 3.05 \approx \frac{\lambda_I(Fe)}{\rho(Fe)L(Fe)} = 3.35,$$

à 10% près, où λ_I est la longueur d'interaction hadronique, ρ la masse volumique et L l'épaisseur de plomb dans les briques ou l'épaisseur des plans de fer. Les tubes à dérive ne sont pas pris en compte puisqu'ils ne constituent pas une quantité de matière importante en comparaison avec les quantités de plomb et de fer. De plus, étant donné que chaque bras du spectromètre débute et finit par un mur de fer, un plan est ajouté aux particules qui passent d'un bras à l'autre du spectromètre ou du spectromètre du premier super-module aux scintillateurs du second super-module. L'épaisseur supplémentaire de fer traversée est ainsi prise en compte.

Deux types de sélection sont utilisés, et les traces passant l'un des deux critères sont considérées comme étant des muons.

La première sélection permet d'identifier les muons énergétiques, qui se différencient bien des autres traces. Cela permet d'obtenir un échantillon relativement pur de muons identifiés. La figure 4.30 représente le nombre de murs traversés par la trace. On distingue les traces résultant d'une interaction dans le second super-module, qui traversent au maximum 55 murs, et les traces provenant d'interactions dans le premier super-module qui traversent tout le détecteur (dans la simulation, les vertex ne sont placés que dans les cibles). On constate que comme prévu, les traces

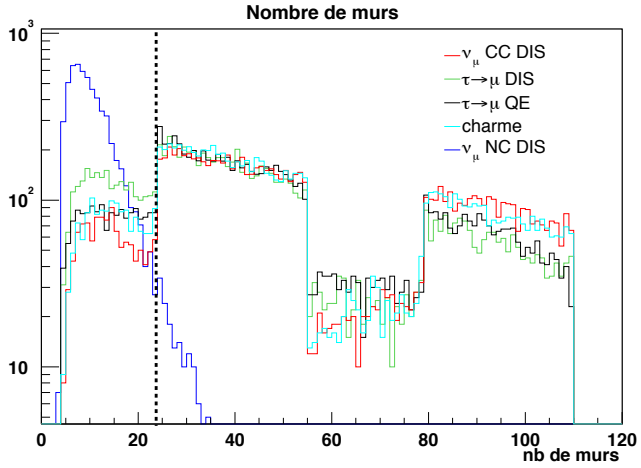


FIG. 4.30: Nombre de murs traversés par le candidat muon. Notons que le nombre d'événements ν_μNC décroît exponentiellement avec un λ_I effectif de $\sim$ 31 cm. La normalisation est faite à 10.000 événements pour chaque canal.

résultants d'interactions par courant neutre sont de faible longueur. Les traces passant plus de 24 murs (c'est à dire l'équivalent d'un spectromètre) sont considérées comme étant des muons. Cette sélection est nommée id_l. Son efficacité est notée ϵ_{id_l} et est indiquée dans le tableau 4.3.

Ce critère ne permet pas d'identifier les muons de basse énergie ($E_\mu \lesssim 2$ GeV), or, il est impératif, pour lutter contre le bruit de fond, d'obtenir de meilleurs résultats pour les événements *charme*.

On utilise pour cela une seconde sélection, qui est plus élaborée. Elle procède d'une coupure plus lâche sur la longueur de la trace à laquelle s'ajoute des coupures ayant trait à la forme globale de l'événement. Elle utilise les *digits* laissés dans le détecteur par les autres particules. Ils forment ce que l'on appelle la gerbe hadronique. Le muon a tendance à s'éloigner de la gerbe hadronique et la distance moyenne entre elle et la trace étudiée est utilisée comme une information supplémentaire. Pour calculer cette dernière, l'isobarycentre des *digits* de chaque plan est calculé dans les projections verticale et horizontale, la distance moyenne entre la trace et les isobarycentres est ensuite calculée toujours dans les deux projections (noté $\overline{d_{XZ}}$ et $\overline{d_{YZ}}$), puis en dernière étape, la distance moyenne à trois dimensions est calculée :

$$\overline{d_{3D}} = \sqrt{\overline{d_{XZ}}^2 + \overline{d_{YZ}}^2}.$$

Les muons se propageant plus loin que les autres particules, ils doivent parcourir une partie du détecteur en ayant laissé derrière eux toutes les autres particules. Le nombre de plans ne contenant que les *digits* de la trace étudiée (appelés plans isolés) est donc utilisé comme critère supplémentaire.

La figure 4.31 présente le nombre d'événements en fonction de $\overline{d_{3D}}$ et du nombre de plans isolés, pour les événements par courant neutre et par courant chargé ayant un nombre de plans entre 7 et 24. L'exigence d'au moins 7 plans traversés permet d'éliminer 20% des événements ν_μNC, tout en perdant moins de 3% pour les autres événements (voir figure 4.30). On élimine une bonne partie des événements par courant neutre en requérant que le nombre de plans isolés soit supérieur à 4, ou que $\overline{d_{3D}}$ soit supérieur à 20 cm. Ce critère est noté id_c, et son efficacité

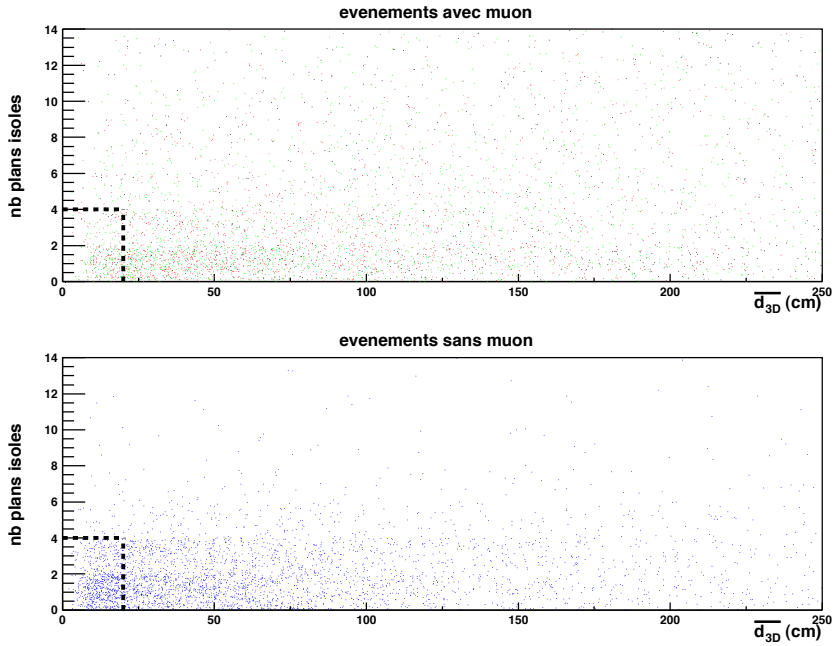


FIG. 4.31: Distance moyenne entre la trace étudiée et les autres *digits* en fonction du nombre de plans isolés. Les points rouges, verts, noirs et cyans correspondent respectivement aux événements ν_μCC, $\tau \to \mu$ DIS et QE, et *charme* alors que les points bleus correspondent aux événements ν_μNC. Les traits en pointillés représentent les coupures réalisées pour identifier les muons.

ϵ_{id_c}. Il s'écrit :

$$id_c = (\text{nb de murs } > 7) \otimes \left((\text{nb de plans où la trace est isolée} > 4) \oplus (\overline{d_{3D}} > 20 \text{ cm})\right)$$

La table 4.3 résume les efficacités des deux critères. L'efficacité ϵ_{id_c} est donnée par rapport aux événements ne passant pas id_l. La troisième colonne du tableau correspond au pourcentage du nombre total d'événements identifiés par id_c. Finalement, l'efficacité totale de l'identification des muons, notée $\epsilon_{\mu Id}$, est donnée.

	ϵ_{id_l}	ϵ_{id_c}	$\epsilon_{id_c} \times (1 - \epsilon_{id_l})$	$\epsilon_{\mu Id} = \epsilon_{id_l \oplus id_c}$
ν_μCC	$85,4\% \pm 0,4\%$	$78,7\% \pm 1,1\%$	$11,5\% \pm 0,3\%$	$96,9\% \pm 0,2\%$
charme	$82,9\% \pm 0,4\%$	$81,7\% \pm 0,9\%$	$14,0\% \pm 0,4\%$	$96,9\% \pm 0,2\%$
ν_μNC	$1,3\% \pm 0,1\%$	$30,9\% \pm 0,5\%$	$30,5\% \pm 0,5\%$	$31.8\% \pm 0,5\%$
$\tau \to \mu$ DIS	$72,3\% \pm 0,4\%$	$75,2\% \pm 0,8\%$	$20,8\% \pm 0,4\%$	$93,1\% \pm 0,3\%$
$\tau \to \mu$ QE	$77,2\% \pm 0,4\%$	$69,4\% \pm 1,0\%$	$15,8\% \pm 0,4\%$	$93,0\% \pm 0,3\%$
$\tau \to e$ DIS	$2,0\% \pm 0,2\%$	$31,6\% \pm 0,7\%$	$31,0\% \pm 0,7\%$	$33,0\% \pm 0,7\%$
$\tau \to e$ QE	$0,04\% \pm 0,01\%$	$1,6\% \pm 0,1\%$	$1,6\% \pm 0,1\%$	$1,6\% \pm 0,1\%$
$\tau \to h$ DIS	$3,1\% \pm 0,2\%$	$48,0\% \pm 0,5\%$	$46,6\% \pm 0,5\%$	$49,7\% \pm 0,5\%$
$\tau \to h$ QE	$0,8\% \pm 0,1\%$	$25,9\% \pm 0,4\%$	$25,7\% \pm 0,4\%$	$26,5\% \pm 0,4\%$

TAB. 4.3: Efficacité d'identification des muons (les erreurs sont statistiques).

Le critère id_c permet de faire remonter les efficacités (ν_μCC, $\tau \to \mu$ (DIS,QE) et *charme*), mais en même temps, il dégrade la pureté de l'identification (ν_μNC). Nous allons voir le moyen de remédier à cela dans le prochain paragraphe.

4.5.1.2 L'association des traces des détecteurs électroniques et des briques

Dans le contexte d'OPERA, les traces identifiées dans les détecteurs électroniques doivent être reliées avec celles reconstruites dans la brique. On va donc recouper les informations entre la trace étudiée et les traces laissées dans la brique. Cela permet d'éliminer les traces reconstruites à partir de *digits* créés par différentes particules, qui sont nombreuses dans les événements par courant neutre (voir paragraphe 4.4.1.5).

Le principe est de choisir, parmi les traces se trouvant dans la brique où a eu lieu l'événement, celle qui est la plus alignée avec la trace reconstruite dans l'ensemble du détecteur. L'angle entre la trace dans la brique et dans les détecteurs électroniques est reporté figure 4.32. L'angle maximal autorisé entre les deux traces est 200 mrad, ce qui correspond à quatre fois la résolution du programme d'ajustement des paramètres des traces vu au paragraphe 4.4.2. Cette valeur permet en plus de ne pas trop couper les événements $\tau \rightarrow \mu$ (car les événements non associé seront rejetés de l'analyse). En second lieu, l'impulsion mesurée dans la brique à l'aide des diffusions multiples [127], est comparée à celle mesurée dans les détecteurs électroniques.

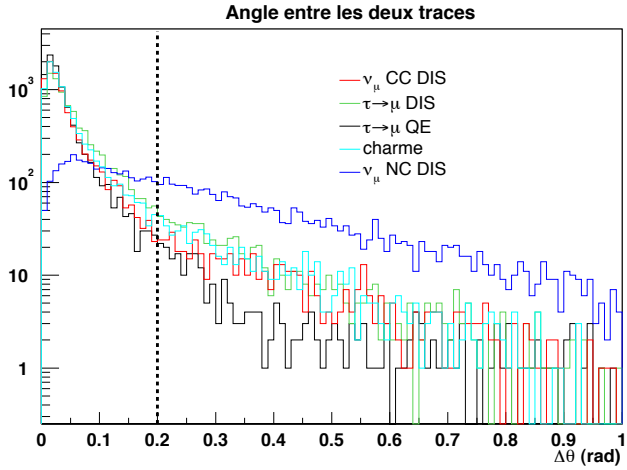


FIG. 4.32: Angle entre la trace reconstruite dans les détecteurs électroniques et celle reconstruite dans la brique. La trace de la brique est sélectionnée parmi toutes les traces de la brique pour minimiser cet angle.

Pour le moment, les informations correspondant à la reconstruction des traces dans les briques par les programmes en temps réel de l'analyse des images des émulsions par les microscopes (voir paragraphe 4.3.6) ne sont pas encore disponibles dans la chaîne d'analyse générale d'OPERA. En pratique, on reprend les informations provenant de la simulation. On utilise pour cela les particules sortant de la dernière couche d'émulsion. Pour rendre les résultats réalistes en prenant en compte la résolution en impulsion et la résolution angulaire, l'impulsion des particules et leur angle avec l'axe z sont modifiés aléatoirement suivant une distribution gaussienne de σ respectivement de 20% et de 2 mrad qui sont de bons ordres de grandeur issus des reconstructions de traces sur faisceau test [127].

La figure 4.33 représente l'impulsion mesurée dans le détecteur en fonction de celle provenant de la brique. Pour les faibles impulsions, on constate que $P_{brique} \simeq P_{elec}$, où P_{brique} et P_{elec} sont respectivement les impulsions reconstruites dans la brique et dans les détecteurs électroniques. La mesure de P_{elec} se fait à partir des dE/dx de la matière traversée par la particule, et de la longueur de la trace. Elle est donc limitée par le fait que la taille du détecteur est finie, et une

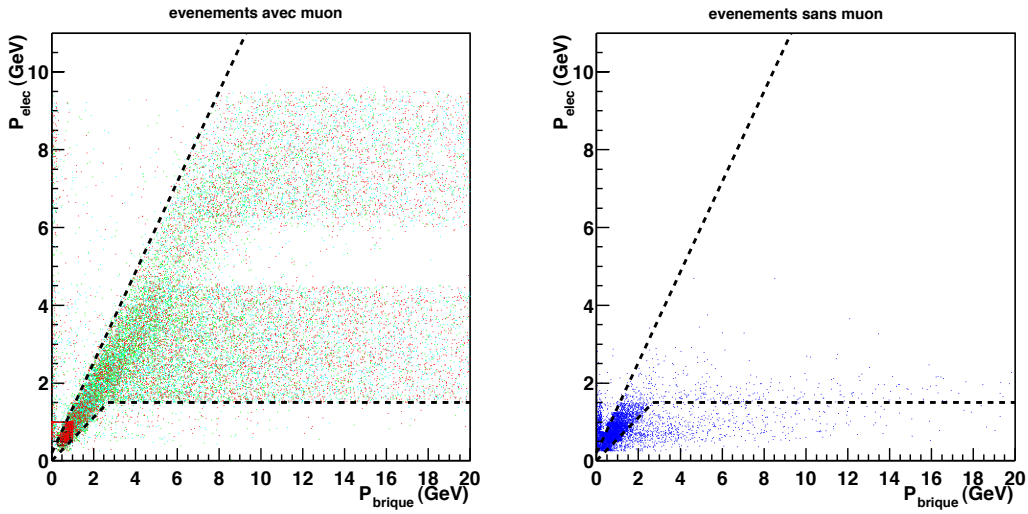


FIG. 4.33: Impulsion reconstruite dans les détecteurs électroniques en fonction de celle reconstruite dans la brique. Les points rouges, verts, noirs et cyans correspondent respectivement aux événements ν_μCC, $\tau \rightarrow \mu$ DIS et QE, et *charme* alors que les points bleus correspondent aux événements ν_μNC. Les traits en pointillés représentent les coupures réalisées pour faire correspondre les deux impulsions.

saturation apparaît dès lors que la trace sort du détecteur par le second spectromètre et suivant l'endroit où l'interaction neutrino a eu lieu. Ainsi, pour les événements produits dans le premier super module, la saturation débute entre 6 GeV et 9 GeV, alors que pour ceux produits dans le second super module, elle apparaît entre $1,5$ GeV et $4,5$ GeV. On sélectionne les événements dont l'impulsion reconstruite dans les deux types de détecteurs satisfait les conditions suivantes :

$$(P_{elec} < 1,15 \times P_{brique} + 0,2) \otimes$$
$$[(P_{brique} > 2,7 \text{ GeV} \otimes P_{elec} > 1,5 \text{ GeV}) \oplus (P_{brique} \leq 2,7 \otimes P_{elec} > 0,56 P_{brique})]$$

Hors de ces limites, la correspondance est aléatoire. Soit elle se fait entre deux particules différentes, soit elle indique que la trace reconstruite dans les détecteurs ne correspond pas à une particule mais plutôt à une association de *digits* sans lien entre eux.

L'efficacité de ce critère d'association appliqué à l'échantillon d'événements passant $id_l \oplus id_c$ est notée ϵ_{assoc} et est présentée dans la table 4.4. La notation *assoc* est utilisée pour signifier que l'association entre le candidat muon et une trace de la brique est imposée. Comme nous l'avions prévu, elle est plus faible pour les événements produits par courant neutre. La seconde colonne de cette table donne l'efficacité totale, quand on applique ce critère.

On obtient finalement une efficacité de $82,4\%$ pour les événements ν_μCC, de $78,8\%$ pour les événements $\tau \rightarrow \mu$ DIS et de $83,3\%$ pour les événements $\tau \rightarrow \mu$ QE, tout en ayant une fausse identification de $9,7\%$ pour les événements ν_μNC. Enfin, le paragraphe 4.6.1.3 détaille comment l'ensemble des critéres présentés ici, associé à d'autres critère liés à la reconstruction de l'événement dans la brique, participent à la réjection des événements *charme*.

	ϵ_{assoc}	$\epsilon_{\mu Id \otimes assoc}$
ν_μCC	$85,1\% \pm 0,4\%$	$82,4\% \pm 0,4\%$
charme	$84,8\% \pm 0,4\%$	$80,9\% \pm 0,4\%$
ν_μNC	$30,9\% \pm 0,8\%$	$9,7\% \pm 0,3\%$
$\tau \to \mu$ DIS	$84,8\% \pm 0,4\%$	$78,8\% \pm 0,4\%$
$\tau \to \mu$ QE	$89,5\% \pm 0,3\%$	$83,3\% \pm 0,4\%$
$\tau \to e$ DIS	$39,9\% \pm 1,2\%$	$13,0\% \pm 0,5\%$
$\tau \to e$ QE	$22,6\% \pm 3,3\%$	$0,4\% \pm 0,1\%$
$\tau \to h$ DIS	$35,3\% \pm 0,7\%$	$17,6\% \pm 0,4\%$
$\tau \to h$ QE	$22,9\% \pm 0,8\%$	$6,1\% \pm 0,2\%$

TAB. 4.4: Efficacité du critère d'association et efficacité finale d'identification des muons (les erreurs sont statistiques).

4.5.1.3 Analyse des sélections

La table 4.4 donne la probabilité d'identifier une trace comme étant un muon dans différents types d'événements. Il est intéressant de regarder combien parmi les traces sélectionnées comme candidat muon sont produites réellement par des muons. La pureté de la sélection est présentée dans la table 4.5.

ν_μCC	:	$98,5\% \pm 0,1\%$
$\tau \to \mu$ DIS	:	$97,7\% \pm 0,2\%$
$\tau \to \mu$ QE	:	100%
charme	:	$97,9\% \pm 0,2\%$

TAB. 4.5: Probabilité pour qu'une trace passant les critère d'identification et d'association soit réellement un muon dans le détecteur électronique (les erreurs sont statistiques).

Les particules confondues avec des muons sont principalement des pions chargés ($\sim 55\%$ des cas), ainsi que des kaons ($\sim 30\%$) et des protons ($\sim 8\%$).

En suivant la même idée, on peut s'intéresser à la particule créant la trace de la brique ayant été associée au muon candidat, lequel est réellement un muon. La table 4.6 nous donne la probabilité que cette particule soit bien un muon.

ν_μCC	:	$98,0\% \pm 0,2\%$
$\tau \to \mu$ DIS	:	$95,7\% \pm 0,2\%$
$\tau \to \mu$ QE	:	100%
charme	:	$96,8\% \pm 0,2\%$

TAB. 4.6: Probabilité pour qu'une trace de la brique soit réellement un muon, si elle a été associée à un véritable muon passant les critères d'identification (les erreurs sont statistiques).

Encore une fois, les particules associées par erreur sont principalement des pions ($\sim 63\%$), des kaons ($\sim 17\%$) et des protons ($\sim 15\%$).

4.5.2 Aide à la recherche des briques

OPERA ne peut pas fonctionner sans un algorithme efficace de recherche de *la brique*. Nous avons vu que le mur dans lequel se plaçait l'événement était trouvé grâce à un réseau de neurones (paragraphe 4.4.1.2). La référence [142] propose une judicieuse optimisation du réseau de neurones basée sur la catégorisation des événements.

Les événements contenant un muon, identifié par la méthode précédemment décrite, sont répartis en deux catégories, différenciées par l'énergie déposée par les particules autres que le muon (en pratique, c'est le nombre de *digits* et le nombre de photo-électrons qui sont utilisés). Ils correspondent principalement aux interactions par courant chargé profondément inélastiques et quasi-élastiques.

Les événements ne comprenant pas de muon identifié sont répartis entre une catégorie *compacte* dans laquelle les *digits* sont très localisés, et une catégorie *longue*. La répartition entre les deux catégories se fait à l'aide d'un rapport de vraisemblance.

Quatre réseaux de neurones indépendants ont été développés, optimisés chacun pour l'une des catégories. Ils permettent de localiser le mur avec une efficacité ϵ_{mur} reportée dans le tableau 4.7.

type d'evts	ϵ_{mur}	ϵ_{brique}
$\tau \rightarrow \mu$ DIS	$84,4\%$	$67,0\%$
$\tau \rightarrow \mu$ QE	$93,9\%$	$85,2\%$
$\tau \rightarrow e$ DIS	$86,5\%$	$73,1\%$
$\tau \rightarrow e$ QE	$93,9\%$	$79,4\%$
$\tau \rightarrow h$ DIS	$83,4\%$	$66,7\%$
$\tau \rightarrow h$ QE	$79,6\%$	$59,8\%$

TAB. 4.7: Efficacité de localisation de la brique pour les interactions de ν_τ par courant chargé [142].

Une fois le mur trouvé, plusieurs méthodes œuvrent en parallèle pour localiser la brique dans ce mur. Leurs résultats sont comparés pour trouver la meilleure brique candidate.

Il est en général impossible de reconstruire séparément les traces appartenant à la gerbe hadronique. La meilleure approximation de l'axe de cette gerbe sera appelé trace *hadronique*. Elle est construite à partir de l'ensemble des *digits* n'appartenant pas à la trace du muon. Elle décrit la gerbe hadronique issue du noyau avec lequel a interagi le neutrino. Certain *digits* sont écartés par des critères géométriques de cette reconstruction, puis le barycentre des *digits* de chaque plan est calculé, pondéré par le nombre de photo-électrons. La trace ainsi construite est ajustée à une droite par la méthode des moindres carrés.

Pour les événements contenant un muon, un vertex est reconstruit par deux méthodes, en utilisant la trace du muon et la trace hadronique, et en utilisant la trace du muon associée aux traces reconstruites en deux dimensions (si l'événement en possède au moins une[6] !). Un algorithme de Moré-Levenberg-Marquardt [146] est utilisé dans le second, prenant en compte les matrices de covariance résultantes de l'ajustement des paramètres des traces. La méthode produisant la plus faible erreur est utilisée, et si aucune des deux ne fonctionne, le vertex est pris comme l'intersec-

[6] environ 50% des cas pour les canaux profondément inélastiques et seulement 10% des cas pour les canaux quasi-élastiques

tion entre le mur défini par le réseau de neurones et la trace du muon.

Dans le cas des événements n'ayant pas de muon identifié, les traces sont de trop mauvaise qualité pour trouver efficacement la brique, et une méthode barycentrique est utilisée sur le mur indiqué par le réseau de neurone. L'efficacité de localisation de la brique, notée ϵ_{brique} est présentée dans le tableau 4.7.

4.6 Résultats escomptés

4.6.1 Sensibilité à l'apparition des ν_τ

4.6.1.1 Le Bruit de fond

La sensibilité s'obtient en calculant la probabilité d'observer un signal s'il n'y en a pas, c'est à dire la probabilité de confondre le bruit de fond avec un signal. Il faut donc l'étudier avec beaucoup d'attention. Il est produit dans OPERA par les particules mimant la topologie de désintégration du τ (voir figure 4.1).

Le bruit de fond peut provenir des diffusions à grand angle des muons dans le plomb. Actuellement, des faisceaux tests tentent de mesurer la probabilité d'une telle diffusion, et pour l'heure, une valeur raisonnable par rapport aux simulations est choisie : la probabilité qu'un muon primaire subisse dans les deux premiers millimètres de son parcours une diffusion de plus de 20 mrad et induisant une impulsion transverse de plus de 250 MeV/c est de 10^{-5} [147]. Une deuxième source de bruit de fond qui simule une désintégration hadronique de τ est constituée par les diffusions hadroniques à proximité du vertex primaire.

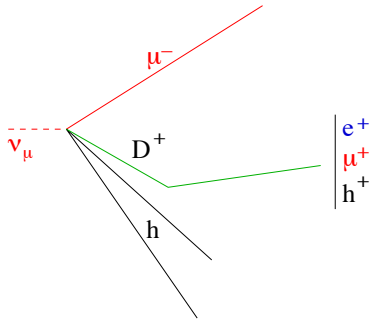


FIG. 4.34: Interaction d'un neutrino muonique par courant chargé produisant une particule charmée.

La troisième source de bruit de fond provient des événements charmés. Dans $4,6\%$ des interactions de neutrinos muoniques par courant chargé, une particule charmée (neutre ou chargée) est produite [147] et elle se désintègre comme le fait le τ (voir figure 4.34). Cette situation peut aussi apparaître dans le cas des interactions de neutrinos électroniques contenus dans le faisceau du CNGS (voir chapitre 3) à hauteur de $0,5\%$ par rapport aux neutrinos muoniques.

Ce bruit de fond est combattu en identifiant dans la brique le muon produit par l'interaction du neutrino muonique. Dans le cas où il n'est pas identifié, il reste une possibilité d'identifier la particule charmée. Si celle-ci se désintègre en muon, si ce muon est identifié, et si sa charge est mesurée, l'événement peut être rejeté. En effet, il sera chargé positivement alors que les muons

issus de la désintégration d'un τ^-, sont chargés négativement. La mesure de la charge est possible pour 94% des désintégrations de particules charmées en muons [119].

4.6.1.2 La chaîne d'analyse

Suivant leur catégorie, les événements vont suivre une analyse différente, ayant pour but de rechercher le τ par l'identification du muon, de l'électron, ou des hadrons. Ces trois analyses sont notées $\tau \to \mu$, $\tau \to e$ et $\tau \to h$. Les muons sont identifiés dans la brique par leur association avec les muons identifiés dans les détecteurs électroniques, alors que les électrons et les hadrons sont identifiés dans la brique en identifiant dans le cas des électrons les gerbes électromagnétiques développées (l'épaisseur d'une brique correspond à 10 longueurs de radiation $X0$).

Les catégories sont définies à l'aide des critères de sélection des muons vues au paragraphe 4.5.1.

Les événements passant les critères d'identification des muons et d'association avec une trace d'une brique rencontrent un critère supplémentaire pour lutter contre le bruit de fond charmé : les événements dont la charge de la particule ayant créé la trace est positive sont rejetés. Ce critère s'applique aux événements dont la trace traverse un spectromètre entier : $1,1\% \pm 0,1\%$ des événements *charme* sont ainsi rejetés, soit $13\% \pm 1\%$ des événements où la particule charmée se désintègre en μ^+. La perte d'efficacité dans les autres canaux est de l'ordre du pour mille.

Les événements ayant une charge négative ou non mesurée poursuivent leur chemin dans l'analyse $\tau \to \mu$. Il convient alors de regarder si la trace sélectionnée dans la brique conduit

- au vertex primaire, auquel cas nous avons affaire à un événement ν_μCC, lequel est rejeté pour la recherche d'un τ ;
- au vertex de désintégration du τ ;
- au vertex de désintégration d'une particule charmée, auquel cas l'événement va contribuer au bruit de fond.

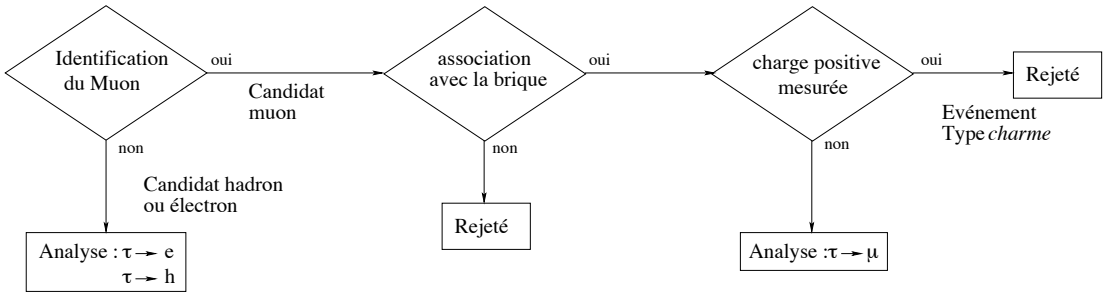


FIG. 4.35: Organigramme de l'analyse des événements en fonction des résultats de l'identification des muons dans les détecteurs électroniques.

Les événements qui n'ont pas été sélectionnés pour l'analyse $\tau \to \mu$ sont divisés en deux lots. Ceux où le muon a été identifié, mais n'est pas associé à une trace dans la brique sont retirés de la chaîne d'analyse. En effet, en anticipant sur le paragraphe 4.6.1.3, on constate qu'ils multiplieraient par 3 le bruit de fond charmé, puisqu'il est impossible d'associé le muon au vertex primaire. Les autres événements sont envoyés vers les analyses $\tau \to h$ et $\tau \to e$. L'organisation de l'analyse est schématisée figure 4.35.

	$\tau \to \mu$	$\tau \to h$, $\tau \to e$	rejetés
ν_μCC	$82,4\% \pm 0,4\%$	$3,1\% \pm 0,2\%$	$14,5 \pm 0,4\%$
charme	$80,9\% \pm 0,4\%$	$3,2\% \pm 0,2\%$	$15,9\% \pm 0,4\%$
ν_μNC	$9,7\% \pm 0,3\%$	$68,2\% \pm 0,5\%$	$22,1 \pm 0,4\%$
$\tau \to \mu$ DIS	$78,8\% \pm 0,4\%$	$6,9\% \pm 0,3\%$	$14,3 \pm 0,4\%$
$\tau \to \mu$ QE	$83,3\% \pm 0,4\%$	$7,0\% \pm 0,3\%$	$9,7 \pm 0,3\%$
$\tau \to e$ DIS	$12,8\% \pm 0,5\%$	$67,0\% \pm 0,7\%$	$20,2 \pm 0,6\%$
$\tau \to e$ QE	$0,4\% \pm 0,1\%$	$98,3\% \pm 0,2\%$	$1,3 \pm 0,1\%$
$\tau \to h$ DIS	$17,3\% \pm 0,4\%$	$50,3\% \pm 0,5\%$	$32,4 \pm 0,5\%$
$\tau \to h$ QE	$6,1\% \pm 0,2\%$	$73,5\% \pm 0,5\%$	$20,4 \pm 0,4\%$

TAB. 4.8: Proportion des événements suivant l'analyse $\tau \to \mu$, $\tau \to h$ et $\tau \to e$, ou rejetés, en fonction de leur catégorie et de l'efficacité de l'identification des muons (les erreurs sont statistiques).

Le tableau 4.8 montre, quant à lui, la proportion d'événements allant dans les différentes branches de l'analyse.

On constate qu'une partie des événements $\tau \to \mu$ est dirigée vers les analyses $\tau \to e$ et $\tau \to h$. Dans ce cas, le muon est confondu avec un hadron, mais cela n'empêche pas de trouver le τ lors de l'analyse des briques. De la même façon, la confusion d'événements $\tau \to h$ en $\tau \to \mu$ n'a pas de conséquence grave sur le nombre total d'événements de signal. Par contre, la confusion d'événement $\tau \to e$ en $\tau \to \mu$ est plus problématique, car dans ce cas, la trace associée dans la brique est un hadron qui pointe vers le vertex primaire, et donc l'événement est rejeté.

4.6.1.3 Contribution au bruit de fond

Les événements ν_μCC et ν_μNC vont contribuer au bruit de fond des canaux $\tau \to e$ et $\tau \to h$ si aucun muon n'est identifié (à tort ou à raison). Ces événements pourront être rejetés lors de l'analyse de la brique sauf si l'une des particules fait une diffusion à grand angle à moins de 2 mm du vertex primaire.

Dans le cas où un muon est identifié et associé à une trace de la brique (encore une fois, que ce soit vraiment un muon, ou que ce soit une hadron), les événements sont rejetés si la trace de la brique pointe vers le vertex primaire, sauf si la particule identifiée fait une diffusion à grand angle à proximité du vertex primaire, auquel cas l'événement participe au bruit de fond du canal $\tau \to \mu$.

La contribution des événements charmés au bruit de fond a déjà été évoquée. Si le muon n'est pas identifié, les événements produisent un bruit de fond irréductible dans les canaux $\tau \to e$ et $\tau \to h$. Si un muon est identifié, associé à une trace de la brique, et si sa charge n'est pas mesurée comme étant positive, deux cas de figures se présentent. Si le muon identifié est associé dans la brique à une particule pointant vers le vertex primaire, on se retrouve dans le cas des ν_μCC. L'événement ne contribuera alors au bruit de fond que si le muon fait une diffusion à grand angle près du vertex. Par contre, si le muon est associé à une trace pointant vers un vertex secondaire, l'événement fera partie du bruit de fond du canal $\tau \to \mu$. Rappelons que les informations des traces reconstruites dans les briques ne sont pas encore disponibles au niveau de la simulation. On utilise donc les données Monte Carlo pour savoir si la trace pointe ou non vers le vertex primaire. On trouve ainsi que $3,1\% \pm 0,2\%$ des événements *charme* passant les critères de sélection (identification + association) ont une particule pointant vers un vertex secondaire. La figure 4.36

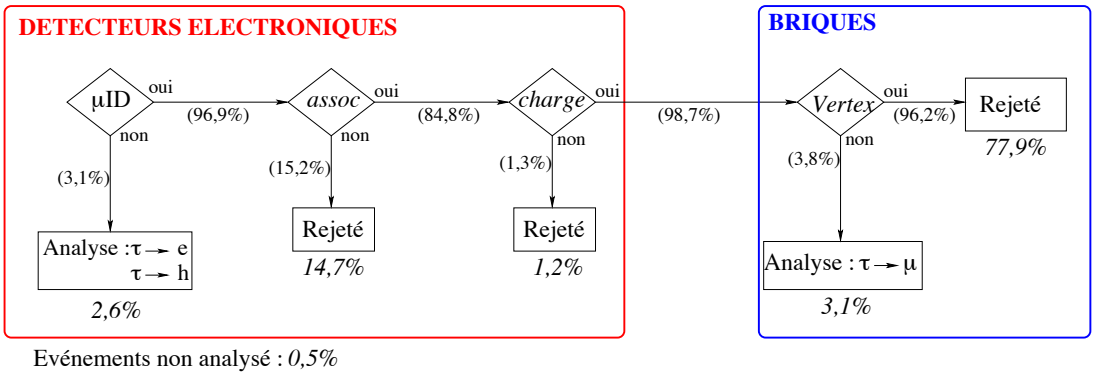


FIG. 4.36: Efficacité des différentes étapes dans l'analyse conduisant à la réjection des événements charmés. Les chiffres entre parenthèses représentent les efficacités par rapport aux événements passant les critères de l'étape précédente, et les chiffres en italique les efficacités par rapport au nombre total d'événements *charme*. Le critère *Vertex* correspond à la sélection des événements pointant vers le vertex primaire. Le critère *Charge* correspond à la sélection des événements dont on a mesuré une charge négative ou dont la charge n'a pas pu être mesurée. on rejette donc les charges positives mesurées.

représente les efficacités des différentes étapes menant à la réjection des événements *charme*.

Le facteur de réjection des événements *charme* est noté $\epsilon^{rejec}_{charme}$. Il correspond à la somme des événements non rejetés par l'analyse de la figure 4.36, ainsi que les événements ne rentrant pas dans cette analyse d'identification de muon, et pour lesquels la bonne brique a été néanmoins localisée. On trouve :

$$\boxed{\epsilon^{rejec}_{charme} = 2,6\% + 3,1\% + 0,5\% = 6,2\% \pm 0,2\%}$$

Il entre dans le calcul du nombre d'événements de bruit de fond charmé par la formule :

$$N^{charme}_{bf} = N^{DIS}_{\nu_\mu} \epsilon^{rejec}_{charme} \sum_i \epsilon_i,$$

où $N^{DIS}_{\nu_\mu}$ est le nombre d'interactions profondément inélastiques de ν_μ par courant chargé. La somme porte sur les contributions au bruit de fond charmé des D^+, D^+_s et Λ^+_c dans les catégories courtes et longues des trois canaux de désintégration du τ analysés dans OPERA. Les ϵ_i incluent la section efficace de production de charme et les rapports de branchement, les efficacités de déclenchement, de localisation de la brique, ainsi que l'acceptance des briques et les efficacités de reconstruction des traces dans les briques. La valeur de $\sum_i \epsilon_i$ est $2,85.10^{-4}$ [148]. On obtient alors un nombre d'événements de bruit de fond charmé de $0,4$, après 5 ans de prise de données, et avec $N^{DIS}_{\nu_\mu} = 2500$ par an et par kilotonne.

Il sera possible de vérifier empiriquement la valeur de $\epsilon^{rejec}_{charme}$ à partir d'une centaine d'événements charmés par an, obtenus en relâchant différentes coupures de la chaîne d'analyse.

Les autres bruits de fond dans les mêmes conditions sont $0,1$ événement dû aux diffusions à grand angle des muons, et $0,2$ événement provenant des réinteractions de hadrons [149].

Plusieurs améliorations de l'analyse pour réduire ce bruit de fond sont à l'étude. Tout d'abord, les traces à deux dimensions peuvent être analysées (mais le gain maximal est faible : $\sim 4\%$). L'identification des muons peut être améliorée dans le cas des muons peu énergétiques (les moins

bien reconstruits), s'ils s'arrêtent dans une brique. Dans ce cas, une mesure des pertes d'énergie dans la dernière brique touchée par la trace permettra de différencier un muon d'un pion (on espère gagner ainsi 40% sur le bruit de fond charmé).

D'un autre côté, de nouveaux calculs de la diffusion des muons à grand angle, prenant en compte les facteurs de forme des noyaux de plomb prédisent une baisse d'un facteur 5 de ce bruit de fond.

On estime finalement qu'une réduction de 30% du bruit de fond total est possible, pour obtenir $0,5$ événement par an.

4.6.1.4 Nombre d'événements

Le nombre d'événements dans OPERA est calculé à partir des efficacités des différentes étapes de l'analyse. Elles sont données dans la référence [120] et l'efficacité par canal est donnée dans la table 4.9. Le calcul utilise en entrée le flux de neutrinos calculé dans le paragraphe 3.3.2, et les paramètres des oscillations de neutrinos.

$\tau \rightarrow \mu$	:	$3,4\%$
$\tau \rightarrow e$	:	$2,8\%$
$\tau \rightarrow h$	:	$2,9\%$

TAB. 4.9: Efficacité de détection du τ par canal (multipliée par les rapports de branchement) [120].

On attend environ 4500 interactions ν_μCC par an dans OPERA, ce qui se traduira par une quarantaine de briques à retirer par jour. Le nombre d'événements ν_τ est reporté dans la table 4.10 en fonction de la valeur de Δm^2_{23} et pour un angle de mélange maximal. Ces nombres sont calculés pour l'intensité nominale du faisceau CNGS ($4,5.10^{19}$ protons/an) et 5 ans de prise de données.

signal			bruit de fond
$\Delta m^2_{23} = 1,9.10^{-3}$	$\Delta m^2_{23} = 2,4.10^{-3}$	$\Delta m^2_{23} = 3.10^{-3}$	
$6,8$	$10,6$	$15,2$	$0,7$

TAB. 4.10: Nombre d'événements de signal et de bruit de fond dans OPERA pour 5 ans de prise de données, une intensité de $4,5.10^{19}$ protons/an pour le CNGS, et un angle de mélange maximal.

Ce tableau n'inclut pas le canal $\tau \rightarrow 3h$ qui représente 15% des désintégrations de τ. Ce canal a récemment été étudié [127]. Dans, ce cas, on ne recherche plus une trajectoire coudée, mais un vertex secondaire proche du vertex primaire, et ayant trois traces sortantes. L'efficacité de ce canal multiplié par le rapport de branchement est de $0,95\%$, et l'on attend, pour $\Delta m^2_{23} = 2,4.10^{-3}$, $1,13$ événements, avec un ajout de $0,32$ événement de bruit de fond.

4.6.1.5 Sensibilité d'OPERA

Une fois le signal et le bruit de fond connus, il est possible de calculer la sensibilité de la mesure en utilisant un algorithme de Feldman-Cousins [150]. A partir des flux calculés au paragraphe 3.3.2, on obtient les courbes de la figure 4.37.

En 5 ans de prise de données, avec l'intensité nominale du faisceau de neutrinos, OPERA devrait être capable de couvrir l'ensemble de la zone de l'espace des paramètres autorisés par Super Kamiokande (voir figure 2.13).

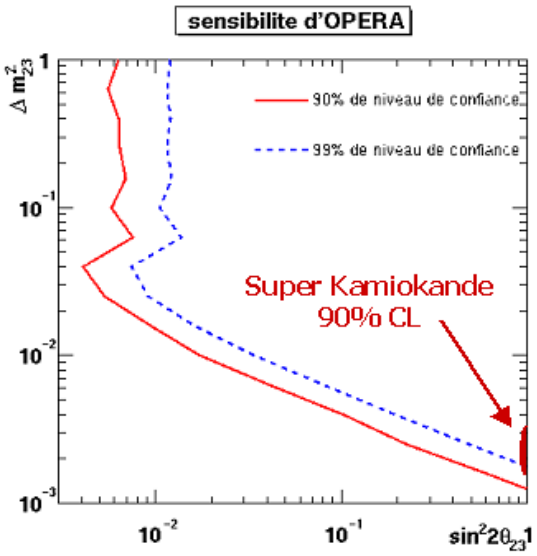


FIG. 4.37: Sensibilité de l'expérience OPERA dans le canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, calculée à l'aide du flux de neutrinos obtenu dans le paragraphe 3.3.2, après 5 ans de prise de données à l'intensité nominale.

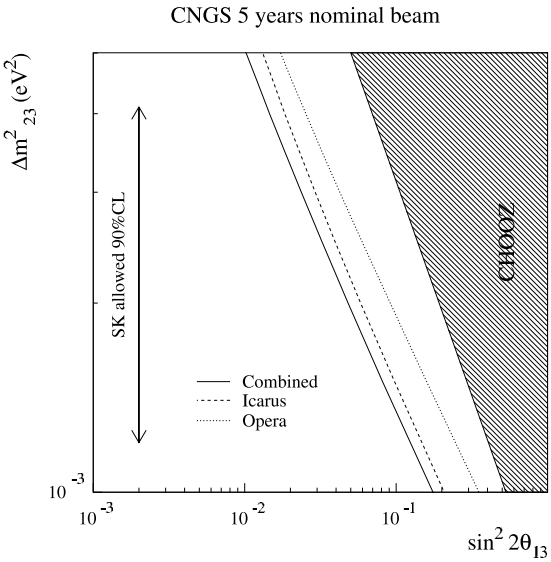


FIG. 4.38: Sensibilité de l'expérience OPERA dans le canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ [88].

4.6.2 Apparition de ν_e

La formule (1.20) montre que les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ sont sensibles à l'angle θ_{13}. Dans le but de rechercher sa valeur, une seconde analyse est possible, cherchant à mettre en évidence l'apparition de ν_e dans le faisceau. La problématique est ici différente, car le bruit de fond est beaucoup plus élevé. Il provient des interactions par courant chargé des neutrinos électroniques du faisceau, auquel il faut ajouter le bruit de fond provenant des τ se désintégrant en électrons, celui créé par les π^0 qui se désintègrent en photons qui produisent des gerbes électromagnétiques, et enfin les hadrons mal identifiés dans les briques et qui sont pris pour des électrons.

Les résultats attendus par OPERA, ainsi que ceux de son voisin ICARUS et une analyse combinée des résultats de ces deux expériences sont montrés sur la figure 4.38 [88].

4.6.3 Impact de la qualité du faisceau

4.6.3.1 Problème de fonctionnement des cornes

Les cornes électromagnétiques subissent de très forts stress occasionnés par les pulsations du champ électromagnétique. Elles sont construites pour y résister (les matériaux ont été qualifiés pour supporter 20 millions de double pulsations), mais on peut regarder les conséquences qu'impliquerait la rupture de l'une d'entre elles après plusieurs années.

La figure 4.39 représente le nombre de τ détectés par OPERA en fonction du nombre d'années de fonctionnement de l'un des éléments de focalisation du faisceau, en supposant que l'autre fonctionne pendant les 5 ans de prise de données. Le point à 5 ans correspond à un fonctionnement normal du faisceau.

Une corne de rechange a été prévue en cas de rupture de la première, c'est donc très improbable qu'elle fasse défaut. Par contre, le réflecteur, n'a pas de remplaçant dans le schéma actuel du CNGS. Cela dit, le système de connexion électrique rapide mis en place pour la corne est

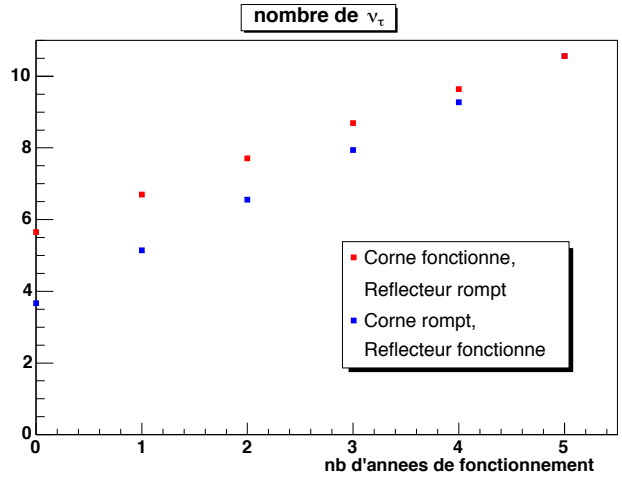


FIG. 4.39: Nombre de τ détectés dans OPERA si soit la corne (en bleu), soit le réflecteur (en rouge) venait à casser après un certain nombre d'années (les nombres d'événements sont calculés pour un angle de mélange maximal et $\Delta m^2_{23} = 2,5.10^{-3}\text{eV}^2$).

également en place en prévision pour le réflecteur, on peut donc imaginer qu'en cas de malheur un nouveau réflecteur soit construit.

4.6.3.2 Problème d'alignement

Nous avons soulevé, dans le paragraphe 3.3.3, les problèmes de mauvais alignement des éléments du faisceau. Nous allons ici voir leurs conséquences sur le nombre d'événements dans OPERA. Trois types de mauvais positionnement ont été étudiés : un déplacement vertical ou horizontal de la corne ou du réflecteur, une déviation angulaire par rapport à l'axe du faisceau, également dans les plans vertical ou horizontal et pour la corne ou pour le réflecteur, et une modification de la distance entre la corne et le réflecteur. La table 4.11 présente le nombre de τ détectés dans OPERA ainsi que le bruit de fond pour différentes positions de la corne, en supposant que le réflecteur est bien en place, et la table 4.12 présente les mêmes résultats quand la corne est parfaitement positionnée et pour différentes positions du réflecteur (la résolution sur ces chiffres est de $0,3$ événement).

On constate que les déplacements de la corne ont des conséquences plus importantes que ceux du réflecteur, ce qui est normal puisque la corne est plus près de la cible et conditionne donc la focalisation générale du faisceau. Pour autant, le nombre d'événements ainsi que le bruit de fond ne sont quasiment pas affectés par les défauts d'alignement. Qui plus est, les cornes peuvent être positionnées avec une précision inférieure à un millimètre et orientées à mieux d'un milliradian. On retrouve ainsi les conclusions de la référence [151].

La sensibilité d'OPERA a été recalculée dans le cas où la corne est déplacée de 15 mm horizontalement. Le résultat à 90% de niveau de confiance est comparé avec celui d'un faisceau bien aligné sur la figure 4.40.

		nb de τ	bruit de fond
position nominale		$10,6$	$0,71$
déplacement horizontal	+5 mm	$10,6$	$0,72$
	+15 mm	$9,6$	$0,74$
déplacement vertical	+5 mm	$10,5$	$0,71$
	+15 mm	$9,6$	$0,74$
rotation horizontale	+1 mrad	$10,5$	$0,71$
	+2 mrad	$10,8$	$0,74$
rotation verticale	+1 mrad	$10,7$	$0,71$
	+2 mrad	$10,6$	$0,72$

TAB. 4.11: Erreur de positionnement de la corne. Le nombre d'événements est obtenu après 5 ans de prise de données à l'intensité nominale (l'erreur statistique est de $0,3$ événements).

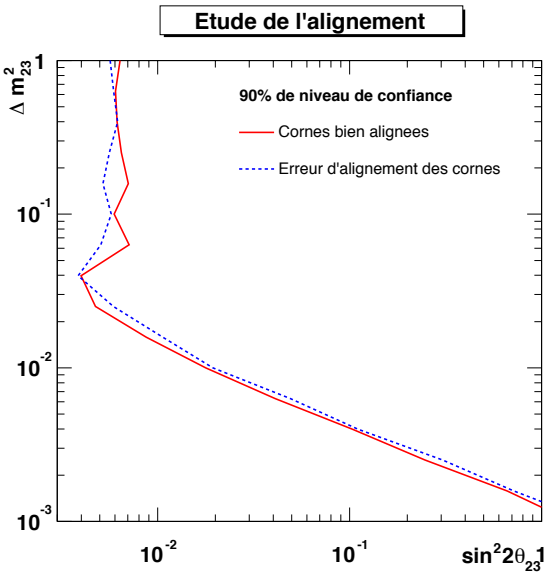


FIG. 4.40: Comparaison de la sensibilité atteinte avec un faisceau bien aligné et un faisceau dont la corne est décalée horizontalement de 15 mm.

		nb de τ	bruit de fond
position nominale		$10,6$	$0,71$
déplacement horizontal	+15 mm	$10,5$	$0,71$
	+30 mm	$10,2$	$0,72$
déplacement vertical	+15 mm	$10,4$	$0,70$
	+30 mm	$10,1$	$0,70$
déplacement longitudinal	+5 mm	$10,7$	$0,71$
	+15 mm	$10,5$	$0,71$
rotation horizontale	+1 mrad	$10,5$	$0,71$
	+2 mrad	$10,5$	$0,70$
	+5 mrad	$10,5$	$0,70$
rotation verticale	+1 mrad	$10,6$	$0,70$
	+2 mrad	$10,6$	$0,70$
	+5 mrad	$10,5$	$0,71$

TAB. 4.12: Erreur de positionnement du réflecteur. Le nombre d'événements est obtenu après 5 ans de prise de données à l'intensité nominale (l'erreur statistique est de $0,3$ événements).

Chapitre 5

Le projet SPL-Fréjus : $\overset{(-)}{\nu}_{\mu} \rightarrow \overset{(-)}{\nu}_{e}$

Les savants sont optimistes parce que
leur recherche leur apporte des joies profondes
en leur épargnant des chagrins.
Henri Poincaré.

Comme nous l'avons déjà évoqué à la fin du chapitre 2, il reste deux inconnues dans le domaine des oscillations de neutrinos : l'angle θ_{13} et la phase δ_{CP}.

Dans un proche avenir, θ_{13} sera recherché par les expériences sur accélérateur et auprès de réacteurs, qui pourront l'observer s'il est plus grand que $4,5°$. Les super faisceaux de neutrinos se positionnent comme une seconde étape dans la quête de θ_{13} et comme une première étape dans la recherche de δ_{CP}. Ils travailleraient de concert avec les faisceaux bêtas, qui peuvent également mesurer ces deux paramètres. Ils sont de plus le prélude aux usines à neutrinos dont ils partagent en partie la conception de la ligne de faisceau. Ce chapitre est consacré au projet de super faisceau du CERN et l'on peut se référer, en ce qui concerne les autres projets, au paragraphe 2.8.

Les super faisceaux sont des faisceaux conventionnels, c'est à dire que les neutrinos sont produits par la désintégration des pions et des kaons, mais ils fonctionnent à très haute puissance : plusieurs MW à comparer aux 300/400 kW du CNGS et de NuMi. Il existe plusieurs projets de par le monde, dont le plus avancé est l'expérience T2K [152] au Japon. Le projet européen est basé sur les installations déjà existantes ou en projet au CERN. Il s'organise autour de plusieurs pôles couvrant un large domaine de la physique et ayant pour point commun une source de protons de haute intensité : le SPL (*Super Proton Linac*) [153].

La haute intensité du faisceau de neutrinos qu'il est possible d'obtenir à partir d'un tel faisceau de protons couplée à un détecteur de très grande masse (plusieurs centaines de kilotonnes), pourrait permettre d'accéder à des amplitudes d'oscillations plus faibles que celles actuellement mesurées (il est possible de gagner un facteur 100). C'est le cas de la probabilité qu'ont les ν_μ d'osciller en ν_e, qui est faible à cause de la petitesse de l'angle de mélange θ_{13} (voir formule (1.20)). Il sera donc possible de le mesurer, ou tout du moins de faire reculer la limite sur sa valeur jusqu'en dessous de $1°$ ($\sin^2 2\theta_{13} < 1,2.10^{-3}$). Il s'agit d'une expérience d'apparition : le but est de détecter des neutrinos (anti-neutrinos) électroniques dans un faisceau très majoritairement composé de neutrinos (anti-neutrinos) muoniques.

En regardant l'équation (1.20), on constate qu'elle dépend aussi de la phase de violation de CP δ_{CP}. Un des objectifs des super faisceaux est donc de la mesurer si possible, en comparant

les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$.

Ce chapitre est consacré à ce projet de super faisceau. Il débute par une présentation générale du SPL en insistant sur le contexte de sa mise en oeuvre. La suite est tournée vers la simulation de ce faisceau. Chacune de ses composantes est passée en revue et simulée jusqu'à obtenir le flux de neutrinos au niveau du détecteur. Cela permet dans la partie suivante d'étudier la sensibilité aux paramètres θ_{13} et δ_{CP} et de mener une optimisation de la ligne de faisceau. Pour cela, plusieurs énergies (entre $2,2$ GeV et 8 GeV) seront testées pour le faisceau de protons primaires. La dernière partie se penche sur un problème lié à la haute intensité du faisceau, à savoir les dépôts d'énergie dans le système de collection des pions.

5.1 Le *Super Proton Linac*

5.1.1 Les différentes utilisations du SPL

L'existence du projet SPL répond à la demande toujours plus pressante de faisceaux de haute intensité par les utilisateurs du CERN, que ce soit pour d'augmenter la luminosité du LHC dans une seconde phase de son exploitation ou pour les expériences sur cible fixe telles COMPASS [114], ISOLDE [106] et les faisceaux de neutrinos. Cet accélérateur aura un impact majeur sur les expériences menées au CERN puisqu'il servirait d'injecteur à l'ensemble de la chaîne d'accélérateurs (la décision de sa construction doit être prise en 2006).

La communauté de physique nucléaire s'intéresse au SPL pour créer des faisceaux de noyaux exotiques, dans la lignée des expériences ISOLDE [106]. En plus des expériences de physique nucléaire, en utilisant la même technologie de cible, il est possible de produire des ions ^6He et ^{18}Ne qui seraient ensuite accélérés et stockés dans un anneau de désintégration pour créer des faisceaux β. Ces faisceaux sont ultra purs et sont composés uniquement de neutrinos ou d'anti-neutrinos électroniques (voir paragraphe 3.1.3.2). On peut ainsi rechercher θ_{13} dans un mode d'apparition de neutrinos muoniques [105].

Les physiciens des neutrinos s'intéressent également à cette source de protons pour fabriquer un super faisceau et plus tard une usine à neutrinos [107]. Ces deux projets sont très différents, mais ils ont en commun, outre le faisceau de protons primaires, le système de collection des pions (dans sa version du CERN). Les projets se différencient à partir du tunnel de désintégration, ayant pour tâche soit d'utiliser directement les neutrinos muoniques (cas des super faisceaux), soit de récupérer les muons, les réaccélérer et les stocker dans un anneau de désintégration (cas des usines à neutrinos). Les physiciens impliqués dans ces deux projets travaillent donc de concert dans cette partie du projet, et ce travail est résumé dans la référence [103].

5.1.2 L'accélérateur

La tâche du SPL, telle qu'elle a été définie au début du projet, est de fournir un faisceau de protons ayant une énergie cinétique de $2,2$ GeV et une puissance de 4 MW. Cette puissance est considérée comme le maximum que peut soutenir une cible, et correspond à $1,1.10^{16}$ protons par seconde. Une modification de l'énergie du SPL est en cours de discussion, et verrons une étude de son optimisation dans le paragraphe 5.3.

Le SPL est un accélérateur linéaire d'ions H^-. Il mesure 800 m de long, et serait placé en bordure de l'actuel site principal du CERN. Le choix d'accélérer des H^- plutôt que des protons

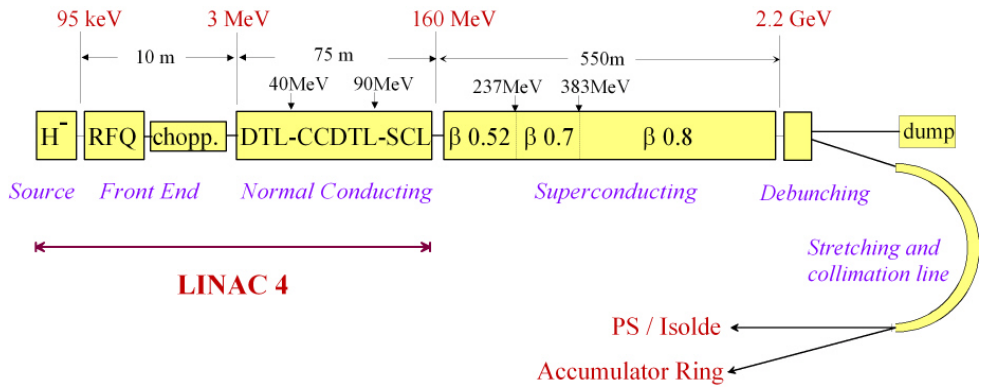


FIG. 5.1: Dessin conceptuel de la ligne de protons du SPL.

permet de les injecter plus facilement dans la suite de la ligne de faisceau en utilisant la technique dite de l'échange de charge : les H^- sont injectés dans l'accumulateur qui contient déjà des protons. La différence de charge entre les particules injectées et celles présentes dans l'anneau permet, grâce à l'attraction coulombienne, de former plus facilement un paquet. Une très fine feuille de carbone est placée juste après l'injection des H^- pour les débarrasser de leurs électrons et les transformer en protons.

Le dessin conceptuel du SPL est présenté sur la figure 5.1. Il débute par une section à basse énergie (jusqu'à 160 MeV) où l'accélération est générée par des cavités fonctionnant à température ambiante. L'énergie nominale est atteinte à l'aide de cavités supraconductrices disposées sur une longueur de 550 m. Le faisceau fonctionne avec un cycle opératoire de 16.5%.

Des différentes installations utilisant le SPL, l'usine à neutrinos est la plus gourmande en protons, c'est donc elle qui lui impose certaines de ses caractéristiques. Ainsi, elle contraint sa structure en temps : sa fréquence de fonctionnement est de 50 Hz. La durée de vie des muons une fois que ceux-ci sont accélérés à 50 GeV est d'environ 1.1 ms. La distance entre deux paquets de protons a été choisie environ 20 fois supérieure à cette durée [103], soit 20 ms et donc 50 Hz.

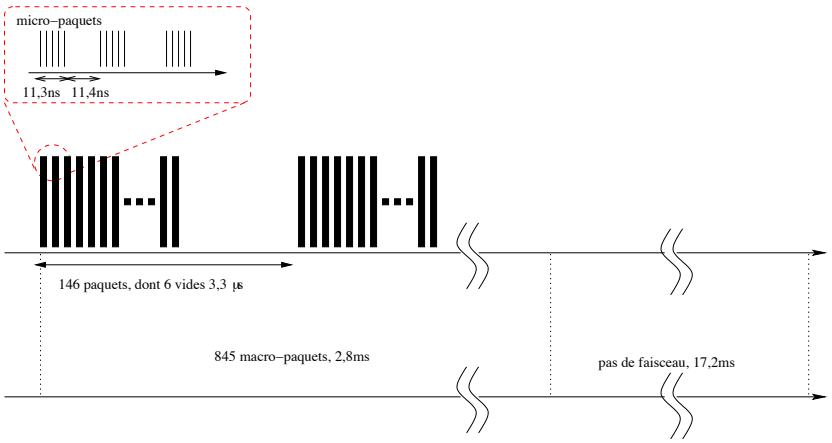


FIG. 5.2: Structure des paquets de H^- dans le SPL.

À l'intérieur d'une pulsation du SPL la structure suivante est répétée 845 fois : 146 paquets composés de 5 micro-paquets de $11,3$ ns de long, et espacés de $11,4$ ns (les 6 derniers paquets

sont laissés vide) appelés macro-paquets et s'étale sur une durée de $3,3$ μs. La durée totale est donc $2,8$ ms et le complément à 20 ms est laissé vide. Un schéma de la structure en temps des ions H^- dans le SPL est donné par la figure 5.2. Cet espacement en temps répond aux contraintes de l'accélérateur, mais n'est pas optimal pour le super faisceau. Il est un bruit de fond que l'on ne peut éliminer dans un détecteur de neutrinos, c'est le flux de neutrinos atmosphériques. Il représente la majorité des interactions dans le détecteur. La meilleure façon de rejeter ce bruit de fond est de faire la coïncidence entre les événements et la fenêtre en temps du faisceau. Avec $2,8$ ms, de faisceau toutes les 20 ms, la réjection est d'un facteur 7 seulement. Il est nécessaire de faire beaucoup mieux. Pour cela, un anneau accumulateur va être installé à la sortie du SPL, dans le tunnel des ISR. La longueur de ce tunnel correspond à un temps de révolution de $3,3$ μs, c'est à dire la durée des 146 paquets. L'accumulateur superposera à chaque tour les 845 macro-paquets pour n'en donner plus qu'un, de $3,3$ μs, toutes les 20 ms. La réduction du bruit de fond atmosphérique est nettement améliorée. Le facteur de réjection est alors typiquement de 6000. On peut noter que dans le cas de K2K, le facteur de réjection est de l'ordre de $1,5.10^6$.

Finalement, en plus des informations temporelles, la réduction du bruit de fond repose également sur des critères géométriques faisant suite à la reconstruction des événements.

5.2 Simulation du super faisceau de neutrinos

Les spécifications techniques de la ligne de faisceau sont imposées à la fois par les caractéristiques du *Super Proton Linac* qui ont été établies plus haut, et par l'emplacement du détecteur lointain qui fixe l'énergie des neutrinos si l'on veut se placer au premier maximum d'oscillation. Cette seconde contrainte est relativement forte, car les emplacements convenant à un détecteur souterrain sont rares. Par contre, il reste une certaine marge de manoeuvre dans le choix de l'énergie du faisceau de protons délivré par le SPL [154]. Cela est étudié dans le paragraphe 5.3. La conception de la ligne de faisceau se fait en tentant de maximiser le flux de ν_μ tout en minimisant la proportion du faisceau en ν_e qui produisent du bruit de fond irréductible pour étudier l'oscillation $\nu_\mu \to \nu_e$.

La figure 5.3 est une illustration de l'ensemble des éléments nécessaires à la création d'un super faisceau de neutrino. Les paragraphes suivants sont dédiées à la description de la ligne de faisceau telle qu'elle a été définie, ainsi qu'aux résultats de sa simulation. L'organisation suit la trajectoire des particules. Dans un premier temps l'interaction du faisceau de protons avec la cible est décrite. Nous verrons ensuite le fonctionnement du système de collection, composé de deux cornes coaxiales. Pour finir, le tunnel de désintégration et les algorithmes de calcul du flux de neutrinos seront exposés suivis des résultats de ces calculs.

5.2.1 La cible

Les super faisceaux de neutrinos sont des faisceaux conventionnels de haute intensité. Leur fonctionnement est donc similaire à celui du CNGS présenté au chapitre 3 : il s'agit de produire des pions par l'interaction d'un faisceau de protons sur une cible, et de récolter les neutrinos issus de la désintégration des pions. La principale différence provient des caractéristiques du faisceau de protons dont l'énergie est 180 fois plus faible et dont la puissance est 13 fois plus élevée (on passe de 400 GeV et 0.3 MW à $2,2$ GeV et 4 MW).

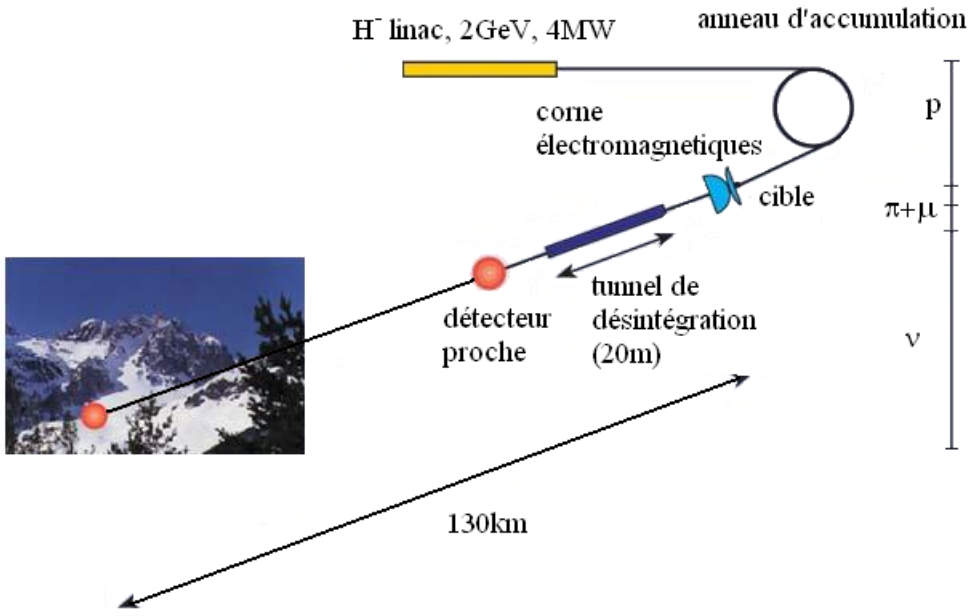


FIG. 5.3: Schéma de principe du super faisceau de neutrino SPL-Fréjus.

5.2.1.1 Choix technologiques

La haute intensité des super faisceaux pose un problème au niveau de la cible. Celle-ci, tout en devant toujours maximiser le nombre de pions produits, doit être capable de supporter le passage d'un faisceau de protons de 4 MW (environ 1 MW est déposé dans la cible). Plusieurs possibilités sont en cours d'étude [107]. Celle que nous utilisons pour notre simulation est la cible de mercure liquide. Les avantages du mercure sont les suivants. Tout d'abord, c'est un noyau riche en protons (Z=80), ce qui assure une bonne production de pions chargés. Ensuite, étant liquide à température ambiante, il est possible d'en faire un jet à travers lequel passeront les protons. Ainsi, la cible peut être détruite par le passage d'un paquet de protons, elle sera remplacée pour le paquet suivant. Évidemment, le mercure n'est pas exempt de difficultés, notamment de compatibilité avec les matériaux environnants, par exemple, il dissout les oxydes d'aluminium, or le système de focalisation est en aluminium. Il faudra donc remédier à ce problème.

La manipulation d'une telle cible n'est pas chose aisée. Des études en recherche et développement ont été menées [155] et une expérience de test est en préparation au CERN [156].

Les photographies de la figure 5.4 montrent l'interaction entre le faisceau et le jet, l'explosion de la cible qui a lieu avec un temps de retard car l'énergie thermique se déplace plus lentement que les particules [157].

5.2.1.2 Comparaison et choix des simulateurs

La simulation des interactions dans la cible est un point critique car les incertitudes sur la production des particules qui nous intéressent se propageront dans l'ensemble de la simulation. Il y a malheureusement un manque cruel de données expérimentales concernant les sections efficaces de production de pions et de kaons à basse énergie, et une comparaison de MARS et de FLUKA montre des différence de 30% à 100% [158] pour le flux du pions ce qui se traduit par une erreur

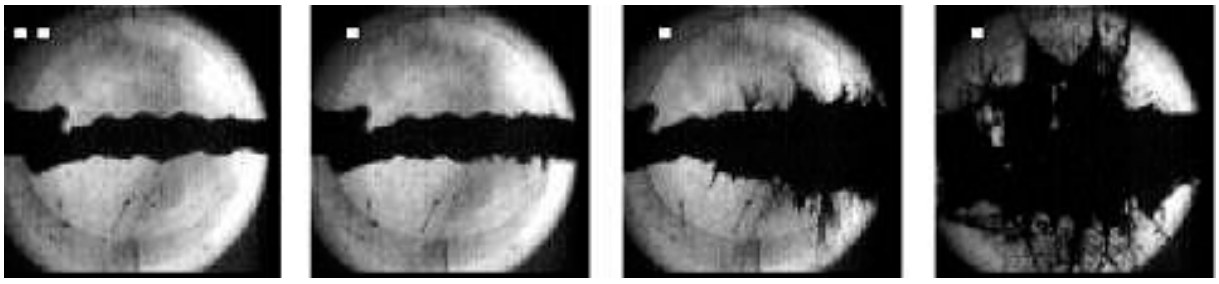


FIG. 5.4: Impact d'un faisceau de protons sur un jet de mercure liquide. Les protons viennent de la droite sur chaque photo. Les intervalles de temps entre deux photos sont 0,75 ms, 3,75 ms et 9,5 ms. le diamètre du jet de mercure est de 1,2 cm, et il a une vitesse de 2,5 m/s. Le paquet de protons interagit 0.45 ms après la première photo. Il comprend $2,7.10^{12}$ protons par paquet.

systématique dans la simulation. L'expérience HARP [159] au CERN doit apporter les réponses à ces questions.

cible Hg	
Vitesse du jet	20 m/s
densité	13.55
longueur	30 cm
rayon	7.5 mm
λ_I	13 cm

TAB. 5.1: Paramètres du jet de mercure liquide.

Deux simulateurs différents ont été utilisés dans le but d'étudier les conséquences de ce manque de connaissance : MARS [160] fut à l'origine des résultats de la référence [103] et nous l'avons utilisé pour estimer les dépôts d'énergie dans la corne (voire paragraphe 5.4). Par la suite, pour introduire les kaons dans la simulation et dans un souci d'estimer les erreurs systématiques, notre choix s'est porté sur FLUKA [116]. C'est le générateur qui est utilisé dans l'ensemble de ce chapitre à l'exception du paragraphe 5.4. Le programme de simulation accepte les deux types d'entrées. Nous allons présenter une comparaison des résultats de ces deux simulateurs. Dans les deux cas, la cible est représentée par un cylindre de mercure de 30 cm de long (ce qui représente 2,3 longueurs d'interaction hadronique) et de 0.75 cm de rayon. Les caractéristiques du mercure dans la simulation sont données dans le tableau 5.1. Le diamètre a été optimisé pour maximiser le nombre de pions à la sortie : il faut faire la balance entre les pions produits par les particules traversant le mercure et les pions réabsorbés par le mercure [161]. Le faisceau est simulé par 10^6 protons mono-énergétiques de 2,2 GeV d'énergie cinétique. Par simplicité, il est choisi filiforme.

La figure 5.5(a) représente les spectres en énergie des π^+ sortant de la cible simulés avec MARS et FLUKA. Les pions sont produits par le processus $\Delta \rightarrow \pi N$. On distingue deux parties dans ce spectre. En dessous de 300 MeV, les pions sont produits principalement par la désintégration des Δ ou d'autres résonances, produits par l'excitation des protons de la cible. La partie à haute énergie est le résultat de la multi-production de pions. On constate que les premiers sont décrits très différemment par les deux simulateurs alors que leurs modèles de production de pions dans la partie haute énergie du spectre concordent relativement bien.

Anticipons maintenant sur les prochains paragraphes. Nous allons voir que les pions qui nous intéressent ont une énergie de l'ordre de 600 MeV à 800 MeV. Ils appartiennent donc à la seconde

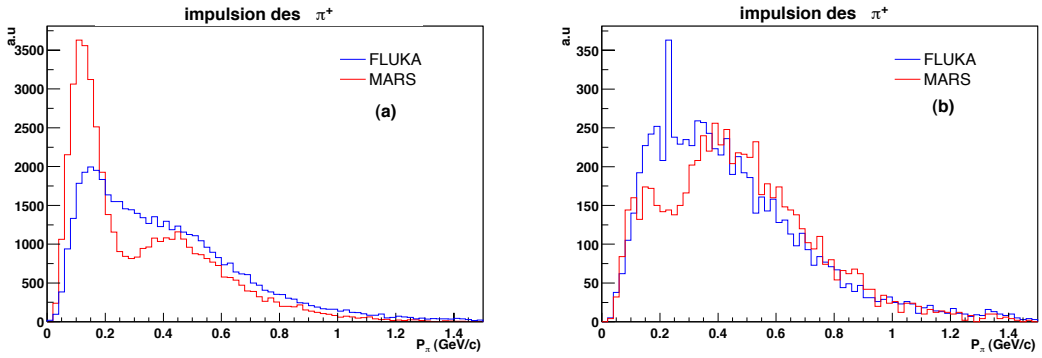


FIG. 5.5: Comparaison des distributions en impulsion des pions simulés avec FLUKA (bleu) et MARS (rouge) à la sortie de la cible (figure (a)) et à l'entrée du tunnel de désintégration (figure (b)).

catégorie. Nous verrons également comment les cornes électromagnétiques sélectionnent les pions d'une certaine énergie. Ainsi, après le passage à travers le système de focalisation, les distributions en énergie devraient être comparables. C'est ce que nous pouvons constater sur la figure 5.5(b), qui compare les spectres de pions entrant dans le tunnel de désintégration produits par les deux simulateurs. Cela induit une erreur systématique de 10% sur la sensibilité à θ_{13}.

5.2.1.3 La production de kaons

Explorer des énergies plus élevées que $2,2$ GeV ne permet plus de négliger la production de kaons. Ceux-ci sont la source de pollutions du faisceau et consécutivement, de bruit de fond dans le détecteur : les chaînes de désintégration, aussi bien des $K^{\pm}$ que des K^0, contiennent des neutrinos et des anti-neutrinos électroniques. Il est donc nécessaire d'étudier leur production. Pour ce faire, deux millions de protons ont été envoyés avec FLUKA sur la cible décrite plus haut, avec une énergie cinétique uniformément distribuée entre $2,2$ GeV et 5 GeV. La figure 5.6 présente le nombre de kaons produits en fonction de l'énergie cinétique des protons incidents. La même figure montre la production de pions dans les mêmes conditions.

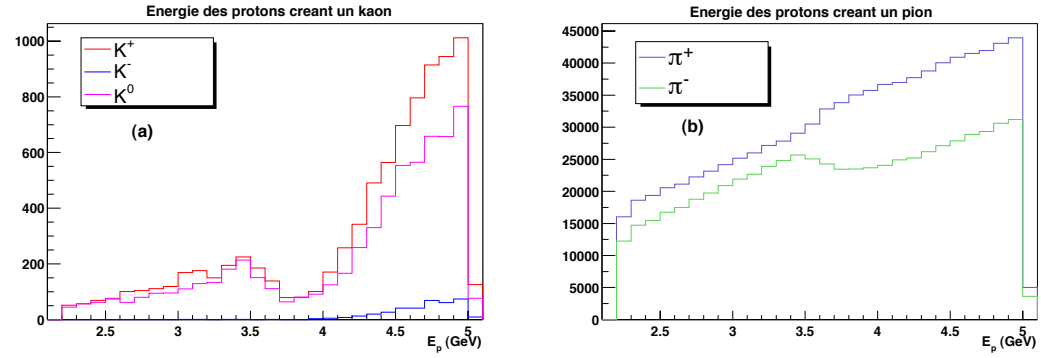


FIG. 5.6: Kaons et Pions sortant de la cible en fonction de l'énergie du proton incident qui en est à l'origine, pour 2.10^6 protons envoyés sur la cible.

Les comportements des productions de pions et de kaons sont très différents. Alors que la production des π^+ est relativement lisse, deux régions se distinguent clairement dans la production des kaons, au-dessous et au-dessus de 4 GeV. La raison de cela n'est pas très satisfaisante :

les kaons sont produits à l'aide de deux modèles : à basses énergies, ils sont produits par des résonances, alors que pour des énergies plus importantes, le modèle des partons duaux est utilisé [162]. On voit alors la rapide progression de la production des kaons. L'ennui est que ces modèles ne se recoupent pas bien, et qu'il en ressort une incertitude dans la production réelle des kaons aux alentours de 4 GeV.

5.2.1.4 Les différentes énergies

Des simulations ont été menées avec cinq faisceaux de protons d'énergies cinétiques différentes : 2,2 GeV, l'énergie nominale, ainsi que 3,5 GeV, 4,5 GeV, 6,5 GeV, et enfin 8 GeV, l'énergie maximale qui a été discutée [154]. Chacune de ces simulations a été effectuée en gardant la puissance du faisceau constante à 4 MW. Le nombre de protons par an correspondant à chacune de ces énergies est donné dans le tableau 5.2. Une année est prise égale à 10^7 s (ce qui correspond à 200 jours de fonctionnement et 58% d'efficacité).

Énergie cinétique des protons (GeV)	Nombre de protons par an (10^{23} proton/an)
2,2	1,14
3,5	0,71
4,5	0,56
6,5	0,39
8,0	0,31

TAB. 5.2: Nombre de protons dans un faisceau de 4 MW pour différentes énergies cinétiques.

Le tableau 5.3 présente le nombre moyen de particules sortant de la cible par seconde. Le chiffre le plus important dans cette partie est celui de la production de pions, il gagne 23% entre l'énergie nominale et 4,5 GeV. On voit également la progression du nombre de kaons avec l'énergie : il y a un facteur 15 entre les deux énergies extrêmes. On peut également noter le nombre très important de neutrons. Ils n'interviennent pas dans les processus physiques qui nous intéressent, mais ils sont une source de dommage important pour le système de collection des pions et seront étudiés dans le paragraphe 5.4.

E_p	p	n	γ	e^-	e^+	π^+	π^-	μ^+	μ^-	K^+	K^0
2,2	1,5	19	5,5	0,19	0,09	0,26	0,20	$4,4.10^{-4}$	$1,1.10^{-4}$	$7,7.10^{-4}$	$6,6.10^{-4}$
3,5	1,3	16	4,9	0,20	0,11	0,29	0,26	$7,0.10^{-4}$	$2,1.10^{-4}$	$2,5.10^{-3}$	$2,1.10^{-3}$
4,5	1,4	14	4,3	0,20	0,12	0,32	0,22	$6,2.10^{-4}$	$1,9.10^{-4}$	$5,2.10^{-3}$	$3,8.10^{-3}$
6,5	1,1	12	3,8	0,20	0,13	0,32	0,25	$8,0.10^{-4}$	$2,6.10^{-4}$	$1,1.10^{-2}$	$8,0.10^{-3}$
8,0	0,9	10	3,3	0,19	0,12	0,30	0,26	$9,0.10^{-4}$	$2,9.10^{-4}$	$1,2.10^{-2}$	$1,0.10^{-2}$

TAB. 5.3: Nombre moyen de particules secondaires sortant de la cible par seconde (ces chiffres sont à multiplier par 10^{16}) pour différentes énergies de faisceau (en GeV). Seules les particules les plus significatives sont citées, et le nombre de K^- étant de l'ordre de 10^{-5} par proton, ils ne sont pas comptabilisés. Les résultats de cette simulation ont été obtenue avec FLUKA.

Les courbre de gauche de la figure 5.7 représentent les distributions en impulsion des pions à la sortie de la cible pour différentes énergies du faisceau de proton incident. On constate qu'au fur et à mesure que l'énergie augmente, la contribution à basse énergie des désintégration de Δ diminue. Le gain pour la fabrication du faisceau de neutrino va être dans la distribution angulaire

de ces pions. Nous avons déjà évoqué au paragraphe 5.2.1.2 le fait que les cornes devaient focaliser les pions de 600 MeV/c. La distribution angulaire des pions entre 500 MeV/c et 700 MeV/c est tracée sur la partie droite de la figure 5.7. L'acceptance des corne est limitée au pions faisant un angle inférieur à 25° avec l'axe du faisceau. On constate que ceux-ci vont être plus nombreux pour les faisceaux de protons à 3,5 GeV et 4,5 GeV.

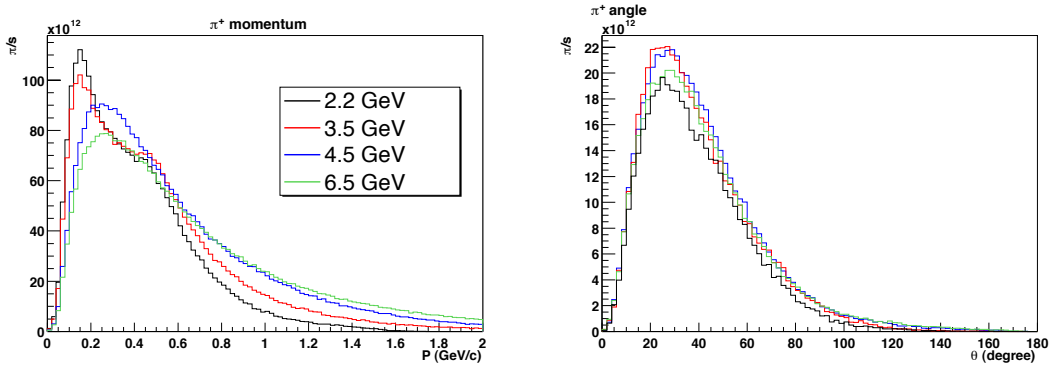


FIG. 5.7: Impulsion des pions à la sortie de la cible pour différentes énergies du faisceau de protons (à gauche), simulée avec FLUKA. A droite, distribution angulaire des pions sortant de la cible ayant une impulsion entre 500 MeV/c et 700 MeV/c.

5.2.2 Le système de collection des pions

Le système de focalisation a été développé conjointement avec celui des futures usines à neutrinos [103]. Il est indispensable pour les super-faisceaux de focaliser les pions d'un signe donné pour créer un faisceau de neutrinos ou d'anti-neutrinos et pouvoir ainsi étudier la violation de CP. Cela nécessite donc un champ magnétique pour rabattre les particules désirées vers l'axe du faisceau tout en écartant les particules de l'autre charge. Le champ magnétique toroïdal remplit ces conditions. Il est obtenu à l'aide de cornes électromagnétiques comme pour le CNGS (voir paragraphe 3.1.2), mais ayant une forme adaptée au faisceau que nous voulons créer. Suivant le sens du courant parcourant les cornes, les particules chargées positivement vont être focalisées et celles chargées négativement vont être défocalisées, ou l'inverse. Dans le premier cas on parle de *focalisation positive*, et dans le second de *focalisation négative*.

5.2.2.1 La définition de la forme

Les cornes sont constituées d'un conducteur interne, dont la forme définit l'effet de la focalisation, et d'un conducteur externe qui assure le retour du courant. La définition de la forme du conducteur interne se divise en deux parties qui sont la paroi par laquelle vont entrer les particules, et celles par laquelle elles vont sortir. Le champ magnétique diminuant en $1/r$ (voir l'équation (3.1)), il est nécessaire de faire deux cornes concentriques, comme l'illustre la figure 5.8. La première (que nous appellerons simplement *corne*) est traversée par un courant de 300 kA alors que la seconde (appelée pour des raisons historiques *réflecteur*) reçoit 600 kA pour compenser son plus grand rayon. Les valeurs maximales atteintes par le champ magnétique le sont au niveau des parties cylindriques des conducteurs internes (appelés cols) : 1,5 T pour la corne et 0,3 T pour le réflecteur. Les choix techniques ont été inspirés d'un précédent travail [103], notamment les valeurs de l'intensité du courant électrique dans les cornes.

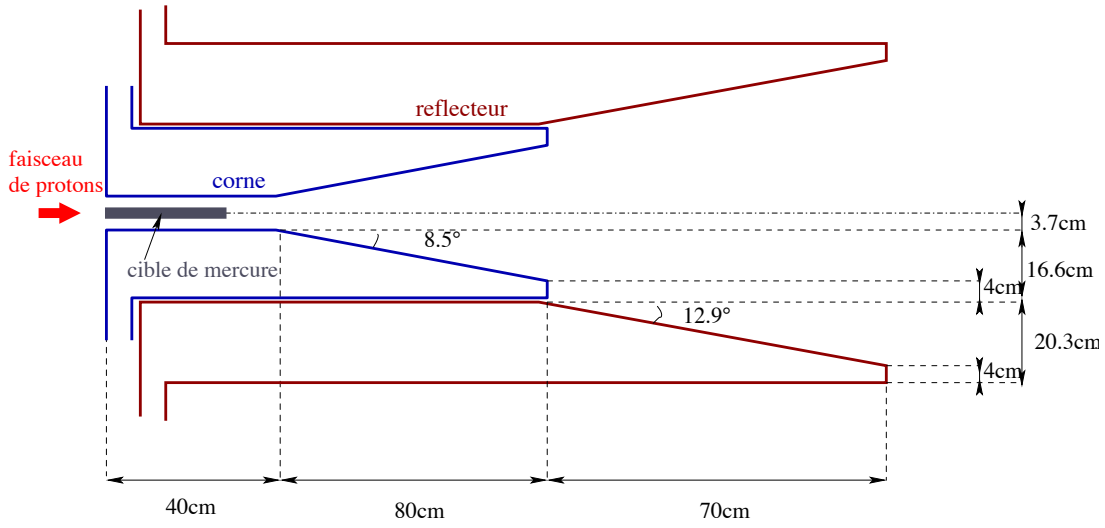


FIG. 5.8: Schéma de la corne et du réflecteur optimisé pour un faisceau de neutrinos à 260 MeV (collecteur (I)). La longueur totale de la corne est de 1, 20 m avec un rayon de 20 cm et le réflecteur fait 1, 90 m de long et possède un rayon de 40 cm.

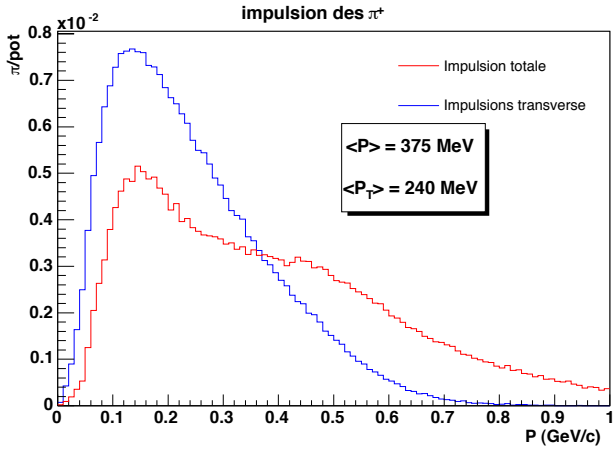


FIG. 5.9: Impulsion totale et impulsion transverse des pions sortant de la cible pour une énergie du faisceau de protons de 2, 2 GeV.

La faible énergie du faisceau de protons a pour conséquence de donner une grande impulsion transverse aux particules secondaires créées dans la cible, comme l'illustre la figure 5.9. Pour capturer un maximum de pions, il va donc falloir que la corne entoure la cible. Cette proximité a des conséquences sérieuses concernant les radiations subies par le conducteur interne comme nous le verrons au paragraphe 5.4. La première partie du conducteur interne sera donc cylindrique, le rayon interne étant défini par la résistance aux contraintes mécaniques exercées par le champ magnétique sur cette région [107], ainsi que des considérations sur le système de la cible.

Comme cela a été démontré dans le paragraphe 3.1.2, la paroi par laquelle ressortent les particules a une forme conique. L'angle d'ouverture de ce cône dépend de l'impulsion des particules qui doivent être focalisées.

Si nous choisissons la valeur consensuelle $\Delta m^2_{23} = 2,5.10^{-3}$ eV^2 et en ayant fixé la distance parcourue par les neutrinos à la distance entre le CERN et le Laboratoire Souterrain de Modane (130 km), la formule (1.11) nous apprend que le premier maximum d'oscillation se trouve pour des neutrinos d'une énergie de 260 MeV . Les neutrinos sont produits très majoritairement par la désintégration des pions. Leur énergie dans le centre de masse du pion est définie par la cinématique à deux corps, c'est à dire

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi} = 29.8 \text{ MeV}.$$

L'énergie des neutrinos est donc entièrement déterminée par la transformation de Lorentz, et par conséquent par l'impulsion initiale du pion et l'angle θ^*entre le neutrino et l'axe du faisceau dans le centre de masse du pion (nous sommes ici dans le cas d'un détecteur placé sur l'axe du faisceau). En faisant la transformation inverse, et en fixant $\theta^* = 0$, on trouve que les pions doivent avoir une impulsion de 600 MeV/c.

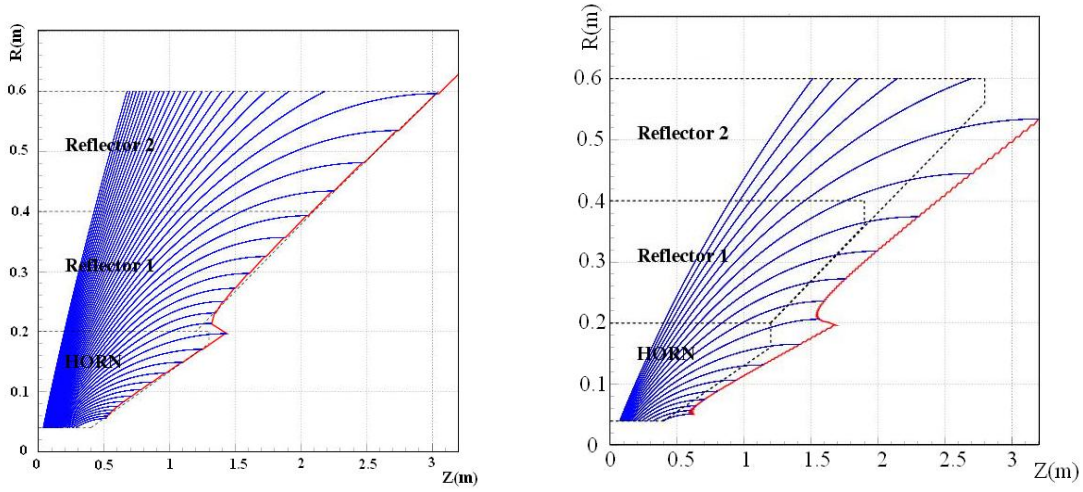


FIG. 5.10: Définition de la forme des conducteurs. Les trajectoires s'arrêtent lorsqu'elles sont parallèles au faisceau. Ces points sont reliés par la ligne rouge, et les pointillés représentent la forme définie pour la corne et le réflecteur [102]. Deux focalisations ont été étudiées. A gauche, les pions focalisés ont une impulsion de 600 MeV/c pour produire un faisceau de neutrinos de 260 MeV et à droite, ils ont une impulsion de 800 MeV/c pour créer un faisceau de neutrinos centré sur 350 MeV (Collecteur (II)).

On peut, en première approximation, supposer que les pions sont créés à l'entrée de la cible (la production de particules décroît exponentiellement dans la cible). Pour déterminer la forme du cône, on génère des pions ayant 600 MeV/c d'impulsion dans toutes les directions du plan $r-z$ (z étant l'axe du faisceau et r la distance radiale à cet axe.). Les pions sont déviés par un champ magnétique toroïdal créé par un courant de 300 kA pour 4 cm$< r <$ 20 cm, ce qui correspond au volume intérieur de la corne et pour $r >$ 20 cm, les pions étant dans le réflecteur, le champ magnétique est créé par un courant de 600 kA. L'endroit où les pions seront parallèles à la ligne de faisceau définit la surface conique de la corne, comme il est possible de le voir sur la figure 5.10. Cette étude à été menée dans la référence [102]. Elle conclut aux dimensions présentées sur le schéma 5.8 et dans le tableau 5.4. L'ensemble de ces deux cornes forme un système de collection noté (I) par la suite.

Le spectre en impulsions des pions entrant dans le tunnel de désintégration est donné figure 5.11. Le spectre des pions focalisés est très large, car tous les pions produits dans la cible peuvent être focalisés, et ceci en fonction de leur impulsion et de l'angle qu'il font avec l'axe du faisceau au moment de la production. Le fait qu'il n'y ait pas de maximum aux alentours de 600 MeV/c trouve son explication dans le faible nombre de pions produits à cette énergie.

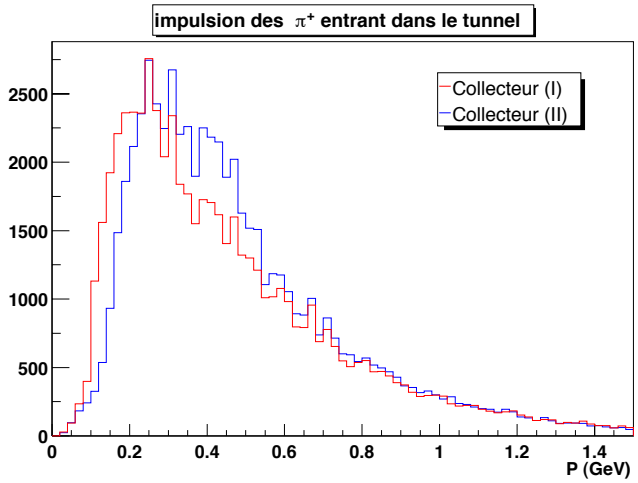


FIG. 5.11: Comparaison entre des spectres en impulsions des pions produis par le faisceau de protons à 2,2 GeV et focalisé par les collecteurs (I) et (II) au moment où ils entrent dans le tunnel de désintégration.

Cette constatation pousse à essayer de focaliser les pions encore plus énergétiques. On a ainsi envisagé de focaliser les pions de 800 MeV/c, toujours en utilisant la même méthode. L'optimisation de la forme du collecteur est donc différente de la précédente, et bien que la forme générale reste la même, les dimensions vont changer. Les dimensions transverses ainsi que la longueur du col ne sont pas modifiées, par contre la longueur de la partie conique de la corne augmente de 25% et celle du réflecteur de 14%. Cela conduit aux dimensions présentées dans le tableau 5.4, où l'on peut les comparer à celles du collecteur (I). L'augmentation du flux est vérifiée dans le paragraphe 5.2.3.4. Les cornes dessinées pour cette focalisation sont appelées collecteur (II).

Le spectre des pions focalisés avec ce nouveau jeu de cornes est également donné sur la figure 5.11. Bien que le nombre total de pions entrant dans le tunnel soit du même ordre de grandeur pour les deux systèmes de collection, on observe que le spectre se décale vers de plus hautes énergies. On peut donc espérer de meilleurs résultats pour le calcul de la sensibilité à θ_{13} et à δ_{CP}.

5.2.2.2 La simulation

La simulation des cornes a été réalisée avec l'aide de GEANT 3. En effet, les interactions électromagnétiques, bien traitées par GEANT 3, sont dominantes comparées aux interactions hadroniques. Malgré cela, il est possible qu'il faille un jour utiliser un simulateur plus performant (*i.e.* GEANT 4 [163] ou FLUKA).

La simulation de la corne a été réalisée avec une bonne précision, car un prototype a été construit au CERN [103], dont les plans étaient disponibles. Il a fallu changer quelques longueurs pour coller aux spécifications que nous venons d'établir. Par contre, aucun plan n'existe pour

Collecteur (I)

Corne	
rayon intérieur du col	3,4 cm
longueur du col	40 cm
rayon externe	20,5 cm
longueur totale	120 cm
Réflecteur	
longueur du col	120 cm
rayon externe	40 cm
longueur totale	190 cm

Collecteur (II)

Corne	
rayon intérieur du col	3,4 cm
longueur du col	40 cm
rayon externe	20,5 cm
longueur totale	140 cm
Réflecteur	
longueur du col	140 cm
rayon externe	40 cm
longueur totale	220 cm

TAB. 5.4: Principales dimensions des cornes utilisées pour focaliser une faisceau de neutrinos. À gauche le système de collection (I) et à droite le système (II).

le réflecteur, et la simulation ne comprend donc pas de détails techniques. Les cornes sont en aluminium, et les autres volumes traversés par les particules sont remplis d'air à la pression atmosphérique et la température ambiante. Le champ magnétique n'est simulé que dans le volume interne des conducteurs. En effet, la faible épaisseur des conducteurs internes (3 mm) rend inutile la simulation de l'effet de peau.

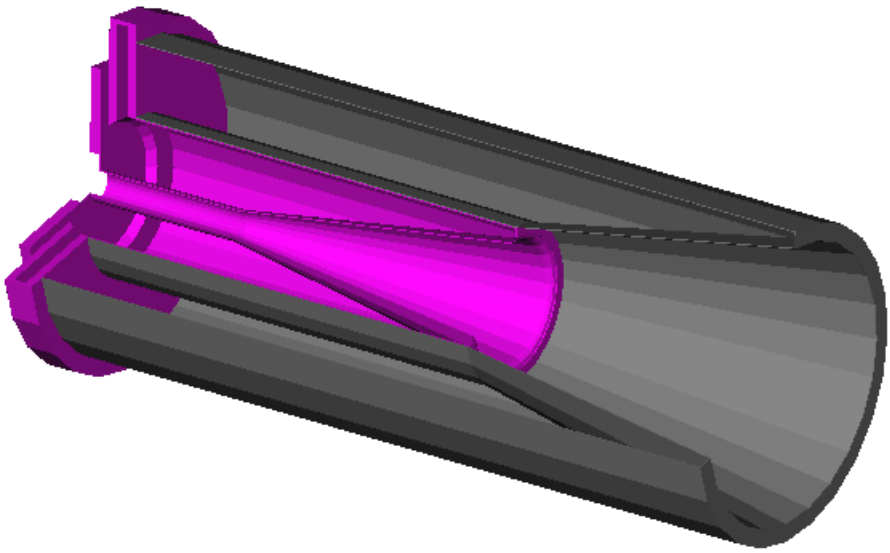


FIG. 5.12: Vue en 3 dimensions de la géométrie simulés du système de collection. La partie violette représente la corne alors que la partie grisée correspond au réflecteur.

La géométrie telle qu'elle a été simulée est montrée dans la figure 5.12. Les parties arrières de la corne (en violet) sont utilisées pour les connections électriques et l'alimentation en eau de refroidissement. On voit que rien de tel n'a été simulé pour le réflecteur. Ces parties ne sont pas importantes pour la création du faisceau de neutrinos, puisqu'elles sont situées vers l'arrière, mais elles sont relativement épaisses, et subissent d'importants dépôts d'énergie, comme nous allons le voir au paragraphe 5.4.

5.2.2.3 L'efficacité de collection

L'introduction d'un élément de focalisation dans la ligne de faisceau doit augmenter le nombre de pions de la charge souhaitée entrant dans le tunnel de désintégration. Prenons pour exemple le scénario à 2,2 GeV avec le collecteur (I) et une focalisation positive, et étudions trois cas suivants :

1. ni la corne, ni le réflecteur ne fonctionnent, aucun courant n'est injecté dans les cornes ;
2. seul la corne fonctionne, le courant dans le réflecteur est nul ;
3. la corne et le réflecteur fonctionnent.

le nombre de π^+ entrant dans le tunnel de désintégration situé juste à la sortie de la corne augmente de 40% entre le cas 1 et le cas 2, et augmente encore de 20% si le réflecteur est en fonctionnement. Par opposition, le nombre de π^- diminue de 43% entre les cas 1 et 2, et l'ajout du réflecteur retire un tiers de π^- supplémentaire.

Mais plus que par un simple comptage, l'effet du système de collection peut être mis en évidence par la distribution de l'impulsion transverse de ces pions. Celle-ci est représentée sur la figure 5.13 dans les trois cas étudiés et les valeurs moyennes sont données dans le tableau 5.5. L'impulsion transverse est fortement réduite et ainsi, les pions auront plus de chance de se désintégrer dans le tunnel.

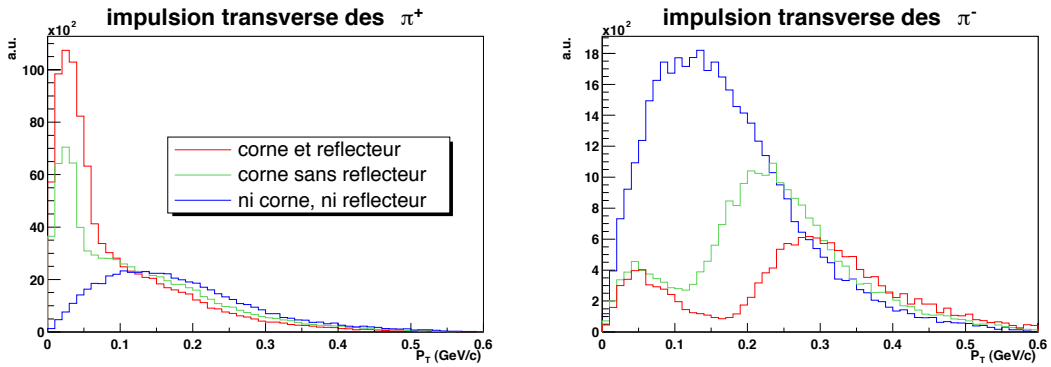


FIG. 5.13: Impulsion transverse des pions pénétrant dans le tunnel de désintégration.

corne	réflecteur	$< P_t(\pi^+) >$	$< P_t(\pi^-) >$
non	non	180 MeV/c	170 MeV/c
oui	non	118 MeV/c	232 MeV/c
oui	oui	90 MeV/c	270 MeV/c

TAB. 5.5: Impulsion transverse moyenne des pions pénétrant dans le tunnel de désintégration (collecteur (I)).

Finalement, c'est le flux de neutrinos au niveau du détecteur qui va se trouver modifié par l'action du système de collection. Le simple ajout de la corne sans le réflecteur va multiplier par 5 le flux de ν_μ et par 6 le flux de ν_e alors que les flux de $\bar{\nu}_\mu$ et de $\bar{\nu}_e$ perdront respectivement 45% et 35% de leur importance. Le réflecteur apporte un gain supplémentaire de 50% aux flux de ν_μ et de ν_e, tout en diminuant encore les contaminations en $\bar{\nu}_\mu$ et $\bar{\nu}_e$ respectivement de 15% et 5%.

5.2.2.4 Effet du passage des pions à travers les matériaux du collecteur

Bien que l'épaisseur des éléments de focalisation soit réduite au minimum (3 mm), les pions vont passer au minimum entre 6 mm et 12 mm dans l'aluminium des cornes, suivant qu'ils entrent dans le réflecteur ou non. Ils traverseront plus de matière si ils n'entrent pas dans les conducteurs avec une incidence normale. Pour tester cela, 10^4 pions de 600 MeV/c ont été envoyés à partir du début de la cible avec un angle de 15° par rapport à l'axe du faisceau. Nous regardons la position des pions à l'entrée du tunnel de désintégration, après qu'ils aient passé le collecteur. S'ils n'avaient pas traversé de matière, ces pions devraient passer à une distance radiale de 12 cm et ne pas passer par le réflecteur (figure 5.8). La même simulation a été faite avec un angle de 22°, les pions ressortant alors par le réflecteur avec un rayon de 31 cm. Quand la matière est présente, on accuse une perte d'environ 15% du nombre de pions entrant dans le tunnel. Certain se sont déjà désintégrés, les autres ont simplement été stoppés par le collecteur.

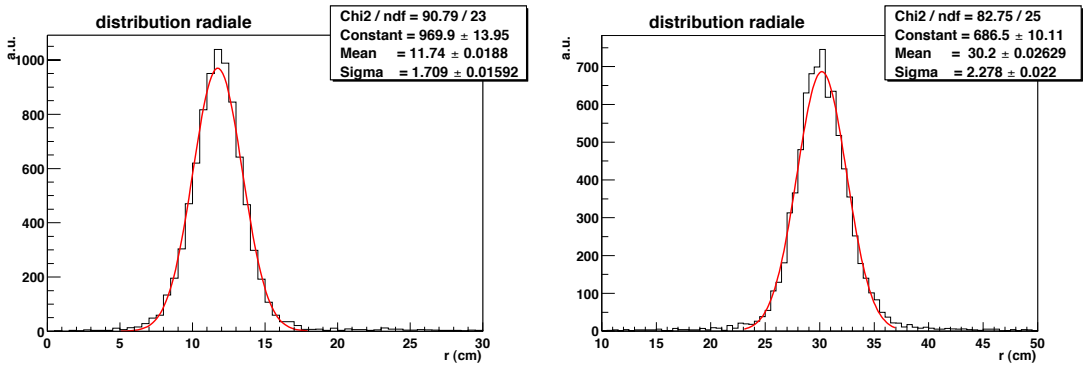


FIG. 5.14: Distribution radiale de pions de 600 MeV/c envoyés dans le collecteur avec un angle de 15° (à gauche) et de 22° (à droite).

Le second effet du passage des pions dans la matière est qu'ils vont être déviés. Les histogrammes de la figure 5.14 montrent les distributions radiales des pions à l'entrée du tunnel. Si les valeurs moyennes correspondent bien aux valeurs sans passage à travers la matière, on constate un phénomène d'étalement dont l'écart type est de l'ordre de 2 cm.

5.2.3 Création du faisceau de neutrinos

La faible poussée de Lorentz ($\gamma_\pi \approx 4$ pour $E_\pi \approx 260$ MeV) consécutive à la faible énergie du faisceau limite l'efficacité de collection. Le manque de neutrinos partant en direction du détecteur a également une conséquence au niveau de la simulation. Il faudrait générer un nombre prohibitif d'évènements pour atteindre un nombre de $\bar{\nu}_e$ issus des désintégrations de muons et de kaons statistiquement satisfaisant (au minimum 10^{15} p.o.t). Il s'avère donc nécessaire de mettre en place des algorithmes permettant de réduire ce nombre d'évènements. Ce problème à déjà été évoqué au chapitre 3.3 traitant de la simulation du faisceau CNGS, mais la solution qui y est proposée ne s'avère pas suffisante. L'énergie des protons du CNGS est 100 plus élevée et la poussée de Lorentz aide à la focalisation.

La méthode utilisée pour simuler le super faisceau de neutrinos est inspirée de la référence [164] où l'on peut trouver une première version de cette simulation. Elle a été étendue pour cette thèse à l'ensemble de la ligne de faisceau et la désintégration des kaons a été ajoutée.

Cette méthode est décrite dans le premier paragraphe, tandis que le second présente les résultats obtenus.

5.2.3.1 Algorithmes de calcul du flux de neutrinos

L'idée sous-jacente aux algorithmes utilisés pour calculer les flux de neutrinos est d'utiliser tous les neutrinos apparaissant dans la simulation, indépendamment de leur direction. La probabilité pour chacun d'entre eux d'atteindre le détecteur est calculée. Elle servira de pondération lors de l'établissement du flux.

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 3.1, les neutrinos sont créés à partir de la désintégration des pions, des muons ainsi que des kaons. Chaque particule est traitée différemment suivant son mode de désintégration. Les calculs sont détaillés dans l'annexe A, et la façon d'utiliser ces probabilités dans le calcul des flux est décrite ici. Les flux sont calculés pour toutes les espèces de neutrinos présentes dans le faisceau, à savoir les ν_μ, les $\bar{\nu}_\mu$, les ν_e et les $\bar{\nu}_e$.

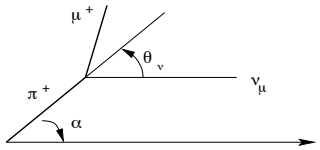


FIG. 5.15: Désintégration des pions en vol et définition de l'angle α. Pour atteindre le détecteur, $\alpha = -\theta_\nu$ est requis.

La principale source de neutrinos muoniques provient de la réaction $\pi^\pm \to \mu^\pm \overset{(-)}{\nu}_\mu$ (le rapport de branchement est de 100%). C'est une désintégration à deux corps et donc l'énergie est uniquement fixée par la poussée de Lorentz du pion et l'angle du neutrino dans le centre de masse du pion. La probabilité que le neutrino atteigne le détecteur s'écrit :

$$\mathcal{P}_\pi = \frac{1}{4\pi}\frac{A}{L^2}\frac{1-\beta^2}{(\beta\cos\alpha - 1)^2}, \tag{5.1}$$

où β est la vitesse du pion dans le référentiel du laboratoire, A est la surface du détecteur et L la distance entre celui-ci et la cible. On considère que seuls les neutrinos émis parallèlement à l'axe du faisceau (l'axe z) vont parvenir au détecteur, autrement dit, il faut qu'ils soient émis avec un angle opposé à celui que fait le pion avec l'axe z, noté α (voir figure 5.15). C'est ce qui explique sa présence dans la formule (5.1).

L'unicité du canal de désintégration des pions facilite leur traitement. Ils sont entièrement laissés à la charge de GEANT jusqu'a leur désintégration. Là, la probabilité (5.1) est calculée et l'énergie du neutrino est stockée dans un histogramme, pondérée par la probabilité. Le neutrino est ensuite abandonné et nous allons voir comment sont traités les muons.

Les muons sont traités identiquement quelque soit leur provenance : désintégration des pions ou des kaons et même des muons sortant directement de la cible.

Ils subissent une désintégration à trois corps : $\mu^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$ ($\mu^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$) et la probabilité pour que les neutrinos atteignent le détecteur est :

$$\frac{d\mathcal{P}_\mu}{dE_\nu} = \frac{1}{4\pi}\frac{A}{L^2}\frac{2}{m_\mu}\frac{1}{\gamma_\mu(1+\beta_\mu\cos\theta^*)}\frac{1-\beta_\mu^2}{(\beta_\mu\cos\rho - 1)^2}\left[f_0(x) \mp \Pi_\mu^L f_1(x)\cos\theta^*\right], \tag{5.2}$$

où β_μ et γ_μ sont la vitesse et la poussée de Lorentz du muon dans le référentiel du laboratoire, θ^* est l'angle entre le neutrino et l'axe z dans le référentiel où le muon est au repos, et ρ est l'angle entre le muon et l'axe z dans le référentiel du laboratoire. Sa présence est, tout comme dans le cas du pion, due au fait que nous rabattons le neutrino sur l'axe du faisceau. Π_μ^L est la polarisation longitudinale du muon (voir référence [164]) ; $x = \dfrac{2E_\nu^*}{m_\mu}$, où E_ν^* est l'énergie du neutrino dans le référentiel du muon. Finalement, les fonctions $f_0(x)$ et $f_1(x)$ proviennent des éléments de matrice de la désintégration du muon et sont décrites dans la table 5.6. Le signe devant Π_μ^L dans (5.2) est (-) dans les désintégrations des μ^+ et (+) dans le cas des désintégration de μ^-.

	$f_0(x)$	$f_1(x)$
ν_μ	$2x^2(3-2x)$	$2x^2(1-2x)$
ν_e	$12x^2(1-x)$	$12x^2(1-x)$

TAB. 5.6: Éléments de matrice de la désintégration du muon dans le référentiel du centre de masse du muon [165].

Le muon ne possédant qu'un seul canal de désintégration, il pourrait être traité comme le pion, c'est à dire laissé aux mains de GEANT jusqu'à sa désintégration. Cela consomme néanmoins beaucoup de temps de calcul, car le muon a une faible probabilité de se désintégrer. À ces énergies, son libre parcours moyen est d'environ 2 km alors que la longueur du tunnel de désintégration varie entre 10 m et 60 m. Il a donc été procédé comme suit :

1. la probabilité que le muon se désintègre avant d'atteindre les parois du tunnel est calculée en tenant compte de sa position dans la ligne de faisceau, de sa direction et de son énergie ;
2. ensuite, pour utiliser au maximum chaque muon, l'énergie que peut emporter le neutrino dans le référentiel du laboratoire est divisée en intervalles de 20 MeV et un neutrino est simulé dans chacun des intervalles (un nombre aléatoire est tiré pour obtenir l'énergie emportée par le neutrino à l'intérieur de cet intervalle et ainsi éviter des erreurs systématiques) ;
3. la probabilité (5.2) est calculée pour chacun des neutrinos, et l'énergie du neutrino est stockée dans un histogramme, pondérée par cette probabilité et celle obtenue à la première étape de l'algorithme.

Le dernier cas est celui des kaons. Il présente deux difficultés : Il faut compenser le très faible nombre de kaons produits pour les basses énergies (voir table 5.3), et les canaux de désintégrations sont multiples (ils sont reportés dans les tableaux 5.7, 5.8 et 5.9). La solution apportée est de dupliquer un certain nombre de fois (voir table 5.10) chacun des kaons sortant de la cible. Chaque kaon est donc suivi par GEANT qui se charge de le désintégrer et de choisir le mode de désintégration. La suite des opérations dépend de ce mode de désintégration.

Les kaons peuvent produire directement des neutrinos, on peut distinguer deux cas : la désintégration à deux corps $K^\pm \to \mu^\pm \overset{(-)}{\nu}_\mu$ et les désintégrations à trois corps avec émission d'un neutrino : $K^\pm \to l^\pm \overset{(-)}{\nu}_l \pi^0$ ou $K^0 \to l^\pm \overset{(-)}{\nu}_l \pi^\mp$.

Le premier cas reprend exactement la même cinématique que la désintégration du pion, et la méthode utilisée est donc la même, la probabilité étant la formule (5.1) dans laquelle β est maintenant la vitesse du kaon dans le référentiel du laboratoire.

Les désintégrations en trois corps sont multiples mais peuvent être traitées similairement, pour peu que les masses apparaissant dans les formules correspondent à la désintégration traitée.

$K^\pm$	
$\mu^\pm \overset{(-)}{\nu}_\mu$	$63,51\%$
$\pi^\pm\pi^0$	$21,17\%$
$\pi^\pm\pi^+\pi^-$	$5,59\%$
$e^\pm \overset{(-)}{\nu}_e \pi^0$	$4,82\%$
$\mu^\pm \overset{(-)}{\nu}_\mu \pi^0$	$3,18\%$
$\pi^\pm\pi^0\pi^0$	$1,73\%$

TAB. 5.7: Canaux de désintégration et rapport de branchement des $K^\pm$ [6].

K^0 short	
$\pi^+\pi^-$	$68,61\%$
$\pi^0\pi^0$	31.39%

TAB. 5.8: Canaux de désintégration et rapport de branchement des K^0_S [6].

K^0 long	
$\pi^- e^+ \nu_e$	$19,35\%$
$\pi^+ e^- \bar{\nu}_e$	$19,35\%$
$\pi^- \mu^+ \nu_\mu$	$13,5\%$
$\pi^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$13,5\%$
$\pi^0\pi^0\pi^0$	$21,5\%$
$\pi^+\pi^-\pi^0$	$12,38\%$

TAB. 5.9: Canaux de désintégration et rapport de branchement des K^0_L [6].

Énergie (GeV)	2,2	3,5	4,5	6,5	8
nombre de duplications	300	100	50	20	10

TAB. 5.10: Nombre de duplications des kaons sortant de la cible en fonction de l'énergie des protons incidents. Ces nombres sont calculés de sorte à avoir toujours à peu près la même statistique.

La probabilité d'atteindre le détecteur pour les neutrinos ainsi créés s'écrit :

$$\frac{d\mathcal{P}_K}{dE_\nu} = \frac{1}{4\pi}\frac{A}{L^2}\frac{1}{m_K - m_\pi - m_l}\frac{1}{\gamma_K(1+\beta_K\cos\theta^*)}\frac{1-\beta_K^2}{(\beta_K\cos\delta - 1)^2}, \tag{5.3}$$

avec comme notation m_K pour la masse du kaon ($K^{\pm,0}$), m_π pour la masse du pion (π^0 dans les désintégrations de $K^\pm$ et $\pi^\pm$ dans les désintégrations de K^0_L), et m_l la masse du lepton accompagnant le neutrino. β_K et γ_K sont la vitesse et la poussée de Lorentz du kaon, θ^* est l'angle entre la direction du neutrino et celle du kaon dans le référentiel au repos du kaon, et pour finir, δ est l'angle formé par la direction du kaon et l'axe z dans le référentiel du laboratoire.

Les kaons peuvent également être source de neutrinos par l'intermédiaire de leurs produits de désintégrations. On trouve soit des pions, soit des muons qui sont traités de la façon que nous venons de voir, indépendamment de leur provenance.

5.2.3.2 Validation de la méthode

La méthode probabiliste a été validée en la comparant à une méthode plus directe, empruntée à la simulation du faisceau CNGS (voir chapitre 3.3.2). Il s'agit de désintégrer plusieurs fois chaque pion, et d'enregistrer à chaque fois les paramètres du neutrino produit. Cette méthode présente l'avantage de conserver toutes les informations sur le neutrino. Pour augmenter encore la statistique, les neutrinos sont intégrés dans un rayon de 2 km autour du détecteur et une remise à l'échelle rapporte le résultat à la surface du détecteur. Cette intégration est rendue possible car le spectre en énergie ne varie pas dans cet intervalle, comme nous allons le voir dans le prochain paragraphe.

Cette méthode est très efficace pour calculer le flux de neutrinos muoniques, mais elle est limitée en ce qui concerne la simulation des neutrinos électroniques qui polluent le faisceau. En effet, la simulation des muons résultant de la désintégration des pions n'est plus réalisable. Il faudrait suivre chaque muon produit lors des désintégrations de chaque pion, et ensuite désintégrer

à son tour le muon plusieurs fois. Le temps de calcul va progresser comme le carré du nombre de désintégrations, et dépassera vite des durées acceptables.

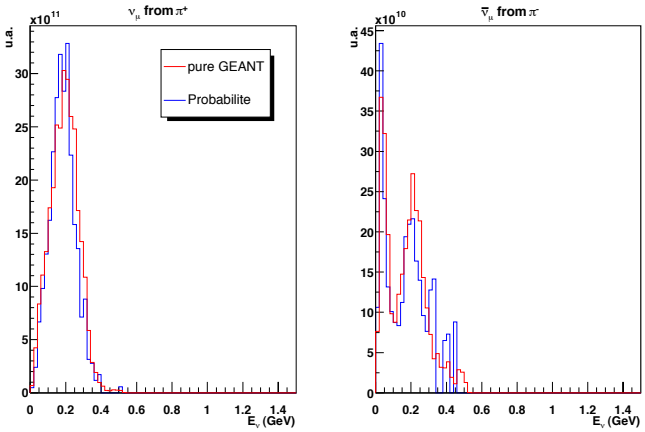


FIG. 5.16: Comparaison entre la méthode utilisant les probabilités (en bleu), et une méthode multipliant le nombre de désintégrations (en rouge).

Plusieurs nombres de désintégrations ont été testés, allant jusqu'à un maximum de 10^6. On obtient ainsi le flux de neutrinos muoniques ainsi que celui d'anti-neutrinos muoniques, provenant des désintégrations de π^- qui n'ont pas été écartés par le système de focalisation. Ils sont représentés dans la figure 5.16 par les courbes rouges, et les mêmes flux calculés par la méthode probabiliste sont tracés sur la même figure en bleu. Les courbes sont bien superposées, les différences entre les deux sont faibles et on peut conclure que le traitement statistique est satisfaisant.

En plus de permettre de générer les flux de neutrinos et d'anti-neutrinos électroniques et de permettre d'étudier les contributions des kaons, l'utilisation des algorithmes utilisant les probabilités permet de faire gagner un facteur 13 sur le temps de calcul des flux de neutrinos et d'anti-neutrinos muoniques.

5.2.3.3 Le profil du faisceau

Dorénavant, la méthode de multiplication des désintégrations ne sera plus utilisée. Malgré tout, elle nous donne une information que ne peut fournir la méthode probabiliste, à savoir le profil du faisceau. Il est représenté sur la figure 5.17. Le rayon moyen du faisceau au niveau du tunnel du Fréjus est de 28 km. Ce chiffre est à comparer au rayon du faisceau CNGS (≈ 1 km) estimé dans le chapitre 3. On a ici une illustration très convaincante de la difficulté de créer un faisceau de neutrinos de basse énergie sur une longue distance.

L'encadré de la figure 5.17 montre un zoom sur les quinze premiers kilomètres. On voit que la distribution est plate pour $r < 2$ km. Cela encourage à comparer les distributions en énergies des neutrinos apparaissant dans des couronnes de différents rayons jusqu'à $r = 2$ km, par pas de 250 m. Les huit spectres sont tracés sur la même figure (figure 5.18). On peut conclure qu'ils sont bien superposés, compte tenu de la statistique qui est plus faible pour les rayons petits (la surface de la couronne est plus petite...). Cela simplifie grandement les problèmes d'alignement du faisceau qui se poseront lors de la construction et justifie l'intégration des neutrinos faite pour calculer le flux dans le paragraphe précédent.

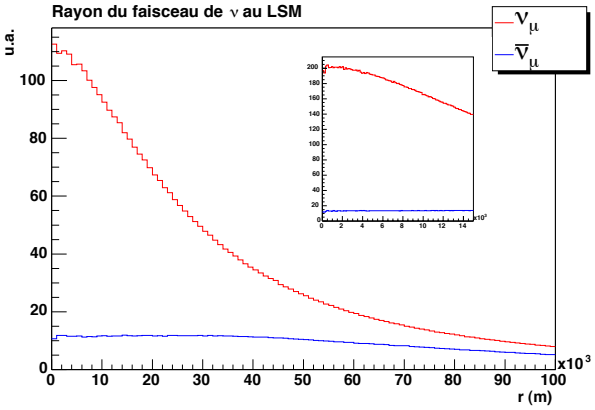


FIG. 5.17: Profil du faisceau de neutrinos et d'anti-neutrinos muoniques. La cartouche montre le profil du faisceau dans les 15 premiers kilomètres.

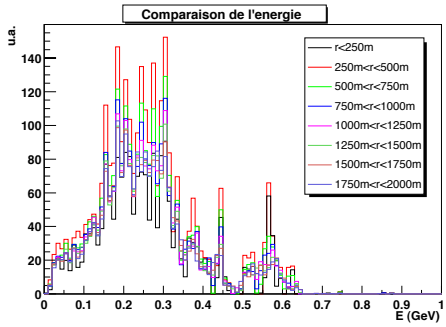


FIG. 5.18: Comparaison du spectre en énergie des neutrinos muoniques pour des neutrinos traversant soit un cercle de 250 m de rayon, soit des couronnes concentriques dont le rayons internes varient entre 250 m et 1750 m par pas de 250 m.

5.2.3.4 Les flux de neutrinos au Fréjus

Les flux de neutrinos sont calculés pour une surface de 100m^2, représentant la surface fiduciaire du détecteur, et à une distance arbitraire de 100 km. On peut ensuite faire varier la distance entre la cible et le détecteur par un simple changement d'échelle. Les flux sont donc calculés pour les ν_μ, les $\bar{\nu}_\mu$, les ν_e et les $\bar{\nu}_e$. Ils sont présentés en fonction de l'énergie, par intervalle de 20 MeV. Les figures 5.19, 5.21 et 5.23 représentent respectivement les flux des quatre espèces de neutrinos créés avec des faisceaux de protons d'énergie $2,2$ GeV, 3.5 GeV et 8 GeV en utilisant le système de collection (I). Les flux sont mis à l'échelle du nombre de protons frappant la cible par an (table 5.2). On distingue sur ces graphiques trois origines contribuant au flux total :

- les neutrinos qui sont produits par les pions, ainsi que ceux produits par les muons résultant des pions et par les muons sortant de la cible. C'est la contribution qui a été étudiée dans la référence [164] ;
- les neutrinos provenant de la chaîne de désintégration des kaons chargés (principalement des K^+). Ceci inclut les neutrinos produits directement lors de la désintégration des kaons et ceux produits lors de la désintégration de leurs particules filles ;
- le troisième groupe contient tous les neutrinos produits par la désintégration des K^0 ainsi que de leurs particules filles.

Le flux de neutrinos muoniques est très largement dominé par la contribution des pions, cela dit, à haute énergie (au delà de 500 MeV dans le cas du faisceau de protons de $2,2$ GeV), il n'y a plus de neutrinos des pions, et le spectre est alors dominé par la désintégration $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$. Il faut tout de même noter que le nombre de neutrinos ainsi créés est trois ordres de grandeur plus faible que le nombre de ν_μ créés par les π^+. Les anti-neutrinos muoniques, quant à eux, sont produits principalement par des π^- qui ont réussi à passer au travers du système de focalisation. Ici encore, la partie à haute énergie se distingue puisqu'elle est le produit de la désintégration des μ^+.

Les neutrinos électroniques sont principalement dus à la contribution des désintégrations des muons dans le scénario à $2,2$ GeV, mais on va voir la contribution des kaons augmenter avec l'énergie, sans pour autant la dépasser. Les contributions à la production d'anti-neutrinos électroniques sont dominées par les K^0. Les neutrinos étant principalement produits par le canal

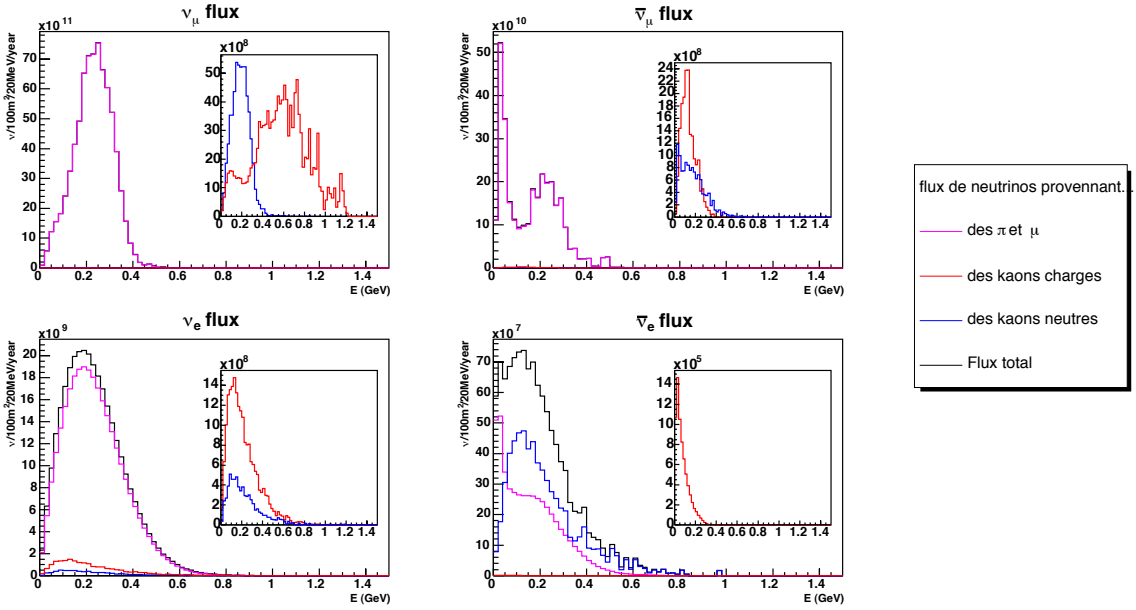


FIG. 5.19: Flux des neutrinos produits par le faisceau de protons de 2,2 GeV passant à travers une surface de 100m^2 situé à 100 km du CERN. Le courant circule dans les cornes de façon à focaliser les particules de charge positive. Le système de collection (I) est utilisé. Le tunnel de désintégration fait 20 m de long, et son rayon est de 1 m. Les flux sont représentés en fonction de leur origine. Les neutrinos des pions et des muons provenant des pions sont en violet, les neutrinos produits lors de la chaîne de désintégration des kaons chargés sont en rouge et les neutrinos apparaissant après la désintégration des K^0 sont en bleu. La courbe noire représente le flux total. Elle est souvent masquée par la contribution très majoritaire des pions et des muons. Les cartouches contenues dans les graphiques représentent un zoom sur les contributions des kaons.

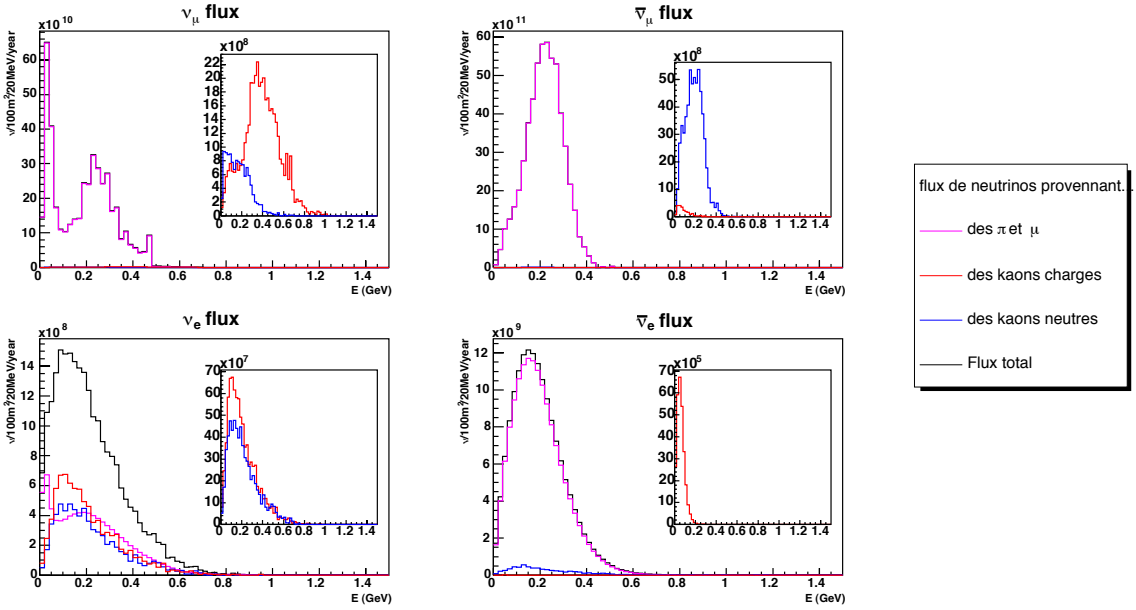


FIG. 5.20: Ces courbes sont identiques à celles de la figure 5.19, mais le courant dans les cornes magnétiques est tel que les particules de charge négative soient focalisées.

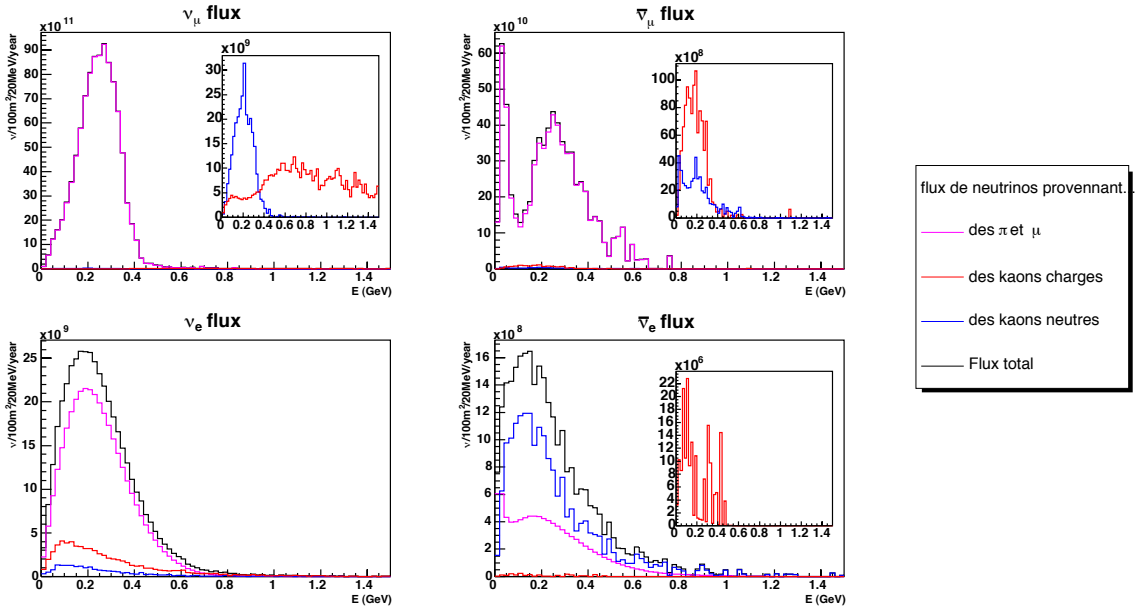


FIG. 5.21: Même légende que pour la figure 5.19. Ces courbes sont obtenues pour des protons incidents de 3,5 GeV d'énergie cinétique.

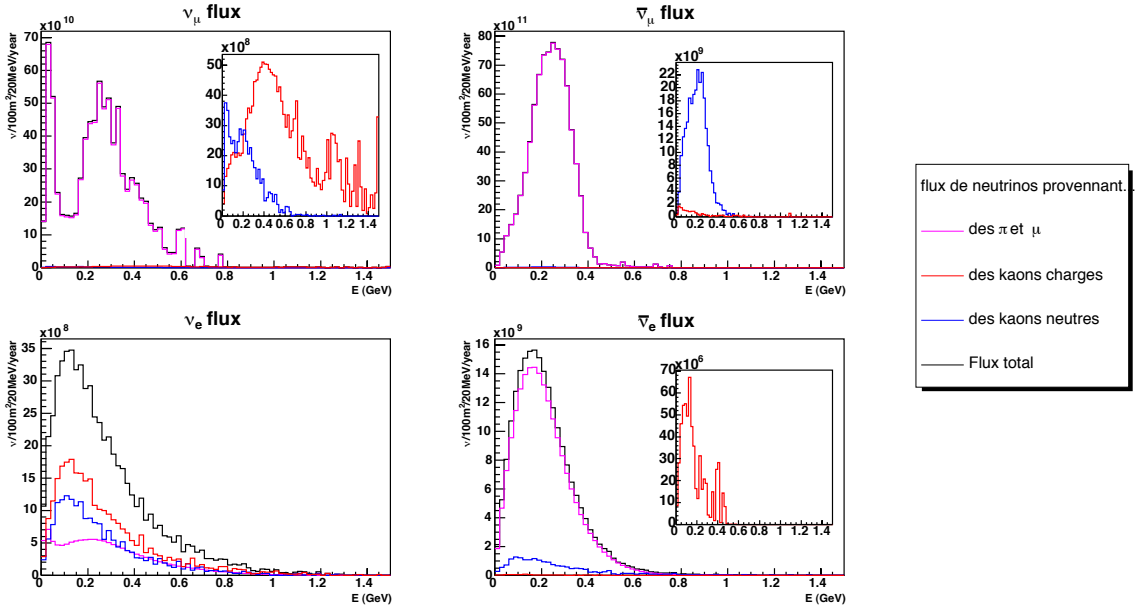


FIG. 5.22: Même légende que pour la figure 5.20. Ces courbes sont obtenues pour des protons incidents de 3,5 GeV d'énergie cinétique.

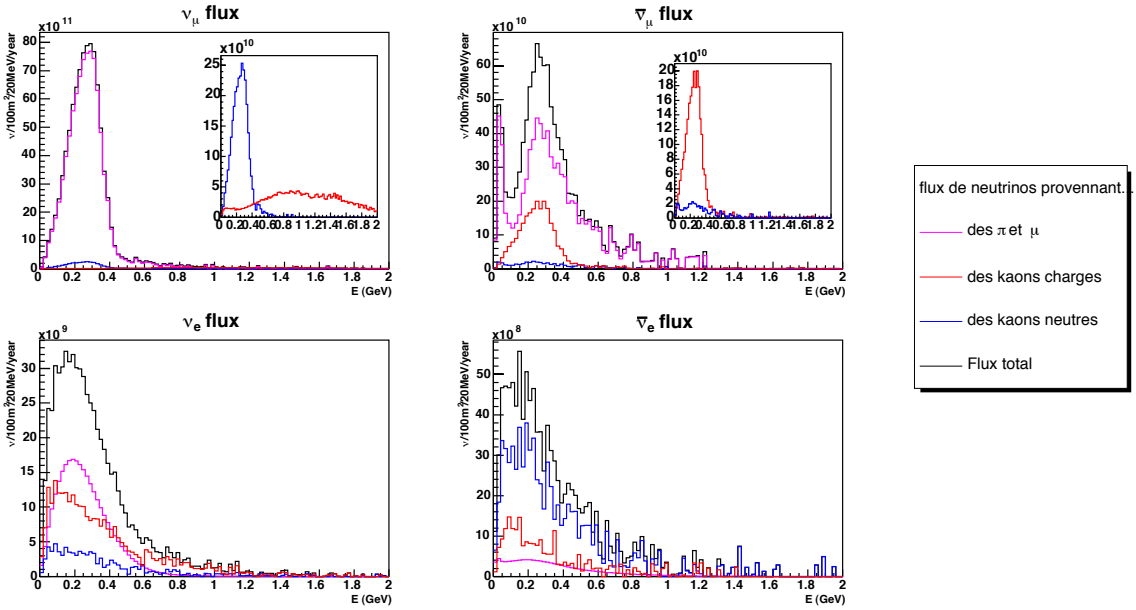


FIG. 5.23: Même légende que pour la figure 5.19. Ces courbes sont obtenues pour des protons incidents de 8 GeV d'énergie cinétique.

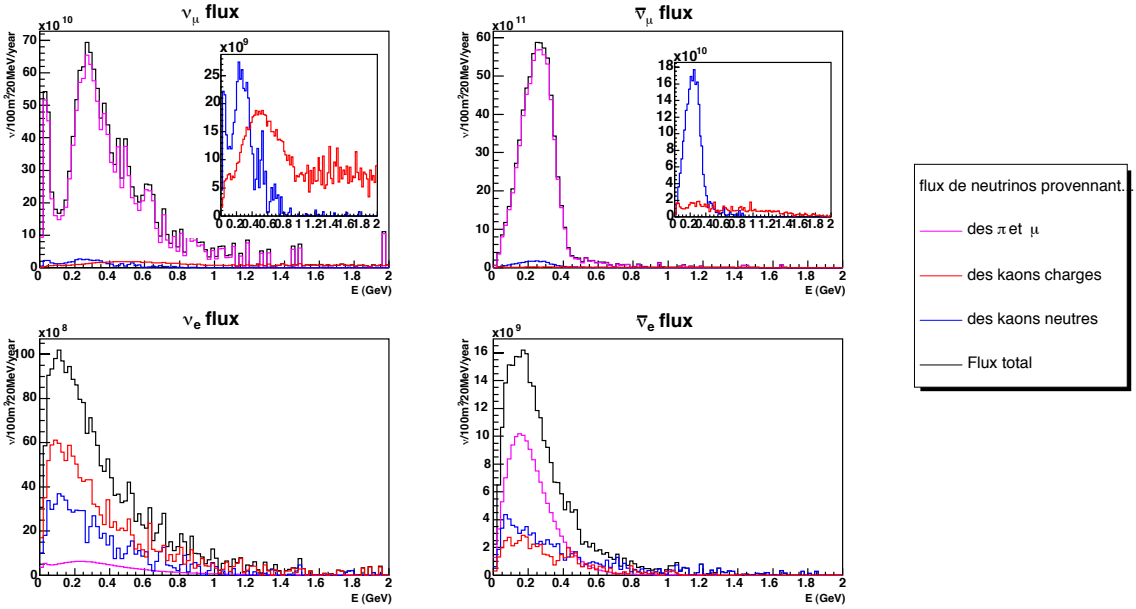


FIG. 5.24: Même légende que pour la figure 5.20. Ces courbes sont obtenues pour des protons incidents de 8 GeV d'énergie cinétique.

$K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$. Cette domination augmente avec l'énergie. La contribution des kaons chargés reste marginale pour les premières énergies de faisceau, mais à 8 GeV, ils sont les seconds contributeurs.

Les figures 5.20, 5.22 et 5.24 représentent les mêmes flux, à savoir respectivement les scénari à 2,2 GeV, 3.5 GeV et 8 GeV, mais cette fois-ci le champ magnétique des cornes focalise les particules de charge négative. La forme des spectres peut s'expliquer comme pour la focalisation positive en utilisant la symétrie entre particules et anti-particules, à ceci près qu'il y a un grand déséquilibre entre le nombre de K^+ et le nombre de K^- (voir table 5.3).

5.2.4 Optimisation des paramètres du faisceau

L'optimisation du super faisceau de neutrinos s'est menée sur trois fronts : le dessin des cornes, la géométrie du tunnel de désintégration (longueur et rayon) et l'énergie du faisceau de protons incidents. Les tableaux 5.11 et 5.12 présentent les flux totaux des quatre espèces de neutrinos obtenus respectivement avec la focalisation positive et la focalisation négative en fonction des différents paramètres, et avec les systèmes de focalisation (I) et (II). Ils contiennent également entre parenthèses le pourcentage de chaque espèce dans le faisceau.

Une première constatation s'impose : la pureté du faisceau diminue quand l'énergie du faisceau de protons augmente. De plus, dû au fait que la puissance est constante, le nombre de protons traversant la cible diminue et à partir du scénario à 6,5 GeV pour la focalisation positive et 4,5 GeV pour la focalisation négative, il n'est plus contrebalancé par l'augmentation des sections efficaces. Le nombre total de neutrinos diminue donc également. Par ces considérations, et en comparant les deux tableaux, il semble que la meilleure énergie soit 3,5 GeV ou 4,5 GeV. Le choix entre ces deux énergies ainsi que le choix de la forme des cornes seront effectués au cours du paragraphe 5.3 en étudiant leur impact sur la sensibilité à θ_{13} et à δ_{CP}.

Penchons nous maintenant sur l'optimisation de L_T et R_T. Le choix du rayon modifie l'acceptance du faisceau, alors que la longueur du tunnel joue sur le contenu du faisceau, du fait des différents temps de vol des particules productrices de neutrinos. Concernant la longueur du tunnel, le passage de 10 m à 40 m fait augmenter le flux de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ de 50% à 70% tout en multipliant le nombre de ν_e par un facteur 1,5 à 2. Il n'est pas nécessaire d'allonger encore le tunnel. On remarque en effet que dans un tunnel de 60 m, le nombre de neutrinos muoniques n'augmente pas contrairement à celui des neutrinos électroniques. On remarque également que le rapport $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ varie très peu en fonction de la longueur du tunnel.

Si l'on fixe la longueur du tunnel à 40 m, on constate que l'augmentation du rayon du tunnel permet de faire croître le nombre de ν_μ et de $\bar{\nu}_\mu$ de 50%, alors que parallèlement, le flux de neutrinos électroniques augmente de 50% à 70%.

On constate finalement que le changement de la forme des cornes du collecteur (I) au collecteur (II) permet de faire gagner 20% au flux de neutrinos muoniques.

À la lecture de se tableau, on peut supposer qu'un longueur de 40 m et un rayon de 2 m sont un bon compromis, ce qui sera justifié par la suite lors de l'étude de la sensibilité à θ_{13} et à δ_{CP}.

Collecteur (I)						
E_p	L_T	R_T	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	ν_e	$\bar{\nu}_e$
2,2 GeV	10 m	1 m	5,5(94,5%)	0,3(5,2%)	1,7(0,3%)	0,1(0,02%)
3,5 GeV	10 m	1 m	7,7(92,5%)	0,6(7,2%)	2,6(0,3%)	0,3(0,04%)
4,5 GeV	10 m	1 m	7,1(93,0%)	0,5(6,6%)	2,8(0,4%)	0,3(0,04%)
6,5 GeV	10 m	1 m	8,3(90,7%)	0,8(8,7%)	4,7(0,5%)	0,9(0,1%)
8,0 GeV	10 m	1 m	7,7(88,9%)	0,9(10,4%)	5,1(0,6%)	1,1(0,1%)
2,2 GeV	20 m	1 m	7,6(95,8%)	0,3(3,8%)	3,2(0.4%)	0,1(0.01%)
3,5 GeV	20 m	1 m	10,0(93,0%)	0,7(6,5%)	4,4(0.4%)	0,3(0.03%)
4,5 GeV	20 m	1 m	10,9(93,5%)	0,7(6,0%)	5,1(0.4%)	0,4(0.03%)
6,5 GeV	20 m	1 m	10,4(90,7%)	1,0(8,7%)	6,4(0,6%)	0,9(0,1%)
8,0 GeV	20 m	1 m	9,7(88,4%)	1,2(10,9%)	6,7(0,6%)	1,1(0,1%)
3,5 GeV	20 m	1,5 m	9,0(95,3%)	0,4(4,2%)	4,4(0.5%)	0,2(0.02%)
4,5 GeV	20 m	1,5 m	13,2(93,1%)	0,9(6,4%)	6,9(0.5%)	0,6(0.04%)
3,5 GeV	30 m	1 m	10,9(93,5%)	0,7(6,0%)	5,7(0.5%)	0,3(0.03%)
4,5 GeV	30 m	1 m	11,6(93,8%)	0,7(5,6%)	6,3(0.5%)	0,4(0.03%)
2,2 GeV	40 m	1 m	8,9(94,2%)	0,5(5,3%)	5,1(0.5%)	0,1(0.01%)
3,5 GeV	40 m	1 m	11,3(92,9%)	0,8(6,6%)	6,5(0.5%)	0,3(0.02%)
4,5 GeV	40 m	1 m	12,3(93,4%)	0,8(6,1%)	7,2(0.5%)	0,4(0.03%)
6,5 GeV	40 m	1 m	11,7(93,4%)	1,1(6,1%)	8,3(0,6%)	0,9(0,03%)
8,0 GeV	40 m	1 m	10,9(88,7%)	1,3(10,6%)	8,5(0,7%)	1,2(0,1%)
3,5 GeV	40 m	1,5 m	14,5(92,9%)	1,0(6,4%)	10,0(0.6%)	0,5(0.03%)
4,5 GeV	40 m	1,5 m	15,5(93,3%)	1,0(6,0%)	10,8(0.7%)	0,6(0.04%)
3,5 GeV	40 m	2 m	16,6(92,0%)	1,3(7,2%)	12,9(0.7%)	0,7(0.1%)
4,5 GeV	40 m	2 m	18,2(92,6%)	1,3(6,6%)	14,3(0.7%)	0,8(0.1%)
3,5 GeV	60 m	1 m	11,7(93,8%)	0,7(5,6%)	7,6(0.6%)	0,3(0.02%)
4,5 GeV	60 m	1 m	12,5(94,1%)	0,7(5,3%)	8,1(0.6%)	0,4(0.03%)
3,5 GeV	60 m	1,5 m	15,1(93,1%)	1,0(6,2%)	12,2(0.7%)	0,5(0.03%)
4,5 GeV	60 m	1,5 m	16,2(93,4%)	1,0(5,8%)	13,1(0.8%)	0,6(0.03%)
Collecteur (II)						
E_p	L_T	R_T	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	ν_e	$\bar{\nu}_e$
3,5 GeV	40 m	2 m	19,9(93,5%)	1,2(5,7%)	14,3(0.7%)	0,7(0.1%)
4,5 GeV	40 m	2 m	22,6(94,4%)	1,2(4,8%)	16,3(0.7%)	0,8(0.1%)
3,5 GeV	60 m	2 m	21,7(92,0%)	1,2(7,2%)	19,7(0.7%)	0,7(0.1%)
4,5 GeV	60 m	2 m	24,4(94,2%)	1,3(4,9%)	21,9(0.8%)	0,9(0.1%)

TAB. 5.11: Intégrales des flux totaux des quatre espèces de neutrinos calculées pour une focalisation positive avec les cornes (I) et (II). Les ν_μ ainsi que les $\bar{\nu}_\mu$ ont pour unité $10^{13}/100\text{m}^2/\text{an}$ alors que les ν_e et les $\bar{\nu}_e$, étant moins nombreux, sont exprimés en $10^{11}/100\text{m}^2/\text{an}$. E_p est l'énergie cinétique du faisceau de protons, L_T et R_T sont la longueur et le rayon de tunnel de désintégration. Les chiffres entre parenthèses sont les pourcentages de neutrinos d'une espèce dans le faisceau.

Collecteur (I)						
E_p	L_T	R_T	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	ν_e	$\bar{\nu}_e$
2,2 GeV	10 m	1 m	0,4(8,5%)	4,3(91,3%)	0,2(0,04%)	0,8(0,2%)
3,5 GeV	10 m	1 m	0,7(9,6%)	6,6(90,2%)	0,6(0,1%)	1,3(0,2%)
4,5 GeV	10 m	1 m	1,0(16,1%)	5,2(83,6%)	0,9(0,1%)	1,1(0,2%)
6,5 GeV	10 m	1 m	1,2(17,6%)	5,6(81,9%)	1,9(0,3%)	1,8(0,3%)
8,0 GeV	10 m	1 m	1,2(17,5%)	5,6(81,8%)	2,2(0,3%)	2,1(0,3%)
2,2 GeV	20 m	1 m	0,4(6,4%)	5,8(93,3%)	0,2(0,03%)	1,6(0,3%)
3,5 GeV	20 m	1 m	0,9(9,2%)	8,5(90,5%)	0,6(0,1%)	2,2(0,2%)
4,5 GeV	20 m	1 m	1,1(14,1%)	6,7(85,6%)	1,0(0,1%)	1,8(0,2%)
6,5 GeV	20 m	1 m	1,4(16,4%)	7,1(83,1%)	2,0(0,2%)	2,5(0,3%)
8,0 GeV	20 m	1 m	1,5(17,3%)	7,1(82,1%)	2,3(0,3%)	2,8(0,3%)
3,5 GeV	20 m	1,5 m	0,6(8,2%)	6,7(91,4%)	0,4(0.05%)	2,2(0.3%)
4,5 GeV	20 m	1,5 m	1,5(15,6%)	8,1(84,0%)	1,4(0,2%)	2,7(0,3%)
3,5 GeV	30 m	1 m	0,9(8,7%)	9,4(90,9%)	0,7(0.1%)	2,9(0.3%)
4,5 GeV	30 m	1 m	1,2(14,4%)	7,1(85,2%)	1,0(0.1%)	2,3(0.3%)
2,2 GeV	40 m	1 m	0,5(6,9%)	6,7(92,7%)	0,3(0.04%)	2,4(0.3%)
3,5 GeV	40 m	1 m	0,9(8,4%)	9,7(91,2%)	0,6(0.1%)	3,3(0.3%)
4,5 GeV	40 m	1 m	1,2(13,7%)	7,5(85,9%)	1,0(0,1%)	2,6(0,3%)
6,5 GeV	40 m	1 m	1,6(16,6%)	8,0(82,9%)	2,2(0,2%)	3,3(0,3%)
8,0 GeV	40 m	1 m	1,7(17,4%)	8,0(82,0%)	2,4(0,3%)	3,6(0,4%)
3,5 GeV	40 m	1,5 m	1,3(9,5%)	12,3(90,0%)	1,0(0.1%)	5,3(0.4%)
4,5 GeV	40 m	1,5 m	1,7(15,1%)	9,5(84,4%)	1,5(0.1%)	4,2(0.4%)
3,5 GeV	40 m	2 m	1,5(9,7%)	13,9(89,8%)	1,3(0.1%)	6,9(0.5%)
4,5 GeV	40 m	2 m	2,1(15,8%)	11,1(83,6%)	1,9(0.1%)	5,6(0.4%)
3,5 GeV	60 m	1 m	0,9(8,2%)	10,1(91,5%)	0,7(0.1%)	3,7(0.3%)
4,5 GeV	60 m	1 m	1,3(14,4%)	7,7(85,2%)	1,1(0.1%)	2,9(0.3%)
3,5 GeV	60 m	1,5 m	1,3(9,2%)	12,8(90,3%)	1,0(0.1%)	6,3(0.4%)
4,5 GeV	60 m	1,5 m	1,8(15,3%)	9,9(84,2%)	1,6(0.1%)	4,9(0.4%)
Collecteur (II)						
E_p	L_T	R_T	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	ν_e	$\bar{\nu}_e$
3,5 GeV	40 m	2 m	1,47(8,2%)	16,3(91,3%)	1,2(0.1%)	7,8(0.4%)
4,5 GeV	40 m	2 m	2,0(12,7%)	13,6(86,8%)	1,9(0.1%)	6,4(0.4%)
3,5 GeV	60 m	2 m	1,5(7,7%)	18,1(91,7%)	1,3(0.1%)	10,4(0.5%)
4,5 GeV	60 m	2 m	2,1(12,4%)	14,7(87,0%)	2,0(0.1%)	8,4(0.5%)

TAB. 5.12: Même légende que celle du tableau 5.11, mais avec une focalisation négative.

5.3 Étude de sensibilité à θ_{13} et à δ_{CP}

5.3.1 Calcul de la sensibilité

Le choix de la technologie de détection n'est pas encore arrêté. Deux principes sont actuellement à l'étude. Un détecteur composé d'une chambre à projection temporelle de 100 kT d'argon liquide [166] reprenant la technologie née avec ICARUS, et un détecteur d'une méga-tonne d'eau utilisant la lumière Čerenkov pour détecter les particules (de type Super Kamiokande [71] ou UNO [167]).

Le choix de notre étude ne portant pas sur celui du détecteur, nous avons choisi comme ligne de travail de prendre un détecteur similaire au projet américain UNO. Ce dernier est constitué de trois cuves d'eau de $60 \times 60 \times 60$ m^3 et de masse fiduciaire 440 kt. Ce détecteur serait situé dans une nouvelle cavité creusée à cet effet au Laboratoire Souterrain de Modane, à 130 km du CERN proche d'un tunnel creusé pour laisser passer le TGV Lyon-Turin.

Le programme utilisé est décrit dans la référence [168]. Il calcule les probabilités d'oscillation avec le formalisme à trois saveurs en incluant les effets de matière (formule (1.35)). Le nombre d'événements est ensuite calculé grâce aux sections efficaces extraites du programme NUANCE [169], qui sont représentées en traits pleins sur la figure 5.25. On trouve sur la même figure les section efficaces calculé par Lipari [170]. On constate de grandes différences aux niveau du GeV, mais dans le domaine qui nous intéresse (entre 200 MeV et 600 MeV), les deux calculs sont plus proches. On peut estimer que l'erreur systématique sur la mesure de $\sin^2 2\theta_{13}$ induite par la méconnaissance de la section efficace est de 25%. La sensibilité est calculée par un ajustement par χ^2 de la différence entre le nombre d'événements attendus avec des paramètres donnés et le nombre d'événements si il n'y avait pas d'oscillation ($\theta_{13} = \delta_{CP} = 0$). Les résultats sont présentés sous forme de contour d'exclusion dans les plans $(\sin^2 2\theta_{13}; \Delta m^2_{23})$ et $(\sin^2 2\theta_{13}; \delta_{CP})$.

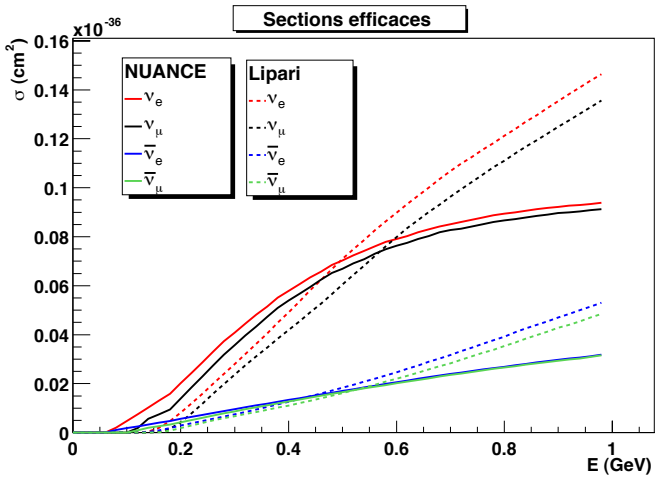


FIG. 5.25: Sections efficaces d'interaction des neutrinos muoniques et électroniques avec des molécules d'eau utilisées dans le programme de calcul de la sensibilité (trait pleins). Pour comparaison, les sections efficaces calculées par Lipari sont données en pointillés.

Les paramètres utilisés par défaut sont résumés dans la table 5.13. Le calcul prend en compte les erreurs sur ces paramètres, et le bruit de fond est calculé à partir non seulement des ν_e et des $\bar{\nu}_e$ du faisceau, mais également des collisions élastiques $\nu_\mu e^-$ dans l'eau et de la production de π^0 dont la désintégration en photons peut simuler une gerbe électromagnétique et donc être signée

comme une interaction de neutrino électronique. La dernière source de bruit de fond est due aux erreurs d'identification des muons conduisant à les confondre avec des électrons. Le programme suppose la présence d'un détecteur proche permettant de réduire l'erreur systématique sur le nombre total de ν_e : $\epsilon_{syst} = 2\%$. C'est la valeur ultime que l'on espère atteindre, mais l'étude décrite ici a été menée pour voir l'effet des erreurs systématiques si celles-ci sont de 5% ou de 10%.

$\Delta m^2_{12} = 8,2(0,5) \times 10^{-5}$ eV^2 $\Delta m^2_{23} = 2,5(0,1) \times 10^{-3}$ eV^2 $\Delta m^2_{23} > 0$	$\sin^2 2\theta_{12} = 0,82(9\%)$ $\sin^2 2\theta_{23} = 1,0(1\%)$
$L_T = 20$ m, $R_T = 1$ m $M = 440$ kT	$\epsilon_{syst} = 2\%$ Collecteur (I)

TAB. 5.13: Paramètres utilisés par défaut dans les calculs de sensibilité. Les erreurs sont notées entre parenthèses (valeurs absolues pour les différences de masses au carré et valeurs relatives pour les angles de mélange).

De manière à comparer les différentes dispositions expérimentales, on met en place un nombre que nous appellerons la signifiance [168] :

$$\mathcal{S} = \frac{N^{osc}_{\nu_e}}{\sqrt{N^{osc}_{\nu_e} + N^{beam}_{\nu_e} + N^{oth.bkg} + \left(\left(N^{osc}_{\nu_e} + N^{beam}_{\nu_e} + N^{oth.bkg}\right) \times \epsilon_{syst}\right)^2}} \tag{5.4}$$

où $N^{osc}_{\nu_e}$ est le nombre d'événements ν_e dû aux oscillations des $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$. $N^{beam}_{\nu_e}$ est le nombre d'évènements de bruit de fond provenant de la contamination en ν_e et $\bar{\nu}_e$ du faisceau. $N^{oth.bkg}$ est le nombre d'événements provenant des sources de bruit de fond précités, et ϵ_{syst} est le facteur d'erreur systématique.

Deux scénari ont été étudiés. Le premier dure 5 ans, durant lesquels seule la focalisation positive est utilisée. La raison du choix de la focalisation tient dans le fait que les sections efficaces aussi bien de production de π^+ que d'interaction des ν_μ sont plus élevées que celles de production de π^- et d'interaction de $\bar{\nu}_\mu$. Ce scénario à l'avantage d'être plus court, mais nous allons voir que ses résultats dépendent très fortement de δ_{CP}. Pour remédier à cela, un second scénario est étudié, utilisant un faisceau de ν_μ ainsi qu'un faisceau de $\bar{\nu}_\mu$.

5.3.2 Effet des erreurs systématiques

On utilise un détecteur d'une masse très importante pour obtenir un nombre d'événements suffisamment significatif. Cela veut dire que l'erreur qui va dominer notre mesure est l'erreur systématique. Nous avons dit qu'elle était estimée à 2%. Cette valeur est en fait le but à atteindre, mais le chiffre de 5% est considéré comme une valeur sûre alors que la collaboration MiniBooNE, qui prend actuellement des données, annonce une erreur systématique de 10%. Le tableau 5.14 nous donne les valeurs minimales observables de $\sin^2 2\theta_{13}$ quand l'erreur systématique passe à 5%, puis à 10%. Les erreurs systématiques vont gommer les différences provenant du choix de l'énergie. Ainsi, pour une erreur systématique de 5%, il n'y a plus de différence dans la valeur minimale atteignable de $\sin^2 2\theta_{13}$ entre les scénari à $3,5$ GeV et à $4,5$ GeV.

5.3.3 Le scénario en focalisation positive

La sensibilité du projet SPL-Fréjus est illustrée par la figure 5.26 dans le cas où la prise de données durerait 5 ans, avec une focalisation uniquement positive, et en utilisant le collecteur (I).

	2.2 GeV	3.5 GeV	4.5 GeV	6.5 GeV	8 GeV
2%	1,16	0,92	0,89	1,01	1,12
5%	1,48	1,25	1,25	1,48	1,64
10%	2,40	2,14	2,21	2,72	3,09

TAB. 5.14: Valeur minimale observable à 90% de niveau de confiance pour $\sin^2 2\theta_{13} \times 10^3$, calculée pour différentes énergies du faisceau de protons en fonction de l'erreur systématique. Les autres paramètres du calcul sont ceux de la table 5.13.

L'objet de ce paragraphe est d'optimiser les paramètres de la ligne de faisceau pour obtenir la meilleure sensibilité à θ_{13}. A titre d'exemple, pour la figure 5.26 une énergie des protons primaires de 3,5 GeV a été utilisée.

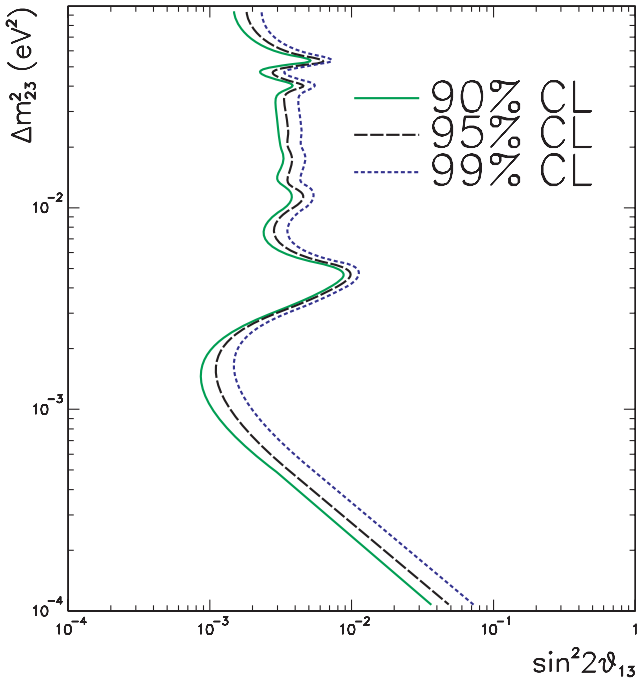


FIG. 5.26: Contours d'exclusion obtenus après 5 ans de prise de données en focalisation positive, avec une énergie de 3.5 GeV pour les protons du SPL et les paramètres par défaut de la table 5.13 (sauf pour Δm^2_{23} qui n'est pas fixé).

Le tableau 5.15 résume les principaux résultats obtenus dans l'hypothèse d'une prise de données de 5 ans en focalisation positive et pour $\delta_{CP} = 0$. On constate aussi bien par le nombre d'événements de signal que par la signifiance, que les meilleurs résultats proviennent du scénario à 4,5 GeV, mais qu'ils restent relativement proches de ceux du scénario à 3,5 GeV. Cela est confirmé par la comparaison des contours d'exclusion à 90% de niveau de confiance dans le plan $(\sin^2 2\theta_{13}; \Delta m^2_{23})$, que nous pouvons voir sur la figure 5.27. Le tableau 5.16 est tiré de ces courbes. Il nous donne les valeurs minimales qu'il est possible d'atteindre pour $\sin^2 2\theta_{13}$ pour les différentes énergies du SPL.

Les scénari à 3,5 GeV et 4,5 GeV donnent de meilleurs résultats. Ils ont donc été étudiés plus profondément. La table 5.17 représente les valeurs minimales de $\sin^2 2\theta_{13}$ qu'il est possible d'obtenir dans le plan $(\sin^2 2\theta_{13}; \Delta m^2_{23})$ pour ces deux énergies si $\delta_{CP} = 0$. On constate tout d'abord

	2.2 GeV	3.5 GeV	4.5 GeV	6.5 GeV	8 GeV
Non oscillé ν_μ	36917	60969	73202	78024	76068
Oscillé ν_e	43	60	64	61	56
Faisceau ν_e	165	222	242	288	299
Autre bruit de fond	70	105	127	148	152
Signifiance	1,88	2,16	2,17	1,87	1,69

TAB. 5.15: Nombre d'évènements après 5 ans de prise de données en focalisation positive et utilisant les paramètres par défaut de la table 5.13. La dénomination "autre bruit de fond" correspond au bruit de fond issu des π^0, des collisions élastiques des $\nu_\mu - e$, et des erreurs d'identification entre μ et e. Sa signifiance est définie par l'équation (5.4).

	2.2 GeV	3.5 GeV	4.5 GeV	6.5 GeV	8 GeV
10 m	1,10	0,92	1,04	1,07	1,16
20 m	1,16	0,92	0,89	1,01	1,12
40 m	1,23	1,00	0,99	1,08	1,19

TAB. 5.16: Valeur minimale observable à 90% de niveau de confiance pour $\sin^2 2\theta_{13} \times 10^3$, calculée pour différentes énergies du faisceau de protons et différentes longueurs de tunnel de désintégration. Les autres paramètres du calcul sont ceux de la table 5.13.

Collecteur	(I)									(II)
L_T	10 m	20 m		30 m	40 m			60 m		40 m
R_T	1 m	2 m	1,5 m	1 m	1 m	1,5 m	2 m	1 m	1,5 m	2 m
3,5 GeV	0,92	0,92	0,83	0,98	1,00	0,93	0,91	1,05	1,01	0,76
4,5 GeV	1,04	0,89	0.82	0,94	0,99	0,92	0,87	1,03	1,00	0,71

TAB. 5.17: Valeur minimale observable à 90% de niveau de confiance pour $\sin^2 2\theta_{13} \times 10^3$, calculée pour une énergies de 3,5 GeV et de 4,5 GeV du faisceau de protons et différentes géométries du tunnel de désintégration. La sensibilité est obtenue après 5 ans de prise de données avec une focalisation positive. Les autres paramètres du calcul sont ceux de la table 5.13, à l'exception de la dernière colonne, qui utilise le collecteur (II).

que les sensibilités atteintes peuvent être très proches, avec toujours un très léger avantage pour le scénario à 4,5 GeV. Sur cette même table ont été reportés les résultats obtenus à l'aide du système de collection (II), avec un tunnel de désintégration de 40 m de longueur et de 2 m de rayon. On observe un gain de l'ordre de 10% par rapport aux meilleurs possibilités du collecteur (I). La figure 5.28 illustre ce gain en comparant les deux dispositifs de focalisation avec le même tunnel de 40 m de long et 2 m de rayon. Le gain entre les deux cornes est alors de 20%.

Le choix de $\delta_{CP} = 0$ est purement arbitraire. C'est une convention habituelle qui permet de comparer les différents projets. Il est intéressant de regarder la sensibilité à θ_{13} en fonction de la valeur de δ_{CP}. Cela est fait dans la partie gauche de la figure 5.29, qui montre les contours d'exclusion à 90% de niveau de confiance dans le plan $(\sin^2 2\theta_{13}; \delta_{CP})$ pour différentes énergies du SPL. Il y a un facteur 20 entre les valeurs minimales et maximales de $\sin^2 2\theta_{13}$. La table 5.18 illustre également ce problème, en soulevant de plus celui du signe de Δm^2_{23} qui n'est toujours pas connu.

Pour résoudre en partie cette ambiguïté, il faut utiliser à la fois un faisceau de ν_μ et un faisceau de $\bar{\nu}_\mu$.

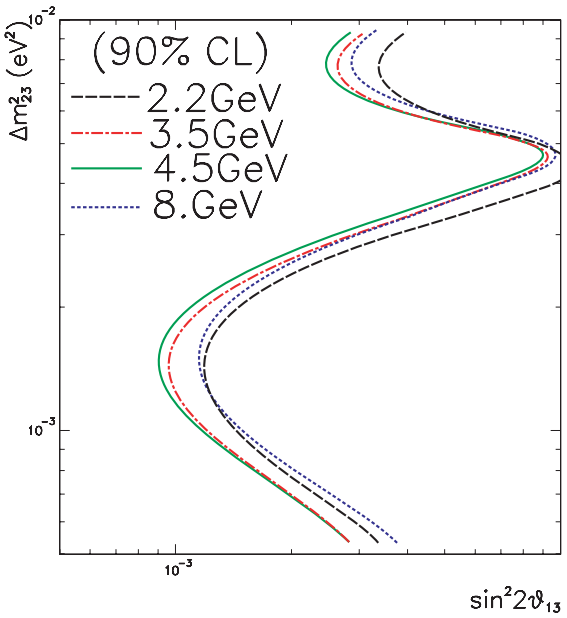


FIG. 5.27: Comparaison des contours d'exclusion à 90% de niveau de confiance pour différentes énergies des protons incidents.

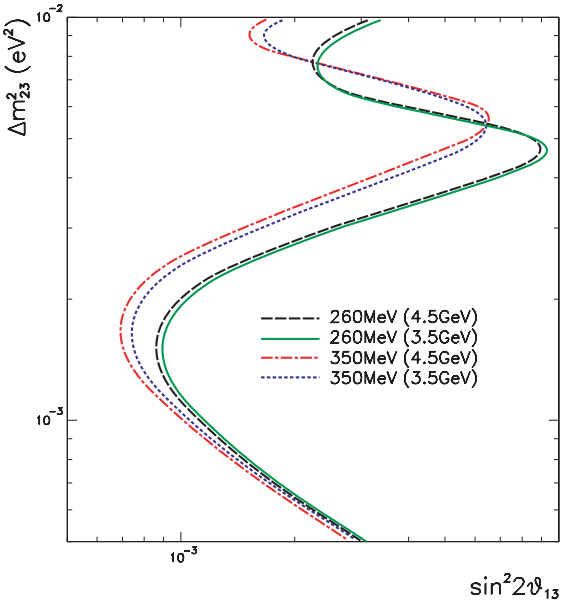


FIG. 5.28: Comparaison des contours à 90% de niveau de confiance obtenue pour les scénari à 3,5 GeV et 4,5 GeV et avec le système de collection (I) (noté 260 MeV sur la figure) et le système (II) (noté 350 MeV sur la figure).

	$-180°$	$-90°$	$0°$	$90°$	$180°$
$+$	1,40	0,43	1,16	11,48	1,40
$-$	1,45	11,75	1,11	0,43	1,45

TAB. 5.18: Valeur minimale observable à 90% de niveau de confiance pour $\sin^2 2\theta_{13} \times 10^3$, calculée pour les deux signes possibles de Δm^2_{23} et pour différentes valeurs de la phase δ_{CP}. Les autres paramètres du calcul sont ceux de la table 5.13.

5.3.4 Le scénario mixte

Le scénario mixte consiste à changer la polarisation du courant traversant les cornes du collecteur pour focaliser soit les particules positives, soit les particules négatives, et obtenir ainsi un faisceau composé majoritairement soit de ν_μ, soit de $\bar{\nu}_\mu$. Pour compenser les différences de sections efficaces le temps est réparti en 20% d'utilisation d'un faisceau de ν_μ et 80% d'utilisation d'un faisceau de $\bar{\nu}_\mu$.

Les résultats pour plusieurs énergies du faisceau de protons primaires sont présentés dans la partie droite de la figure 5.29. La comparaison avec le scénario de pure focalisation positive montre que les performances maximales sont amoindries. Ceci dit, la dépendance en δ_{CP} est nettement réduite, ce qui est beaucoup plus prudent étant donné qu'aucune valeur de δ_{CP} n'est préférée *a priori*.

L'utilisation du plan $(\sin^2 2\theta_{13}; \delta_{CP})$ permet de connaître la valeur minimale que peut atteindre $\sin^2 2\theta_{13}$ indépendamment de δ_{CP}, il suffit de prendre la valeur la moins favorable sur les courbes de la figure 5.29(b). Les résultats sont consignés dans la table 5.19 pour des protons primaires d'énergie 3,5 GeV et 4,5 GeV pour différentes valeurs des paramètres du tunnel de désintégration. Les valeurs pour 2,2 GeV sont également reportées pour comparaison.

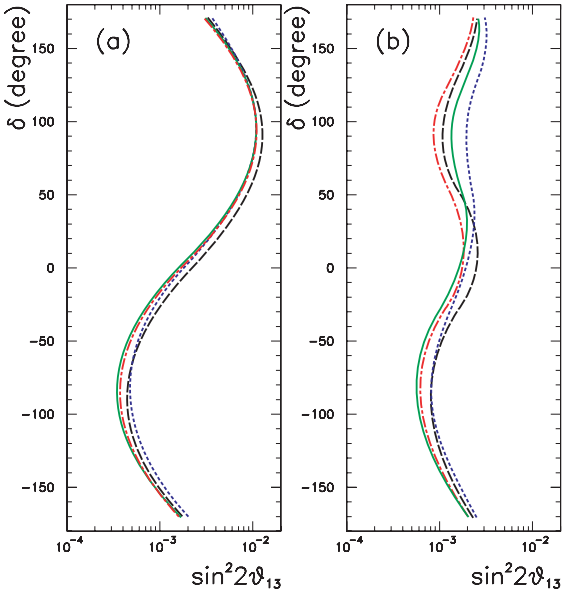


FIG. 5.29: Contours d'exclusion dans le plan $(\sin^2 2\theta_{13}; \delta)$ pour différentes énergies : En trait d'union noir 2, 2 GeV, en trait plein vert 3, 5 GeV, en tiret-point rouge 4, 5 GeV et pointillé en bleu 8 GeV. Les courbes de gauche ont été calculées pour une prise de données de 5 ans en focalisation positive alors que les courbes de droite ont été calculées avec 2 années de prise de données en focalisation positive et 8 années en focalisation négative.

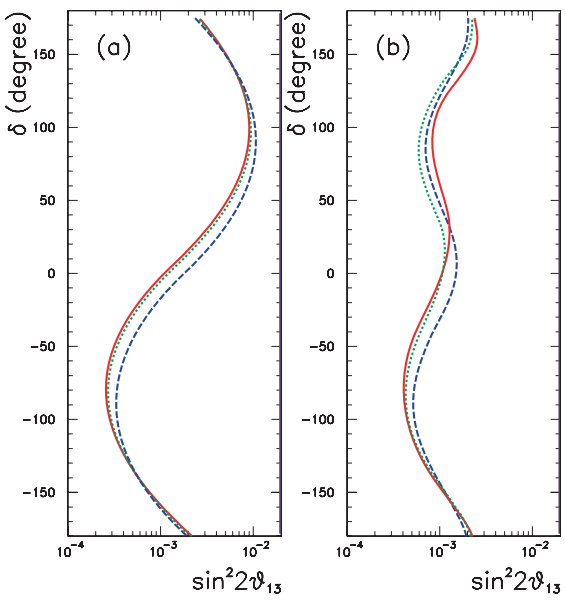


FIG. 5.30: Contours d'exclusion dans le plan $(\sin^2 2\theta_{13}; \delta)$ obtenus à l'aide de différentes énergies pour les protons primaires et les deux optimisation possibles des cornes. 4, 5 GeV, collecteur (II) pour la courbe en trait plein rouge, 3, 5 GeV, collecteur (II) pour la courbe en pointillé vert, et 3, 5 GeV, collecteur (I) pour la courbe en trait d'union bleu. Les courbes de gauche ont été calculées pour une prise de données de 5 ans en focalisation positive alors que les courbes de droite ont été calculées avec 2 années de prise de données en focalisation positive et 8 années en focalisation négative.

Collecteur	(I)									(II)
L_T	10 m	20 m		30 m	40 m			60 m		40 m
R_T	1 m	2 m	1, 5 m	1 m	1 m	1, 5 m	2 m	1 m	1, 5 m	2 m
2, 2 GeV		2, 52			2, 58		2, 30			
3, 5 GeV	2, 34	2, 22	2, 10	2, 13	2, 09	2, 08	2, 02	2, 28	2, 16	2, 09
4, 5 GeV	2, 91	2, 60	2, 43	2, 48	2, 52	2, 39	2, 34	2, 55	2, 53	2, 47

TAB. 5.19: Valeur minimale observable à 90% de niveau de confiance pour $\sin^2 2\theta_{13} \times 10^3$, calculée pour une énergies de 2, 2 GeV, de 3, 5 GeV et de 4, 5 GeV du faisceau de protons et différentes géometrie du tunnel de désintégration. La sensibilité est obtenue après 2 ans de prise de données avec une focalisation positive, et 8 ans avec une focalisation négative. Les autres paramètres du calcul sont ceux de la table 5.13, à l'exception de la dernière colonne, qui utilise le collecteur (I).

La figure 5.30 montre la comparaison entre le meilleur résultat obtenu avec les deux système de focalisation et des protons primaires de 3, 5 GeV et 4, 5 GeV. Les paramètres du tunnel de désintégration ont été fixés à $L_T = 40$ m et $R_T = 2$ m. Dans le scénario de pure focalisation positive, et pour $|\delta_{CP}| < 120°$, le collecteur (II) est plus performant, et il y a peu de différence entre les deux énergies du SPL. Le scénario mixte est présenté sur la figure 5.30(b). Si ce n'est dans la région $|\delta_{CP}| > 150°$, la meilleur sensibilité est obtenue avec le faisceau de neutrinos

produit par le collecteur (II) et le faisceau de protons primaires d'énergie $3,5$ GeV. Dans la région $|\delta_{CP}| > 150°$, l'utilisation du collecteur (I) et du faisceau de protons primaires de $3,5$ GeV est le meilleur choix. Cela permet d'améliorer la sensibilité à θ_{13} indépendamment de δ_{CP} de 16% par rapport à la même configuration utilisant un faisceau de protons primaires de $2,2$ GeV. C'est néanmoins le système de focalisation (II) qui est retenu car il donne de meilleurs résultats dans une plus grande gamme de δ_{CP}.

Le fait que le scénario à $3,5$ GeV soit meilleur n'est pas surprenant. Dans le tableau 5.12, il était préférable. Tout dépend donc de la façon dont on mène l'expérience, et du nombre d'années disponibles pour la prise de donnée.

5.3.5 Conclusion

Le choix de l'énergie du SPL est en cours de discussion. La façon dont l'on veut utiliser le super faisceau sera déterminante pour ce choix. L'énergie de $4,5$ GeV est relativement meilleure dans le cas d'une utilisation de courte durée et simplement en focalisation positive et on peut atteindre une limite sur θ_{13} telle que $\sin^2\theta_{13} > 0,71.10^{-3}$ à 90% de niveau de confiance et en supposant que $\delta_{CP} = 0$. If faut pour cela un tunnel de désintégration de 20 m et de $1,5$ m de rayon, et le système de collection (II). Pour autant, le choix de $3,5$ GeV est sans doute plus judicieux (et aussi moins cher !). Il conduit à une limite de $\sin^2 2\theta_{13} > 0,76.10^{-3}$ (90% de niveau de confiance, et $\delta_{CP} = 0$), avec le même tunnel de désintégration. Cela représente une amélioration de 25% du résultat possible à $2,2$ GeV, pour des paramètres de tunnel identiques.

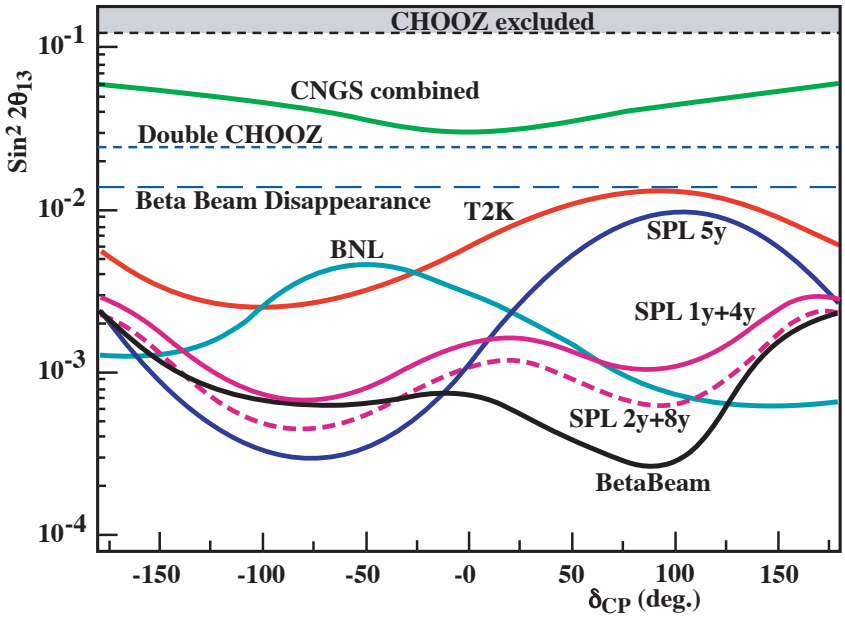


FIG. 5.31: Comparaison des résultats du SPL optimisé avec les résultats actuels de l'expérience CHOOZ [85], et des projets Double CHOOZ [87], OPERA/ICARUS [88], T2K [89], BNL [171], beta beam [172]. SPL 5y correspond aux résultat qu'il est possible d'obtenir dans le scénario de pure focalisation positive pendant 5 ans, SPL 2y+8y est les scénario mixte avec une prise de données de 2 ans de focalisation positive et 8 ans en focalisation négative et SPL 1y+4y est un scénario mixte dont la durée totale est de 5 ans. Les résultats du SPL sont optimisés avec une énergie du faisceau de protons primaires de $3,5$ GeV, le collecteur (II) et un tunnel de désintégration de 40 m de long et 2 m de rayon.

Si l'on se place dans l'optique d'une prise de données partagée entre focalisations positive et négative, le scénario à $3,5$ GeV est alors le plus efficace puisqu'il est possible d'atteindre des valeurs de $\sin^2 2\theta_{13}$ entre $0,7.10^{-3}$ et 2.10^{-3} pour $|\delta_{CP}| < 150°$, avec une valeur dans le pire des cas de $\sin^2 2\theta_{13} < 3,1.10^{-3}$ en 5 ans de prise de données et à 90% de niveau de confiance. Si l'on étend la durée de l'expérience à 10 ans, on peut alors atteindre des valeurs de $\sin^2 2\theta_{13}$ entre $0,4.10^{-3}$ et 10^{-3} ($|\delta_{CP}| < 150°$), avec une valeur dans le pire des cas de $\sin^2 2\theta_{13} < 2,28.10^{-3}$(90% de niveau de confiance).

La figure 5.31 présente une comparaison entre les résultats actuels et ceux prévus pour les autres projets (voir chapitre 2). Elle montre la complémentarité entre les faisceaux bêta et le projet SPL, surtout pour $\delta_{CP} > 0$.

Pour un scénario de focalisation positive durant 5 ans, et pour $\delta_{CP} = 0$, l'augmentation de l'énergie du faisceau de protons primaires et l'optimisation de la ligne de faisceau permet de gagner un facteur 2 comparé aux résultats à $2,2$ GeV [173]. D'autre part, une étude a été menée en utilisant les flux de neutrinos produits par le collecteur (II) et le faisceau de protons à 3.5 GeV [92]. Ses résultats ont été présentés dans le chapitre 2, sur la figure 2.26.

Il faut tempérer ces résultats en rappelant qu'il existe toujours une incertitude sur le flux de pions et de kaons créés par l'interaction du faisceau de protons primaires.

Sur le plan technique, de nouveaux plans doivent être réalisés pour la corne et pour le réflecteur, pour tenter de diminuer les dépôts d'énergie tout en augmentant la durée de vie des cornes. Cela nécessitera sans doute de futures simulations, qui devront probablement utiliser un simulateur plus moderne. Il faudra de toute façon valider les simulations par des tests, et ainsi prouver que l'on est capable d'évacuer la chaleur à l'aide une seule couche d'eau.

Il existe également un nouveau programme de calcul de sensibilité mis au point par un groupe de théoriciens de Munich qu'il serait sûrement très enrichissant d'utiliser [174].

Finalement, il est sans doute possible de pousser plus loin l'optimisation du faisceau de neutrinos par une plus large étude des géométries possibles pour les cornes. Notamment en essayant de focaliser des pions de plus haute impulsion que 800 MeV/c. La méthode de la focalisation parfaite peut aussi être utilisée pour mieux comprendre....

5.4 Énergie déposée dans la corne

La difficulté majeure des super faisceaux de neutrinos est de supporter la haute intensité du faisceau de protons primaires. C'est principalement vrai au niveau de la cible, mais la corne étant placée très près de cette dernière, elle subit des radiations très importantes qui entameront sa durée de vie et qui nécessitent une étude poussée dont voici les premiers éléments.

5.4.1 La géométrie de la corne utilisée

Le code écrit pour l'étude des dépôts d'énergie dans la corne est en fait à l'origine de celui qui est utilisé pour simuler les flux de neutrinos (paragraphe 5.2.2.2). Simplement étant plus ancien, il ne bénéficie pas de l'optimisation de la forme des cornes et reprend la géométrie développée par le CERN [103]. La forme générale des cornes reste la même, mais les dimensions sont différentes. Elles sont regroupées dans le tableau 5.20.

Corne	
rayon intérieur du col	3,4 cm
longueur du col	32 cm
rayon à la fin du cône	13,4 cm
rayon externe	20,5 cm
longueur total	103 cm
Épaisseur d'Alu dans le col	6 mm
Épaisseur d'Alu à la fin du cône	3 mm
Épaisseur de la couche d'eau	2 mm
Épaisseur de la double peau	2 mm

TAB. 5.20: Spécifications de la corne utilisée pour tester le dépôt d'énergie.

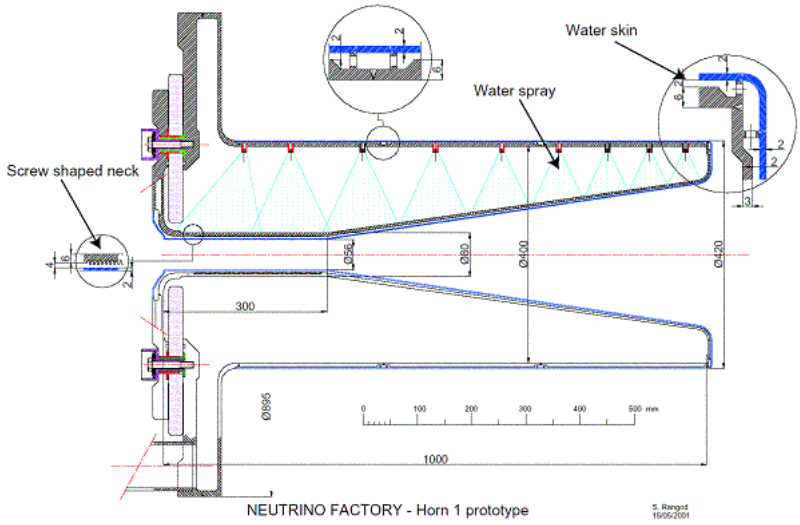


FIG. 5.32: Plan du prototype de la corne construit au CERN.

Un prototype de cette corne a été construit, dont le plan est donné sur la figure 5.32. L'épaisseur d'aluminium au niveau du col était pratiquement le triple de celle présentée au paragraphe 5.2.2. Le système de refroidissement agit sur les deux faces du conducteur. Des gicleurs arrosent le conducteur interne de la corne. Le col étant particulièrement vulnérable, de petites rigoles transversales y ont été creusées pour augmenter la surface de contact de l'eau et ainsi tenter de mieux refroidir cette partie. Le système de refroidissement est complété par une couche d'eau de 2 mm d'épaisseur et couvrant la surface externe des conducteurs. Une double peau également en aluminium et épaisse de 2 mm est utilisée pour maintenir et faire circuler cette eau contre le conducteur.

5.4.2 Simulation

La simulation de la cible a été effectuée dans un premier temps en utilisant MARS et uniquement pour une énergie cinétique des protons primaires de 2,2 GeV. Les résultats de cette partie

sont issus de cette simulation. Une comparaison avec FLUKA et une étude du dépôt d'énergie en fonction de l'énergie du SPL est présentée à la fin du chapitre.

L'étude du dépôt d'énergie est moins gourmande en nombre d'événements, et un faisceau filiforme de 10.000 protons à 2,2 GeV est suffisant. Les résultats de la simulation de la cible utilisant MARS nous ont aimablement été fournis par le CERN sous la forme d'un fichier contenant le numéro de l'événement, ainsi que la position et l'impulsion de chacune des particules à sa sortie de la cible. Dans le but de simuler les processus rares, MARS affecte certaines particules d'un poids particulier. Ce dernier est en général proche de 1, mais il peut prendre des valeurs très grandes allant jusqu'à plusieurs ordres de grandeur pour les processus les plus courants.

La simulation des cornes se fait toujours quant à elle avec GEANT 3. Pour une plus grande précision, les seuils qui définissent la précision du suivi des particules ont été abaissés par rapport aux valeurs par défaut : Les particules sont suivies jusqu'à ce qu'elles passent en dessous de 100 keV pour les muons et les hadrons, et 10 keV pour les électrons, les positons et photons. La longueur des étapes qui constituent le suivi d'une particule dans les matériaux a également été optimisée pour avoir les meilleurs résultats possibles tout en gardant un temps de calcul raisonnable. Dans les champs magnétiques, cette longueur est contrainte par la déviation maximale autorisée, qui est dans notre cas de 10 mrad ; et dans l'aluminium, cette longueur est limitée par un maximum de 1% de perte d'énergie cinétique et ne peut être en aucun cas supérieure à 100 μm.

5.4.3 La sortie de la cible

Pour étudier les dépôts d'énergie dans la corne, il faut s'intéresser à toutes les particules qui sortent de la cible. Leur nombre est très variable. Il est en moyenne de 38,6 par événement, mais dans 14% des cas, le proton est le seul à ressortir, et ce nombre peut atteindre 140 particules (voir figure 5.33). La position longitudinale des particules sortant de la cible suit une loi exponentielle, comme l'on peut s'y attendre, débutant par une montée rapide dans les cinq premiers centimètres car nous ne connaissons la position des particules qu'à leur sortie de la cible. Cette distribution est tracée sur la figure 5.34 pour l'ensemble des particules, et aucune dépendance vis à vis de l'identité de la particule n'a été observée pour cette distribution.

Le tableau 5.21 donne le nombre de particules sortant de la cible par proton incident. Ces résultats sont issus de MARS, et ceux de FLUKA sont indiqués pour comparaison (voir également le tableau 5.3). Les chiffres ne s'accordent pas parfaitement, mais ils montrent clairement que les principales particules sont les neutrons, les photons et les protons. Il est remarquable de noter que 16% des événements ne voient pas de protons ressortir de la cible.

	proton	neutron	photon	électron	positron	π^+	π^-
MARS	1,3	20,3	26,8	1,004	0,63	0,26	0,24
FLUKA	1,4	17,1	11,9	0,57	0,41	0,23	0,18

TAB. 5.21: Nombre de particules de différent types sortant de la cible par proton incident pour les deux simulateurs.

Les énergies cinétiques des principales particules sortant de la cible sont présentées sur la figure 5.35. On constate que les photons (en haut à gauche de la figure), même s'ils sont très nombreux, ont une énergie très faible. Le paragraphe 5.4.5 traite du problème des neutrons.

Le spectre en énergie des protons, en bas à droite de la figure, se découpe en deux parties. Tout d'abord, la partie à basse énergie correspond aux protons créant des particules en passant

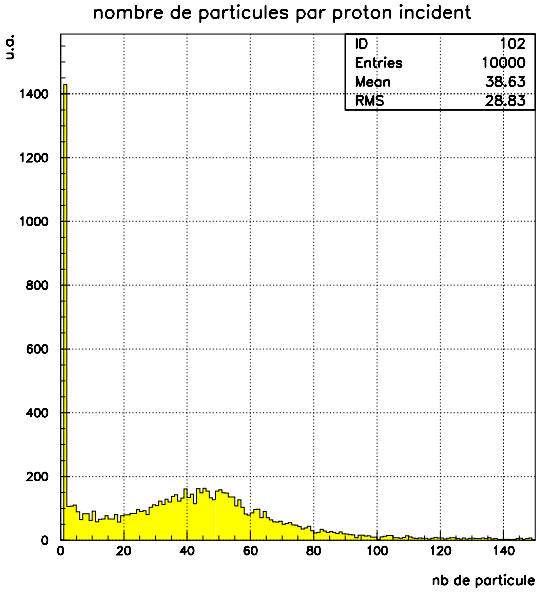


FIG. 5.33: Nombre de particules sortant de la cible par proton incident.

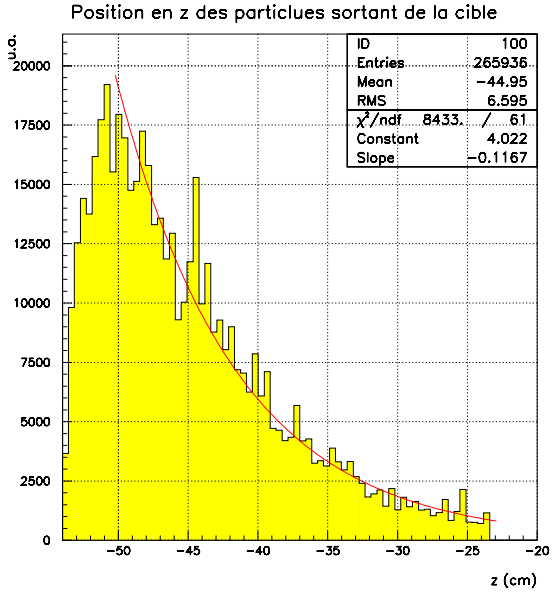


FIG. 5.34: Position le long de l'axe du faisceau des particules sortant de la cible.

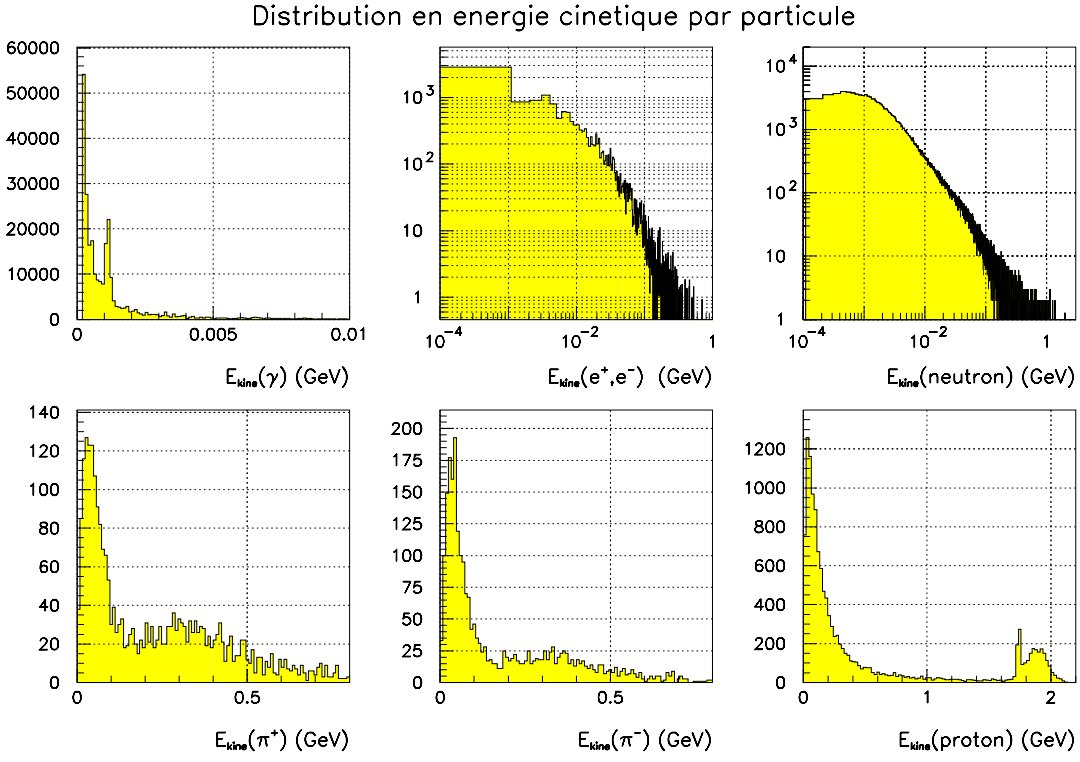


FIG. 5.35: Énergies cinétiques des particules sortant de la cible (MARS).

à travers la cible et donc perdant une partie de leur énergie de départ. A ceux-ci viennent s'additionner les protons éjectés de la cible par le passage du faisceau. La seconde partie du spectre (au delà de 1,7 GeV) est constituée de deux pics. Celui aux alentours de 1,75 GeV est produit par les protons passant à travers toute le longueur de la cible. 1,75 GeV correspond à la différence entre l'énergie du faisceau et l'énergie déposée par le proton dans 30 cm de mercure. Le plus large pic est créé par les protons qui sortent par les cotés de la cible, et donc perdent moins d'énergie que ceux sortant par l'avant.

5.4.4 Calcul du dépôt d'énergie

En passant à travers la matière, une particule chargée dépose de l'énergie, principalement sous forme d'ionisation, d'excitation des atomes du milieu et de collisions multiples. Les autres sources de dépôt d'énergie sont l'émission d'électrons δ (des électrons de la matière éjectés) ou le Bremsstrahlung, mais ces processus sont beaucoup moins nombreux. Les neutrons déposent leur énergie par diffusion cohérente ou inélastique, et les photons de basse énergie subissent principalement l'effet photoélectrique, et également les diffusions Compton et Rayleigh. L'énergie dissipée se retrouve de façon macroscopique sous forme de chaleur qu'il faut évacuer. Cela nécessite la mise au point d'un système de refroidissement adapté.

La répartition du dépôt d'énergie n'est pas uniforme sur la corne, et il faut éviter qu'il ne se forme des points chauds qui seraient source de fragilité. La figure 5.36 montre la répartition du dépôt d'énergie tout au long de la corne. On voit que la partie conique est bien plus épargnée, alors que le col reçoit la majorité de l'énergie, avec une décroissance en fonction de z suivant la décroissance du nombre de particules sortant de la cible en fonction de z (figure 5.36). Les 4 premiers centimètres du conducteur interne subissent encore plus de dépôt d'énergie. À cet endroit là se trouve la connexion avec le flasque arrière et l'épaisseur du conducteur interne augmente jusqu'à 14 mm. Les particules traversent donc plus de matière et dissipent plus d'énergie.

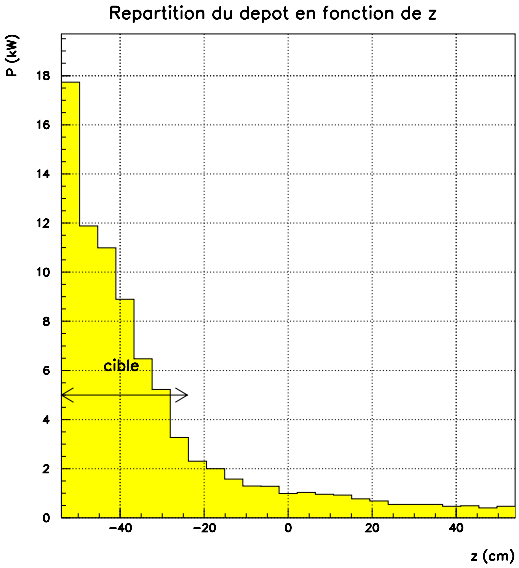


FIG. 5.36: Répartition de l'énergie déposée le long de la corne.

Il est plus habituel, lorsque l'on parle de circuit de refroidissement, de parler en terme de puissance plutôt que d'énergie. L'énergie moyenne déposée dans le conducteur interne est de $42,2$ MeV, ce qui donne pour un faisceau de $2,2$ GeV et 4 MW environ 77 kW[1]. La partie la plus exposée de la corne est le col. Il a donc fait l'objet d'attentions particulières. L'énergie moyenne qui y est déposée est de $34,8$ MeV et la puissance déposée est donc de 63 kW. Il est bon de rappeler la présence de la double peau. L'énergie qui y est déposée est inclue dans les chiffres donnés.

La puissance dissipée dans le flasque arrière du conducteur interne a également été calculée, car il y a de nombreuses particules rétro-diffusées qui passent à travers. Cette partie de la corne est moins bien simulée : certain trous, pour les connections électriques notamment, ne sont pas représentés, et les différents matériaux de la connexion électrique n'ont pas été simulés. On peut prendre comme valeur maximale 47 kW.

région de la corne	proton	neutron	photon	e^+ et e^-	pions	puissance déposée
Le Col	53,9%	8%	8,7%	16,8%	12,6%	63 kW
Le Conducteur Interne	56,2%	8,3%	7,9%	15,6%	12%	77 kW
Le Conducteur Externe	62%	13,9%	9,1%	3,9%	11,1%	34 kW
Le Flasque du conducteur interne	25,9%	13,9%	21,6%	19,2%	19,4%	$\simeq$ 47 kW
Total de la corne	48,7%	11,1%	12,1%	14,2%	13,9%	158 kW

TAB. 5.22: Puissance déposée dans les différentes parties de la corne et la répartition de son origine entre les particules (chiffres obtenus avec MARS).

La répartition des causes de ces dépôts d'énergie, ainsi que les résultats précédemment cités sont reportés dans le tableau 5.22. Les protons sont la principale source de nos soucis, bien que dans 34% des cas, aucun proton ne parvient au conducteur interne (dans certains événements, le proton est absorbé par la cible, et dans d'autres, il part vers l'avant sans atteindre le conducteur interne).

Les chiffres que nous venons de donner sont relativement élevés. Il faut y rajouter environ 8 kW d'effet Joule. On peut noter la différence avec les cornes du CNGS, ou l'effet Joule domine les dépôts d'énergie dans les cornes. Évacuer une telle quantité de chaleur semble difficile, et la stratégie est plutôt de réduire ces dépôts d'énergie. Cela est possible en réduisant l'épaisseur des conducteurs, mais il faut tenir compte de la solidité de la corne qui subit des pressions magnétiques de l'ordre de 15 MPa [103] et répétées à un rythme de 50 Hz. Des estimations préliminaires ont montré que l'épaisseur du conducteur interne pouvait être divisée par deux, pour peu que l'on place quelques raidisseurs. On peut ensuite retirer la double peau et se passer du refroidissement externe. On passe ainsi de 8 mm à 3 mm d'aluminium. Le dépôt d'énergie devrait donc logiquement diminuer d'un facteur 3/8, ce qui est vérifié par une nouvelle simulation. Le col reçoit désormais 21 kW, et 28 kW sont déposés dans la totalité du conducteur interne. Le conducteur externe, quant à lui, doit résister à 10 kW, et le flasque arrière à 12 kW. Dans ces conditions, au niveau du col, on n'augmente pas la quantité d'énergie à retirer par surface de contact. Ce résultat encourageant nous a conduit à adopter cette épaisseur pour les conducteurs de la corne du paragraphe 5.2.2, mais il faut préciser qu'il n'existe pas de plan d'une telle corne,

[1] A noté qu'à 50 Hz, on atteint rapidement l'état stationnaire (déjà, pour le CNGS, qui est à 1/6 Hz ; cet état est atteint après 2 minutes)

et que donc la géométrie utilisée dans la simulation reste théorique. Les raidisseurs, par exemple, ne sont pas pris en compte.

5.4.5 Le problème des neutrons

Le dépôt d'énergie des neutrons est assez faible, surtout sachant que c'est la plus abondante des particules passant dans les conducteurs (voir table 5.21). Néanmoins, ces neutrons présentent un danger potentiel car ils interagissent directement avec les noyaux d'aluminium. On peut trouver le spectre en énergie des neutrons sur la figure 5.35. Notons cependant que la partie du spectre en dessous de 100 keV, non représentée dans la figure, peut donner lieu à des effets importants. Leur estimation nécessiterait une étude spécifique dont les prémisses se trouvent dans la référence [175].

Des alliages d'aluminium, entre autre avec du silicium et de magnésium ont été développés pour résister à de forte doses de radiations. L'^{27}Al se transmute en ^{28}Si par la capture d'un neutron thermiques[1] qui donne de l'^{28}Al et qui à son tour subit une désintégration β^- pour donner le ^{28}Si. L'alliage utilisé est solidifié par des précipités de Mg_2Si. Il suffit alors d'avoir un excès de magnésium et le silicium créé par l'irradiation se combinera avec lui et renforcera davantage l'alliage.

Les neutrons rapides[1] sont plus ennuyeux. Dans un premier temps, ils participent à l'amélioration des qualités mécaniques du matériau, mais après une dose trop forte d'irradiation (6.10^{22}n/cm^2), de petites cavités vont se créer aux alentours des grains de Mg_2Si. De l'hydrogène et de l'hélium vont également être produits par des réaction (n,p) et (n,α), créant de petites "bulles" et cela va fragiliser la corne.

Les neutrons sont la source d'un troisième type de dommage dans les matériaux. Ils peuvent, par des chocs élastiques, déplacer des atomes et finalement fragiliser le matériau. Cette question ne semble néanmoins pas préoccupante dans le cas des cornes d'un super faisceau [103].

Le traitement de ce problème doit se faire dans deux directions. Il est nécessaire d'estimer de façon convaincante le flux de neutrons de basse énergie. Il faut pour cela se pencher sur les simulateurs utilisés en physique nucléaire, et sans doute étudier les données expérimentales existantes. D'autre part, il faudra tester la résistance des alliages d'aluminium utilisés en les exposant à une source intense de neutrons. La durée de vie de la corne est pour l'instant estimée à six semaines, à savoir 2.10^8 cycles (ce qui correspond à la limite de fatigue). Il faudrait donc la changer fréquemment, ce qui représente un coût d'exploitation élevé.

5.4.6 Incidence de l'énergie du faisceau de protons sur la corne

La simulation des différentes énergies de faisceau a été effectuée en utilisant FLUKA. Il faut donc pour point de départ comparer les résultats obtenus avec MARS et FLUKA pour la même énergie et avec la même corne. Cela a été fait, et le tableau 5.23 est le pendant simulé avec FLUKA du tableau 5.22. L'énergie dissipée est du même ordre dans les deux simulations, bien que les dépôts d'énergie avec FLUKA soient plus élevés sauf pour le flasque arrière où l'effet inverse se produit. En fait, excepté les neutrons, les particules sont émises plus vers l'avant avec FLUKA, et ainsi, la partie conique reçoit plus de particules, alors que les parties arrières subissent moins de dépôt.

[1] La définition des neutrons thermiques par le CEA est : $E < 0,625$ eV. Toujours selon le CEA, les neutrons rapides sont ceux dont l'énergie cinétique dépasse 900 keV.

Région de la corne	proton	neutron	photon	e^+ et e^-	pions	puissance déposée
Le Col	61,3%	8,1%	6,4%	14,2%	10%	60 kW
Le Conducteur Interne	65,6%	8,8%	5,3%	11,5%	8,8%	82 kW
Le Conducteur Externe	64,7%	13,4%	6,6%	3,6%	11,7%	36 kW
Le Flasque du conducteur interne	39,5%	14,2%	14,8%	15,6%	15,9%	35 kW
Total dans la corne	60,3%	10,5%	7,8%	10,4%	11,0%	153 kW

TAB. 5.23: Même légende que la figure 5.22, mais cette fois ci, la cible a été simulée avec FLUKA.

L'étude de la dissipation de l'énergie en fonction du scénario choisi pour le SPL a été faite avec la corne décrite au paragraphe 5.2.2. Cette corne est plus longue que celle du CERN et tient compte des remarques des ingénieurs pour diminuer les dépôts d'énergie (réduction de l'épaisseur des conducteurs à 3 mm), bien qu'aucune étude approfondie n'aie encore été menée pour redessiner la corne. L'énergie qui y est dissipée a été simulée, mais cette fois-ci en utilisant FLUKA pour la cible. Ils sont reportés dans la table 5.24.

Région de la corne	2.2 GeV	3.5 GeV	4.5 GeV	6.5 GeV	8 GeV
Le Col	29	28	32	30	30
Le Conducteur Interne	45	44	47	45	45
Le Conducteur Externe	20	19	20	17	17
Le Flasque du conducteur interne	19	19	19	16	15
Total dans la corne	84	82	86	78	77

TAB. 5.24: Puissance déposée (en kW) dans les différentes parties de la corne pour les cinq scénari d'énergie cinétique des faisceaux de protons.

Nous avons vu dans le paragraphe 5.2.1 que le nombre de particules émises augmentait jusqu'à l'énergie de $4,5$ GeV pour diminuer au delà. Le dépôt d'énergie augmente donc en conséquence. D'autre part, les particules émises vont plus vers l'avant quand l'énergie augmente, et on constate en effet que le flasque arrière est de moins en moins irradié.

Il y a plus d'énergie dissipée dans cette corne quand le faisceau de protons a une énergie de $2,2$ GeV, que dans la corne précédente après réduction de l'épaisseur de ses conducteurs. Ceci est parfaitement normal, car cette corne est une fois et demie plus longue, et le col mesure 10 cm de plus.

Pour conclure, il faut noter que le changement d'énergie ne modifie pas beaucoup le problème du refroidissement de la corne, car les valeurs restent tout de même très proches. La seule question qu'il faudra traiter est le comportement du flux de neutrons vis à vis de l'énergie.

Conclusion

La physique des neutrinos a un bel avenir en perspective. Nous sommes actuellement à un tournant. D'ici quelques années, le scénario à trois saveurs sera fixé, les paramètres déjà mis en évidence seront connus avec une bonne précision (10%), et des parties inexplorées de la physique s'ouvriront grâce aux futurs projets auprès de réacteurs, des super faisceaux, puis plus tard des usines à neutrinos. La mesure de θ_{13} et la recherche de la violation de CP seront sans aucun doute un sujet passionnant aux conséquences importantes pour notre compréhension de la nature et de l'univers.

La construction du faisceau CNGS, envoyant des neutrinos vers OPERA, est en cours de réalisation. Le tunnel de désintégration est construit et les premiers essais de mise sous vide sont concluants. Une première corne a été livrée au CERN et le réflecteur devrait suivre. Le travail continue pour apporter les réponses techniques aux problèmes de la connexion électrique rapide. Le CNGS sera opérationnel à la mi 2005, mais il ne démarrera pas avant 2006 à cause de l'arrêt des faisceaux au CERN pendant l'année 2005. La simulation du faisceau a été remise à jour, utilisant les composants de la ligne de faisceau dans leur forme définitive. Elle permet de prédire au mieux le flux de neutrinos au niveau du Gran Sasso.

Le détecteur OPERA est actuellement en cours de construction. Le premier spectromètre est monté et la fabrication du second est en cours. L'introduction des plans de scintillateurs a également débuté. Les composants électroniques développés par le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire ont été produits et testés avec succès. Au Japon, la production des films d'émulsion est en bonne voie, et l'installation des briques dans le détecteur doit débuter en septembre 2005. Le système de scanning européen a atteint une vitesse suffisante pour pouvoir digérer le nombre de briques à analyser au cours de la prise de données sans accumuler de retard.

L'élaboration des logiciels accompagnant l'expérience est également bien avancée. Leur structure a été posée, et le format des données est défini. Le code de reconstruction est maintenant performant, il permet de reconstruire les traces dans l'ensemble des deux super modules, et celui de la reconstruction de l'impulsion est en cours de finalisation. Le travail mené pour l'optimiser a porté ces fruits et il sert maintenant d'ingrédient à l'algorithme de recherche des briques et à celui d'identification des muons. Ce dernier a été revisité et permet de diminuer le bruit de fond charmé d'un facteur 20.

Le projet de super faisceau du CERN vers le Laboratoire Souterrain de Modane n'en est qu'à ses balbutiements, et il verra peut être le jour d'ici quelques années. La chaîne de simulation a été complètement reprise, et les désintégrations des kaons y ont été implémentées. Elles sont nécessaires pour étudier des faisceaux de protons primaires plus énergétiques que celui prévu à l'origine.

Les dépôts d'énergie dans les conducteurs du système de collection des pions ont été estimés, et ont mis en lumière une difficulté qui nécessitera une étude pour proposer de nouveaux choix technologiques pour la construction des cornes.

Cette simulation a également permis une optimisation de l'ensemble de la ligne de faisceau. Elle a été menée en s'appuyant sur la sensibilité à θ_{13} et à δ_{CP}. L'augmentation de l'énergie, ainsi qu'une redéfinition de la forme du collecteur et le test de plusieurs paramètres pour le tunnel de désintégration a finalement permis d'améliorer d'un facteur 2 la sensibilité à θ_{13}, dans le cas d'une prise de données de cinq ans en focalisation positive. Dans le scénario de focalisation mixte, il est possible d'atteindre une limite sur θ_{13}, indépendante de δ_{CP}, de $1,6°$ en 5 ans, et de $1,3°$ en 10 ans.

Annexe A

Calcul des probabilités utilisées dans l'estimation du flux de neutrinos

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 5, le flux de neutrinos est calculé en utilisant la probabilité qu'ont les neutrinos d'atteindre le détecteur. Ces probabilités diffèrent suivant la particule qui produit le neutrino. Le cas de la désintégration des pions et des muons a déjà été traité dans la référence [164]. Nous allons décrire dans cet annexe le calcul de la probabilité d'atteindre le détecteur pour les neutrinos produits dans les différents modes de désintégration à deux et à trois corps des kaons. Il existe également des modes de désintégration à 4 corps, mais leurs rapports de branchement sont négligeables.

A.1 Les désintégrations à deux corps

Le principal mode de désintégration des kaons chargés est suivant la réaction $K^{\pm} \rightarrow \mu\pm \overset{(-)}{\nu}_{\mu}$ (voir table 5.7).

Les kaons se désintègrent isotropiquement dans leur centre de masse :

$$\frac{\mathcal{P}_K^{2corps}}{d\Omega^*} = \frac{\mathcal{P}_K^{2corps}}{d\cos\theta_\nu^* d\phi_\nu^*} = \frac{1}{4\pi}, \tag{A.1}$$

où θ_ν et ϕ_ν sont les angles polaire et azimutal du neutrino. Le calcul consiste donc à transférer cette équation dans le référentiel du tunnel de désintégration (*i.e.* le référentiel du laboratoire). On écrit donc la transformation de Lorentz :

$$E_\nu = \gamma(E_\nu^* + \beta P_{\nu L}^*) \tag{A.2}$$

$$P_{\nu L} = \gamma(P_{\nu L}^* + \beta E_\nu^*) \tag{A.3}$$

$$P_{\nu T} = P_{\nu T}^*$$

où E_ν et P_ν sont l'énergie et l'impulsion du neutrino, et où par convention l'étoile signifie que l'on se place dans le centre de masse du kaon et les indices L et T indiquent les projections longitudinale et transverse de l'impulsion. β et γ sont la vitesse du kaon et sa poussée de Lorentz, la célérité de la lumière c est évidemment prise égale à 1. En négligeant la masse du neutrino, on a $E_\nu = P_\nu$ et $E_\nu^* = P_\nu^*$, ce qui permet de récrire l'équation (A.3). On utilise ensuite $P_{\nu L} = P_\nu \cos\theta_\nu$

et $P^*_{\nu L} = P_\nu \cos\theta^*_\nu$ et l'équation (A.2). On trouve ainsi :

$$\begin{aligned} P_{\nu L} &= \gamma P^*_\nu(\cos\theta^*_\nu + \beta), \\ &= P_\nu \cos\theta_\nu \\ &= \gamma P^*_\nu(1 + \beta\cos\theta^*_\nu)\cos\theta_\nu. \end{aligned}$$

On obtient finalement :

$$\cos\theta^*_\nu = \frac{\beta - \cos\theta_\nu}{\beta\cos\theta_\nu - 1}. \tag{A.4}$$

Nous cherchons a calculer :

$$\frac{\mathcal{P}^{2corps}_K}{d\cos\theta_\nu d\phi_\nu} = \frac{\mathcal{P}^{2corps}_K}{d\cos\theta^*_\nu\phi^*_\nu}\frac{d\cos\theta^*_\nu\phi^*_\nu}{d\cos\theta_\nu d\phi_\nu}.$$

Nous pouvons tirer de l'équation (A.4) :

$$\frac{d\cos\theta_\nu\phi_\nu}{d\cos\theta^*_\nu d\phi^*_\nu} = \frac{1-\beta^2}{(\beta\cos\theta_\nu - 1)^2}, \tag{A.5}$$

car $\phi_\nu = \phi^*_\nu$.

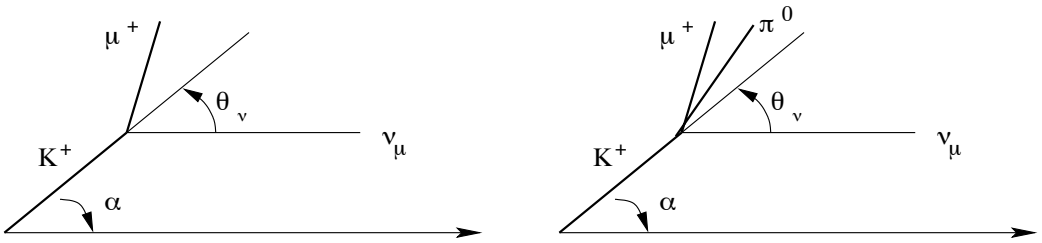


FIG. A.1: Désintégration des kaons en vol. A gauche, désintégration à deux corps, à droite, désintégration à trois corps. Définition de l'angle α.

Étant donnée la distance entre le détecteur et la source de neutrinos, on considère que la seule façon pour que les neutrinos atteignent le détecteur est qu'il partent parallèlement à la ligne de faisceau. Cela contraint l'angle θ_ν a être opposé à l'angle α (voir partie gauche de la figure A.1 pour la définition des angles).

Finalement, en utilisant la formule (A.1), on arrive au résultat

$$\frac{d\mathcal{P}^{2corps}_K}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi}\frac{1-\beta^2}{(\beta\cos\alpha - 1)^2}.$$

Toujours en utilisant l'argument de la distance entre la source du faisceau de neutrinos et le détecteur (notée L), on peut considérer que la probabilité est constante sur toute sa surface A. On peut donc intégrer l'équation précédente, et l'on obtient :

$$\mathcal{P}^{2corps}_K = \frac{1}{4\pi}\frac{A}{L^2}\frac{1-\beta^2}{(\beta\cos\alpha - 1)^2}.$$

A.2 Les désintégrations semi-leptoniques

Toutes les désintégrations à trois corps des kaons peuvent s'écrire sous une forme générale ne tenant pas compte des charges, ce qui est pratique, puisque celles-ci n'influent pas sur la cinématique :

$$K \to l\nu_l\pi,$$

où K, tout comme π est soit chargé, soit neutre et l est soit l'électron, soit le muon. Le calcul peut donc être effectué à partir de cette réaction pour tous les modes de désintégration à trois corps. Il appartiendra en fin de calcul de mettre les masses appropriées.

Le neutrino est produit isotropiquement. L'énergie disponible dans le centre de masse du kaon est $m_K - m_\pi - m_l$, et elle dépend de canal de désintégration. Nous allons utiliser un modèle simplifié, purement cinématique[1] :

$$\frac{\mathcal{P}_K^{3corps}}{d\Omega^* dE_\nu^*} = \frac{\mathcal{P}_K^{3corps}}{d\cos\theta_\nu^* d\phi^* dE_\nu^*} = \frac{1}{4\pi}\frac{1}{m_K - m_\pi - m_l}, \tag{A.6}$$

Nous allons calculer cette probabilité dans le référentiel du tunnel de désintégration :

$$\frac{\mathcal{P}_K^{3corps}}{d\Omega dE_\nu} = \frac{\mathcal{P}_K^{3corps}}{d\Omega^* dE_\nu^*}\frac{d\Omega^*}{d\Omega}\frac{dE_\nu^*}{dE_\nu}. \tag{A.7}$$

Intéressons nous d'abord à dE_ν^*/dE_ν. Comme nous l'avons fait pour l'équation (A.2), nous pouvons écrire la transformation de Lorentz entre le référentiel du centre de masse et celui du tunnel de désintégration :

$$E_\nu = \gamma(E_\nu^* + \beta P_{\nu L}^*),$$

et, en introduisant $P_{\nu L}^* = P_\nu \cos\theta_\nu^* = E_\nu^* \cos\theta_\nu^*$ puis en différenciant :

$$dE_\nu = dE_\nu^* \gamma(1 + \beta\cos\theta_\nu^*). \tag{A.8}$$

Le traitement de $d\Omega^*/d\Omega$ est similaire dans les désintégrations à deux corps et à trois corps. On retrouve donc la relation (A.5).

La désintégration à trois corps est schématisée sur la partie droite de la figure A.1. Comme précédemment, l'angle du neutrino dans le référentiel du laboratoire doit être opposé à celui du kaon (noté α). En introduisant (A.4) et l'angle α dans l'équation (A.6) et en utilisant la formule (A.8), on obtient :

$$\begin{aligned}
\frac{\mathcal{P}_K^{3corps}}{d\Omega dE} &= \frac{1}{4\pi}\frac{1}{m_K - m_\pi - m_l}\frac{1}{\gamma(1+\beta\cos\theta_\nu^*)}\frac{1-\beta^2}{(\beta\cos\alpha - 1)^2}, \\
\frac{\mathcal{P}_K^{3corps}}{dE} &= \frac{1}{4\pi}\frac{A}{L^2}\frac{1}{m_K - m_\pi - m_l}\frac{1}{\gamma(1+\beta\cos\theta_\nu^*)}\frac{1-\beta^2}{(\beta\cos\alpha - 1)^2},
\end{aligned}$$

Finalement, la dernière intégration est effectuée numériquement par le programme :

$$\mathcal{P}_K^{3corps} = \int_0^{E_K - m_\pi - m_l} \frac{\mathcal{P}_K^{3corps}}{dE} dE.$$

[1] L'impact des facteurs de formes devra être pris en compte dans une prochaine version de la simulation

A.3 Remarque sur la simulation des kaons neutres

Le programme de simulation de la cible fournit des kaons neutres, sans pour autant spécifier s'il sont des K_L^0 ou des K_S^0. Cette spécificité leur est donc attribuée aléatoirement, 50% des K^0 sortant de la cible vont être des K_L^0 et 50% des K_S^0. Les K_S^0 ne produisent pas directement de neutrinos, mais peuvent avoir une contribution au flux de neutrinos par l'intermédaire des pions qu'ils produisent (voir table 5.8).

Annexe B

Définition des volumes de la simulation CNGS

Le tableau suivant répertorie les volumes utilisés dans le programme de simulation du CNGS. Le matériau composant chacun des volumes est explicité. Un champ magnétique n'est présent que quand cela est précisé. Certains éléments des cornes sont décrits par plusieurs volumes différents par commodité, et certains volumes sont répétés plusieurs fois. C'est le cas des conducteurs internes de la corne et du réflecteur, qui sont formés de plusieurs troncs de cône ayant le même nom et ne définissant au final qu'un seul volume. Les figures 3.15 et 3.15 du chapitre 3 représentent certains de ces volumes, décrivant la corne et le réflecteur.

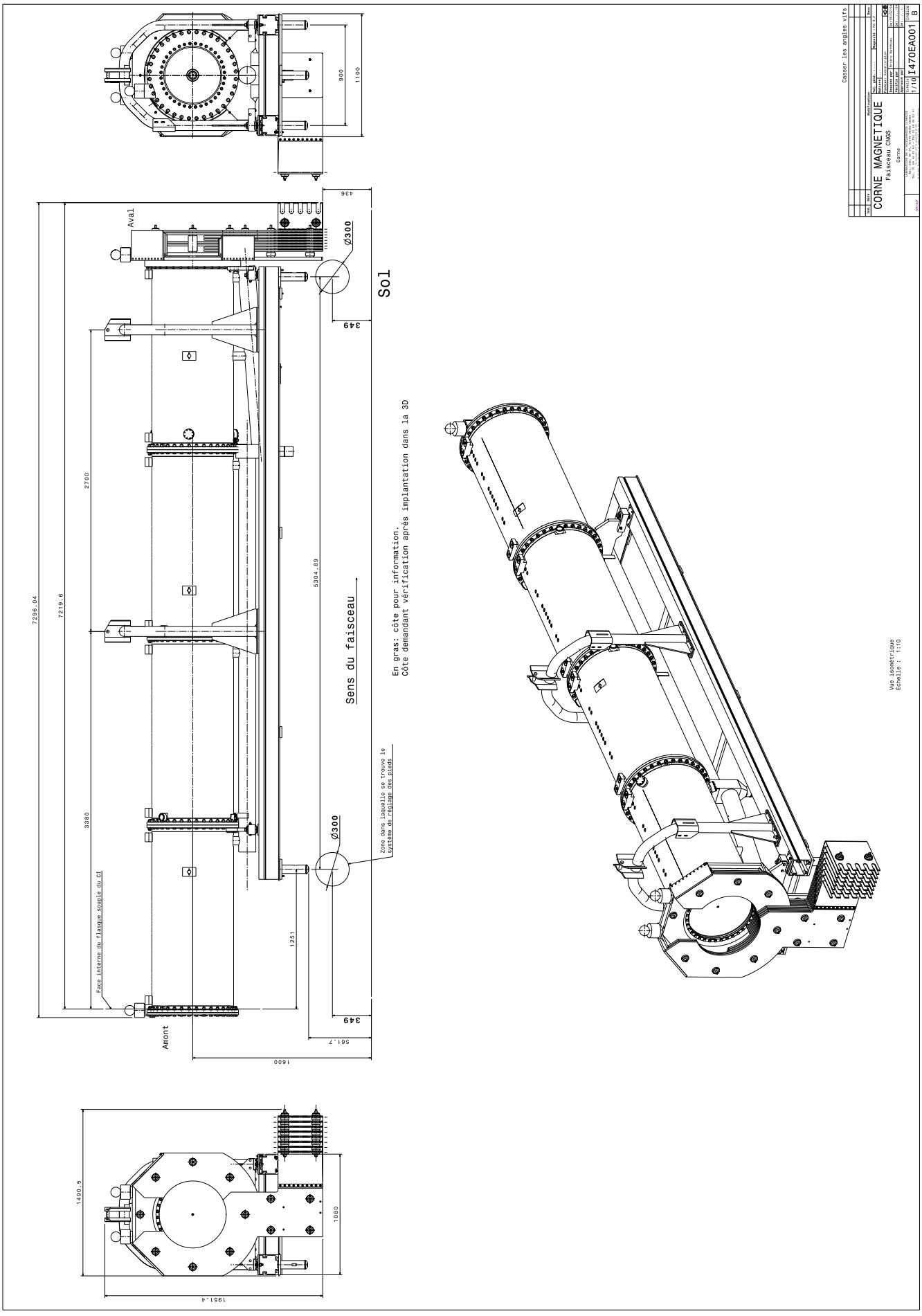
Nom	matériau	Forme	Description
Volumes généraux			
FRAM	vide	TUBE	volume mère
CAVE	air	TUBE	Tunnel comprenant les cornes, la cible, etc...
Volumes de la corne			
HAIR	Air	CONE	Volume intérieur au conducteur interne
HCON	Al	CONE	Conducteur interne sans champs magnétique
HCMA	Al magnétisé	CONE	Conducteur interne avec champs magnétique
HORN	Air magnétisé	CONE	Volume magnétique de la corne
HOR1	Air magnétisé	CONE	Volume magnétique de la corne
HCOT	Al	CONE	Conducteur externe
HSU1	Al magnétisé	TUBE	flasque amont
HSU2	Al magnétisé	PCON	flasque amont
HMA1	Al magnétisé	TUBE	flasque amont
HBRI	Al	TUBE	Brides des différentes parties du conducteur externe
HEND	Al	TUBE	flasque de aval
Volumes des connecteurs de la corne[1]			
HCX	Air	BOX	volume contenant l'ensemble du connecteur
HRSC	Air	BOX	volume contenant une petite plaque du connecteur
HRS1	Al	TUBS	petites plaques des connecteurs (géométrie grossière)
HRS2	Air	BOX	volume d'air ajouté à HRS1 pour couper les parties en trop

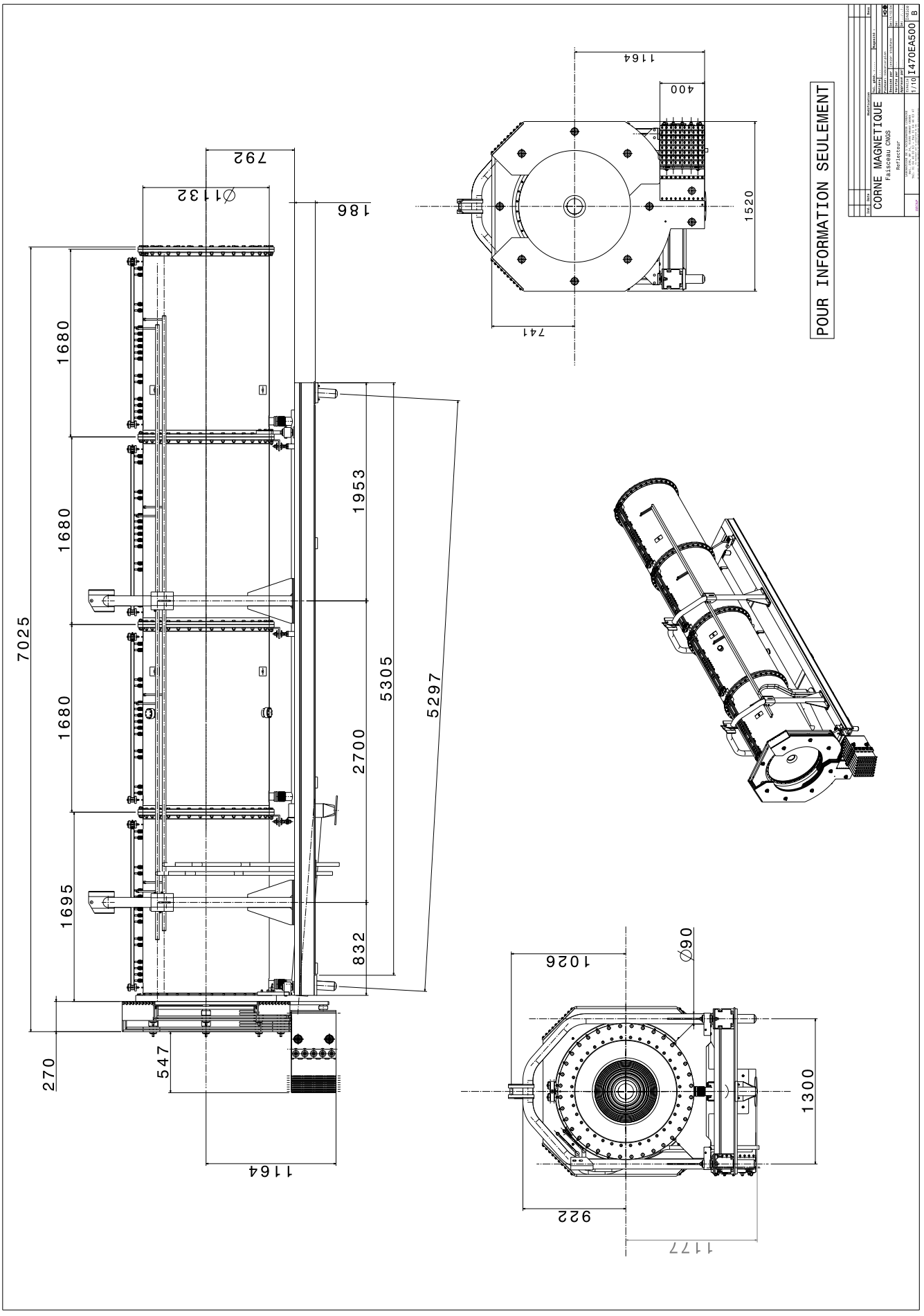
HRS3	Air	BOX	*idem*
HRS4	Air	BOX	*idem*
HRS5	Air	BOX	*idem*
HRBC	Air	BOX	volume contenant une grande plaque du connecteur
HRB1	Al	TUBS	moitié inférieure des grands connecteurs
HRB2	Al	TUBS	moitié supérieure des grands connecteurs
HRB3	Air	BOX	*idem*
HRB4	Air	BOX	*idem*
HRB5	Air	BOX	*idem*
HRB6	Air	BOX	*idem*
HRB7	Air	BOX	*idem*
HRB8	Air	BOX	*idem*
HRSS	Al	BOX	pieds des connecteurs
Volumes du réflecteur			
RAIR	Air	CONE	Volume intérieur au conducteur interne
RAI1	Air	CONE	idem
RAI2	Air	CONE	idem
RAI3	Air	CONE	idem
RAI4	Air	CONE	idem
RAI5	Air	CONE	idem
RAI6	Air	CONE	idem
RCON	Al	CONE	Conducteur interne sans champ magnétique
RCMA	Al magnétisé	CONE	Conducteur interne avec champ magnétique
RSR1	Al	CONE	Anneau consolidant le conducteur interne au niveau des soudures
RSR2	Al	CONE	idem
RSR3	Al	CONE	idem
RSR4	Al	CONE	idem
RSR5	Al	CONE	idem
RSR6	Al	CONE	idem
REFL	Air magnétisé	CONE	Volume magnétique du réflecteur
REF1	Air magnétisé	CONE	Volume magnétique du réflecteur
RCOT	Al	CONE	Conducteur externe
RSU1	Al magnétisé	TUBE	flasque amont
RSU2	Al magnétisé	PCON	flasque amont
RMA1	Al magnétisé	TUBE	flasque amont
REND	Al magnétisé	TUBE	flasque aval
RBRI	Al	TUBE	Brides des différentes parties du conducteur externe
Volumes divers			
TITA	Titane	TUBE	Fenêtre d'entrée du tunnel de désintégration
TUNN	Vide	TUBE	Tunnel de désintégration
HADR	Vide	TUBE	Volume utilisé pour enregistrer les particules entrant dans le tunnel de désintégration. Il ne correspond pas à un volume réel.

MUO0	Vide	TUBE	Volume utilisé pour enregistrer les muons sortant du tunnel de désintégration. Il ne correspond pas à un volume réel.
HABG	Graphite	TUBE	Coeur en graphite de l'absorbeur du faisceau
HABI	Fer	TUBE	Partie en Fer de l'absorbeur du faisceau
MUO1	Vide	TUBE	Volume utilisé pour enregistrer les muons sortant de l'absorbeur du faisceau. C'est un simple cylindre et le vrai détecteur n'est pas simulé.
MUO2	Vide	TUBE	*idem*, mais pour le second détecteur de muons.
MOLA	Molasse	TUBE	Roche (molasse) séparant les deux détecteurs de muons

Les deux figures suivantes représentent les plans de la corne et du réflecteur. Ils sont donnés pour information et seront modifiés dans leur version finale. En effet, suite au comité de revue de juin 2004, des améliorations sensibles vont être apportées au circuit de refroidissement par eau, ce qui entraînera des changements au niveau de la conception des châssis.

[1] Les connecteurs ont une géométrie imparfaitement symétrique. Ils ne peuvent pas être directement créés dans Geant. Par contre, il est possible de les réaliser en partant de volumes grossiers, sur lesquels sont superposés des volumes d'air qui permettent de retirer les parties en trop et d'approcher la véritable forme.


Casser les angles vifs
CORNE MAGNETIQUE
Faisceau CNGS
Corne
I470EA001
B
Aval
Amont
Sol
Sens du faisceau
Ø300
Ø300
349
349
436
900
1100
2700
7219.6
7286.04
8304.89
3380
1251
561.7
1600
1961.4
1490.5
1080
Face interne du flasque couple du CI
Zone dans laquelle se trouve le système de réglage des plots
En gras: côte pour information.
Côte demandant vérification après implantation dans la 3D
Vue isométrique
Echelle : 1:10


POUR INFORMATION SEULEMENT
CORNE MAGNETIQUE
Faisceau CNES
Réflecteur
1470EA500
B
1/10
1164
400
1520
741
792
Ø1132
186
7025
1680
1680
1680
1695
270
547
1164
1953
2700
5305
5297
832
Ø90
1026
1300
922
1177

Annexe C

Définitions des classes de données d'OPERA

Les données d'OPERA sont formatées en mémoire à l'aide de classes se trouvant dans le programme `OpData`. Cette annexe passe en revue les informations contenues dans ces classes et les moyens d'y accéder. Pour chaque classe, un tableau est donné, contenant l'ensemble des fonctions permettant d'accéder aux données membres de cette classe, ainsi que leurs types, et une brève explication si nécessaire.

L'ensemble des éléments est positionné dans le repère général d'OPERA, c'est à dire que l'axe z est confondu avec l'axe du horizontal, dans la direction du faisceau, l'axe x est l'axe horizontal, et l'axe y est l'axe vertical. Les trois axes forment bien entendu un trièdre droit. L'origine du repère est le centre d'OPERA.

C.1 Les données Monte Carlo

Ces données sont issues du générateur d'événements `OpNGEN`. Elle sont également créées lors de la propagation des particules dans le détecteur par le programme de simulation `OpROOT`.

C.1.1 *EventHeader*

C'est la classe contenant les informations relatives à l'événement, à savoir :

Numéro de l'événement	*int*	evNumber()
Énergie du neutrino	*float*	Enu()
Position du vertex primaire	*float*	X()
	float	Y()
	float	Z()
Nombre de vertex	*int*	nVertex()
Nombre de traces primaires	*int*	nPrimary()
Nombre total de traces	*int*	nTrack()

Le nombre de vertex et le nombre de traces primaires sont des copies des informations produites par `OpNGEN`. Il peut y avoir plusieurs vertex dans les fichiers contenant des τ ou des particules charmées. nTrack() est le nombre total de traces apparues dans la simulation.

C.1.2 *Particle*

C'est la classe décrivant toutes les particules. Elle contient l'identifiant de la particule et son quadri-vecteur énergie impulsion. On accède aux informations suivantes :

Statut	*int*	statusCode()
Index	*int*	index()
Identifiant	*int*	pdgCode()
Énergie	*float*	energy()
Impulsion	*float*	pX()
	float	pY()
	float	pZ()
Index de la trace	*int*	mcTrack()
Vertex de production	*Vertex**	prodVertex()
Vertex de désintégration	*Vertex**	decayVertex()

L'identification des particules suit la nomenclature Monte Carlo (*Monte Carlo particle numbering scheme*) [6].

La classe Vertex est définie dans le paragraphe C.1.3. Le vertex de production est celui ou la particule est apparue et le vertex de désintégration est initialisé uniquement si la particule se désintègre.

Nous allons voir au paragraphe C.2 qu'une variable de type *Particle* est créée à chaque endroit où la particule crée un *hit* dans le détecteur. Pour permettre de regrouper l'ensemble de ces informations facilement, et suivre ainsi l'historique d'une trace, un index des traces est utilisé, c'est la valeur de mcTrack().

La méthode statutCode() donne accès à une variable qui n'est pas encore utilisée.

C.1.3 *Vertex*

Cette classe décrit tous les types de vertex provenant d'une désintégration. Elle contient ses coordonnés, un pointeur vers la particule mère et la liste des particules filles :

Statut	*int*	statusCode()
Index	*int*	index()
Position	*float*	x()
	float	y()
	float	z()
Particule mère	*ParticlePtr*	incomingPart()
Liste des particules filles	*ParticleList*	outgoingParts()

La position des vertex est donnée dans le système de coordonnées général du détecteur, et ici encore, la méthode statutCode() donne accès à une variable qui n'est pas encore utilisée.

C.2 Les *Hits*

Les *Hits* sont les informations laissées par les particules lors de leur passage dans un détecteur. Ils sont créés lors de la simulation par `OpROOT`. Il existe une classe pour chaque type de détecteur et elles ont de nombreuses informations en commun. Un problème de compatibilité

entre ROOT et la *Standard Template Library* interdit de mettre ces informations dans une même classe dont hériteraient toutes les autres. Néanmoins, pour éviter les redondances dans ce texte, les informations générales vont être données ici, et chaque particularité sera traitée ensuite.

Index	index()	*int*
Position	x()	*float*
	y()	*float*
	z()	*float*
Particule locale	localParticle()	*ParticlePtr*
Particule primaire	primaryParticle()	*ParticlePtr*
Particule mère	motherParticle()	*ParticlePtr*

La particule locale est celle qui créé le *hit*, étant localisée là où est produit le *hit*, son vertex n'a pas lieu d'être, et la méthode localParticle()->Vertex() retourne un pointeur vide. La particule primaire est celle qui est à l'origine de la particule locale au niveau du vertex principal. Finalement, la particule mère est la particule ayant créé la particule locale, si celle-ci provient d'une désintégration ou d'une interaction secondaire. Il se peut donc qu'il n'y ai pas de particule mère, et dans ce cas, la méthode motherParticle() retourne un pointeur vide.

C.2.1 *EMULHit*

C'est la classe représentant les *hits* dans les émulsions. Les *EMULHit* correspondent aux points d'entrée et de sortie d'une particule chargée dans l'une des deux couches d'émulsion d'un film.

Couche d'émulsion	*int*	layer()
Colonne	*int*	column()
Rangée	*int*	raw()
Mur	*int*	wall()
Super Module	*int*	SM()
Position de	*float*	xbrick()
la brique	*float*	ybrick()
	float	zbrick()

Le mur et le super module permettent de localiser la brique dans OPERA, les murs étant numérotés de 1 à 31. La colonne et la rangée correspondent à la position de la brique dans un mur de briques. Il y a 52 colonnes et 64 rangées par mur.

La couche d'émulsion correspond à l'une des faces du films. Il y a une couche sur chaque face du film, 57 films et un film amovible. La numérotation se fait donc de 1 à 116.

Les informations données par xbrick(), ybrick() et zbrick() sont les coordonnées du centre des briques dans le repère général du détecteur.

C.2.2 *TSCINHit*

Les *TSCINHit* représentent les *hits* dans les scintillateurs de la cible.

Barreau	*int*	sciBar()
Module	*int*	sciBox()
Mur	*int*	sciWall()
Super Module	*int*	sciSM()
Énergie déposée	*float*	eDep()

Encore, une fois, le mur et le super module permettent de localiser le plan de scintillateurs. Le numéro du barreau de scintillateur correspond au numéro dans l'un des quatre modules formant un plan. Il est compris entre 1 et 64. Le signe du super module renseigne sur l'orientation du barreau : verticale si le super module est positif, et horizontale sinon. La position du *hit* est donnée dans le repère général d'OPERA. Elle correspond au passage de la particule au milieu du barreau de scintillateur (suivant l'axe du faisceau).

C.2.3 *SRPCHit*

Cette classe décrit les RPC du spectromètre. En plus des informations données au début du paragraphe C.2, elle contient :

Numéro de la RPC	*int*	rpc()
Bras du spectromètre	*int*	mag()
Plan	*int*	plane()
Super Module	*int*	SM()
Temps de vol	*float*	time()
Energie déposée	*float*	eDep()

La méthode rpc() donne le numéro de la RPC dans un plan. Elle est comprise entre 1 et 21. La numérotation débute en haut, à gauche. Elle s'incrémente de gauche à droite, puis du haut vers le bas. La méthode mag() désigne le bras du spectromètre. Elle vaut 1 pour les onze premiers plans d'un spectromètre, et 2 pour les onze plans suivants. Le plan est donné dans un simple bras, et est donc numéroté de 1 à 11. La position donne l'emplacement de la particule quand elle traverse le milieu de l'interstice gazeux. L'énergie déposée correspond à la différence entre l'énergie qu'a la particule quand elle entre et quand elle sort de la RPC. Le temps de vol correspond au temps écoulé depuis l'interaction primaire, c'est une copie de la variable TOFG de geant 3.

C.2.4 *SXPCHit*

La classe *SXPCHit* décrit les XPC et est identique à la classe *SRPCHit*, à ceci près qu'il faut supprimer la valeur de mag(), et remplacer rpc() par xpc().

C.2.5 *SDTHit*

SDTHit décrit les *hits* des tubes à dérive.

Numéro du tube	*int*	tube()
Station	*int*	layer()
Plan	*int*	plane()
Super Module	*int*	SM()
Temps de dérive	*float*	time()
Énergie déposée	*float*	eDep()

Les stations de tubes à dérive désignent un des six groupes de quatre plans (voir figures 4.13 et 4.14), le plan est donné dans l'une de ces stations, et varie donc de 1 à 4, et le numéro de tube est le numéro suivant l'axe x dans un plan (de 1 à 24). Le temps de dérive est en fait donné en centimètres. Il correspond à la distance entre la particule et le fil anodique du tube à dérive. L'énergie déposée correspond à la différence entre l'énergie qu'a la particule quand elle entre et quand elle sort du tube à dérive.

C.3 Les *digits*

Les *digits* représentent les informations telles qu'elles sont fournies par les détecteurs. Ils sont produits à partir des *hits* par le programme `OpDigit`.

Au cours de la description des *digits*, plusieurs types définis dans le programme `OpUtils` vont être utilisés, et sont brièvement décrits ici.

- *RecoUtils*::*Orientation* représente l'orientation de l'objet considéré. Il peut prendre les valeurs suivantes : HORIZONTAL, VERTICAL, MIXED (quand on a plusieurs types d'orientations pour le même objet), UPROJEC, VPROJEC (pour les XPC) et UNKNOWNORI (par défaut).
- *RecoUtils*::*DetectorName* est le nom du sous détecteur. Il peut prendre les valeurs ERRDN (le défaut), EMUL (pour les émulsions), TSCI (pour les scintillateurs), SRPCUP et SRPCDW (pour les RPC des bras amont et aval du spectromètre), SXPC (pour les XPC), SDTi (où $i = 1 \cdots 6$) (pour les 6 stations de tubes à dérive), et VETO (pour les détecteurs veto).

C.3.1 *EMULDigits*

Les *EMULDigits* sont créés à partir de deux *hits*. Le premier étant dans la première couche d'émulsion d'un film, et le second dans la seconde couche d'émulsion du même film. Ils correspondent donc aux micro-traces. Ses particularités sont :

Index	*int*	index()
Position	*float*	x()
	float	y()
	float	z()
Énergie déposée	*float*	de()
$\tan\theta_x$	*float*	tqx()
$\tan\theta_y$	*float*	tqy()
Détecteur	*RecoUtils*::*DetectorName*	detector()
Liste des *hits* à l'origine du *digit*	*EMULHitList*	hit()

Avec $\theta_x = \text{atan}(P_x/P_z)$ et $\theta_y = \text{atan}(P_y/P_z)$, P étant l'impulsion de la particule. La reconstruction de ces variables est explicitée dans la référence [127]. Les coordonnées du *digit* correspondent au point de passage de la particule au niveau du contact entre la couche d'émulsion et la base. Elles sont données dans le repère général du détecteur.

C.3.2 *TSCINDigit*

Ce sont les *digits* des scintillateurs. Il y en a un par barreau, et il peut être formé à partir de plusieurs particules passant à travers le même barreau, et donc de plusieurs *hits*.

Index	*int*	index()
Position	*float*	x()
	float	y()
	float	z()
Barreau	*int*	bar()
Module	*int*	box()
Plan	*int*	wall()
Super Module	*int*	sm()

Nombre de photo-électrons à une extrémité	*float*	peLeft()
Nombre de photo-électrons à l'autre extrémité	*float*	peRight()
Orientation	*RecoUtils*::*Orientation*	orientation()
Détecteur	*RecoUtils*::*DetectorName*	detector()
Liste des *hits* à l'origine du *digit*	*TSCINHitList*	hit()

Les valeurs de bar(), box(), wall() et sm() permettent de localiser le *TSCINDigit*, et correspondent aux informations présentes dans le *TSCINHit*. Le nombre de photo-électrons est calculé aux deux extrémités du barreau de scintillateur en tenant compte de la longueur d'atténuation. La position des *TSCINDigit* correspond au centre du barreau de scintillateur. Dans le cas d'un *TSCINDigit* dans le plan XZ, la valeur de y() est mise à MAX_FLOAT, et dans le cas d'un *TSCINDigit* dans le plan YZ, c'est la valeur de x() qui est mise à MAX_FLOAT.

C.3.3 *SRPCDigit*

Les *SRPCDigit* sont les *digits* des RPC. Ils sont décrits par les paramètres suivants :

Index	*int*	index()
Position	*float*	x()
	float	y()
	float	z()
Plan	*int*	plane()
Super Module	*int*	sm()
Orientation	*RecoUtils*::*Orientation*	orientation()
Détecteur	*RecoUtils*::*DetectorName*	detector()
Première bande du *Cluster*	*int*	firstStrip()
Taille du *Cluster*	*int*	clusterSize()
Liste des *hits* à l'origine du *digit*	*SRPCHitList*	hit()

Une particule traversant une RPC peut déclencher plusieurs bandes de lecture. Les *digits* correspondent à un ensemble de bandes consécutives qui sont touchées. Cet ensemble est appelé *Cluster*. Il est possible que deux particules suffisamment proches soient à l'origine de deux *Clusters* consécutifs. Dans ce cas, ils formeront donc un seul et unique *Cluster*. La désignation du cluster est donnée par le numéro de la première bande touchée (dans le sens des x ou y croissant), et par le nombre de bandes. La position du *SRPCDigit* correspond au centre du *Cluster*. Les *SRPCDigits* sont créés sur chaque face de la chambre, c'est à dire dans les projections horizontales et verticales. La valeur de z() correspond donc à l'une des deux face de la RPC. Comme dans le cas des *TSCINDigits*, la valeur MAX_FLOAT est donnée à la valeur de x() ou de y() inutilisée.

C.3.4 *SXPCDigits*

La différence entre *SRPCDigit* et *SXPCDigit* réside uniquement dans les méthodes d'accès à la position, que nous avons vues plus haut. Les méthodes u() et v() remplacent les méthodes x() et y() pour donner accès aux coordonnées dans un repère tourné de 45° autour de l'axe z par rapport aux repère du laboratoire.

Index	*int*	index()
Position	*float*	u()
	float	v()
	float	z()
Plan	*int*	plane()
Super Module	*int*	sm()
Orientation	*RecoUtils*::*Orientation*	orientation()
Détecteur	*RecoUtils*::*DetectorName*	detector()
Première bande du *Cluster*	*int*	firstStrip()
Taille du *Cluster*	*int*	clusterSize()
Liste des *hits* à l'origine du *digit*	*SXPCHitList*	hit()

C.3.5 *SDTDigit*

Les *SDTDigit* comportent les informations relatives aux *digits* des tubes à dérive. On trouve :

Index	*int*	index()
Position	*float*	x()
	float	z()
Plan	*int*	plane()
Super Module	*int*	SM()
Distance de dérive	*float*	driftDistance()
Orientation	*RecoUtils*::*Orientation*	orientation()
Détecteur	*RecoUtils*::*DetectorName*	detector()
Liste des *hits* à l'origine du *digit*	*TSCINHitList*	hit()

Le plan et le super module permettent de localiser le tube à dérive. Contrairement aux *SDTHits*, les plans sont numéroté de 1 à 24 dans un super module. La distance de dérive est la distance entre la trajectoire de la particule et le fil anodique au centre du tube. Si le *SDTDigit* est créé par plusieurs particules, alors c'est la particule passant le plus près du fil qui est utilisée pour calculer cette distance. La position est celle du fil anodique.

C.4 Les traces reconstruites

Les informations des traces reconstruites dans les détecteurs électroniques sont produites par le programme `OpRec` qui est décrit dans le paragraphe 4.4. Elles sont définies dans deux classes.

C.4.1 Les *TrackElements*

Les *TrackElements* sont des traces à deux dimensions. Elles comportent la liste des *digits* des détecteurs électroniques qui la composent.

Index	*int*	index()
Code de la projection	*RecoUtils*::*ViewCode*	view()
Liste des *digits* de la trace	*IODataList*	IODataList()

Le code de la projection est défini dans le programme `OpUtils`. Il peut prendre les valeurs XZView, YZView, et UNKNOWNVIEW.

Les *digits* sont accessibles sous la forme de *IOData* (tous les *digits* héritent de la classe *IOData* de `OpAlgo`), ce qui permet de tous les stocker dans la même liste. Pour les utiliser, il faut retrouver la classe du *digit*. Pour cela, on peut prendre exemple sur le code suivant.

```
// recherche des TrackElement dans le TDataStore
TrackElementList myTEList = m_TDS->TEList();
// accès au première TrackElement de la liste
TrackElementPtr myTE = myTEList.front();
// List des digits
IODataList myDataList = myTE->ioDataList();

//boucle sur la liste des digits
IODataList::const_iterator iData;
for (iData = myDataList.begin();
     iData!= myDataList.end();
     ++iData) {

 TSCINDigit* TSCIN = dynamic_cast<TSCINDigit*>((*iData).get());
 SRPCDigit* SRPC = dynamic_cast<SRPCDigit*>((*iData).get());


if(TSCIN) {
//the digit is from TSCIN

...

} else if(SRPC) {
// the digit is from SRPC

...
}

} // loop on myDataList
```

où `m_TDS` est un pointeur vers l'unique instance de la classe *TDataStore* du programme `OpData`. Cette classe est en quelque sorte un dossier en mémoire contenant toutes les entrées/sorties.

C.4.2 *TrackKinematics*

Les *TrackKinematics* sont le résultat de l'ajustement des paramètres des traces décrites sous forme de *TrackElements*. Ils sont de deux types. Soit la trace ajustée est à trois dimensions, soit elle est à deux dimensions. Dans le premier cas, deux *TrackElements* provenant des projections sur les plans XZ et YZ sont regroupées pour créer la trace à trois dimensions. L'ajustement se fait dans un espace des paramètres à 5 dimensions donnant accès à x, y, $a = p_x/p_z$, $b = p_y/p_z$, et $d = q/p$, au niveau du premier *digit* de la trace. p_x, p_y et p_z sont les projections de l'impulsion $\vec{p}$ sur les axes x et y et z, et q est la charge de la particule reconstruite (voir paragraphe 4.4.2). Si la trace est à deux dimensions, l'ajustement se fait uniquement pour un *TrackElement* et sur les variables x ou y et p_x/p_z ou p_y/p_z.

Les variables de la classe sont :

Index	*int*	index()
dimension de l'ajustement	*int*	dimension()
Paramètres ajustés	*RecVector*	parameter()
Matrice de covariance	*RecMatrix*	variance()
Liste de *TrackElements* ajustés	*TrackElementList*	TEList()

La dimension de l'ajustement est le nombre de paramètres ajustés, à savoir 2 ou 5. Elle conditionne la dimension du vecteur parameter() et de la matrice variance(), ainsi que le nombre de *TrackElements* contenu dans la liste.

Bibliographie

[1] F. J. Hasert *et al.* [Gargamelle Neutrino Collaboration], Phys. Lett. B **46** (1973) 138.

[2] G. Arnison *et al.* [UA1 Collaboration], Phys. Lett. B **122** (1983) 103.

[3] M. Banner *et al.* [UA2 Collaboration], Phys. Lett. B **122** (1983) 476.

[4] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, The LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour and Electroweak Working Group, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, CERN-EP/99-15

[5] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579.
A. Salam and J. C. Ward, Phys. Lett. **13** (1964) 168.
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).

[6] S. Eidelman *et al.*, Phys. Lett. B **592** (2004) 1.

[7] L. H. Ryder, "Quantum Fields Theory", ed. Cambridge Univ. Press. (1996), p.43

[8] P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508.

[9] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes and R. P. Hudson, Phys. Rev. **105** (1957) 1413.

[10] R. L. Garwin, L. M. Lederman and M. Weinrich, Phys. Rev. **105** (1957) 1415.

[11] E. Majorana, Nuov. Cim. 5 (1937) 171

[12] J. E. Campagne, thèse d'habilitation. LAL 95-23 (1995)

[13] M. Doi, T. Kotani and E. Takasugi, Phys. Rev. D **37** (1988) 2575.

[14] V.D. Bager et R.J.N. Philips, Collider Physics, Frontiers i Physics

[15] M. Gell-Mann, P. Ramond and R. Slansky, CALT-68-709, Feb. 1979 (retropreprint hep-ph/9809459), and in *Supergravity*, ed. P. van Nieuwenhuizen and D.Z. Freedman, North-Holland, Amsterdam, 1979
T. Yanagida, in *Proceedings of the Workshop on unified theory and baryon number in the universe*, ed. O. Sawada and A. Sugamoto, Tsukuba, Japan, 1979.

[16] S.L. Glashow, in Quarks and Leptons, Cargese, 9-29 July 1979, eds M. Lévy et al., Plenum, New York, 1980.
R. Mohapatra and G. Senjanovic, Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 912.
J. Schechter and J.W.F. Valle, Phys. Rev. D **22** (1980) 2227.

[17] J.C. Pati et A. Salam, Phys. Rev. D10 (1974) 275 ; R.N. Mohapatra et J.C. Pati, Phys. Rev. D11 (1975) 566, 2558 ; G. Senjanović et R.N. Mohapatra, Phys. Rev. D12 (1975) 1502.

[18] A. Ferrari, Thèse de doctorat de l'université Joseph Fournier, Grenoble I. (1999) ISN 99.31

[19] M. Fukugita and T. Yanagida Phys. Lett. B174 (1986) 45.

[20] W. Bernreuther, Lect. Notes Phys. **591** (2002) 237

[21] M. Beuthe, Phys. Rev. D **66** (2002) 013003 [arXiv :hep-ph/0202068].

[22] B. Kayser, CP violation, ed C. Jarkslog, World Scientific

[23] B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP **6** (1957) 429 [Zh. Eksp. Teor. Fiz. **33** (1957) 549].
Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28** (1962) 870.
B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP **26** (1968) 984 [Zh. Eksp. Teor. Fiz. **53** (1967) 1717].
V. N. Gribov and B. Pontecorvo, Phys. Lett. B **28** (1969) 493.

[24] V. Barger, D. Marfatia and K. Whisnant, Int. J. Mod. Phys. E **12** (2003) 569, arXiv :hep-ph/0308123.

[25] C. Jarlskog, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1039.

[26] P. Langacker, J. P. Leveille and J. Sheiman, Phys. Rev. D **27** (1983) 1228.

[27] A. Dziewonski and D.Anderson, Physics of the Earth and Planetary Interiors, 25, p. 297, 1981

[28] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D **17** (1978) 2369.
S. P. Mikheev and A. Y. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. **42** (1985) 913, Sov. Phys. JETP **64** (1986) 4, Nuovo Cim. C **9** (1986) 17.

[29] S. J. Parke, Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 1275.

[30] K. Kimura, A. Takamura and H. Yokomakura, Phys. Rev. D **66** (2002) 073005 [arXiv :hep-ph/0205295].

[31] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.

[32] S. Laplace, Thèse de doctorat (Université Paris VII) LAL-03-16 (2003)

[33] K. Eitel, présentation à la conférence Neutrino 2004.

[34] A. Y. Smirnov, Int. J. Mod. Phys. A **19** (2004) 1180

[35] A.D. Sakharov, JETP Lett. **5** (1967) 24

[36] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 138.

[37] W. Pauli, lettre à la conférence de Tübingen, 4 décembre 1930, traduite en Anglais par L.M. Brown dans Phys. Today **23**, Sept. 1978

[38] E. Fermi, Z. Phys **88**, 161 (1934), Nuovo Cim. 11,1 (1934)

[39] F. Reines & C. Cowan, Nature, 178 (1956) 446-449

[40] R. Davis, Phys. Rev. **97** (1955) 766.

[41] M. Goldhaber, L. Grodzins and A. W. Sunyar, Phys. Rev. **109** (1958) 1015.

[42] G. Danby, J. M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz and J. Steinberger, Phys. Rev. Lett. **9** (1962) 36.

[43] K. Kodama *et al.* [DONUT Collaboration], Phys. Lett. B **504** (2001) 218 [arXiv :hep-ex/0012035].

[44] K. Kodama *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **516** (2004) 21.

[45] E. Fiorini Proceedings of the International school of physics "Enrico Fermi" (2003) 43.

[46] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, I. V. Krivosheina, A. Dietz and O. Chkvorets, Phys. Lett. B **586** (2004) 198 [arXiv :hep-ph/0404088].

[47] A. I. Etienvre, Thèse de doctorat (Université Paris Sud) LAL-03-13 (2003)

[48] X. Sarazin, présentation à la conférence Neutrino 2004.

[49] C. Weinheimer, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **118** (2003) 279.

[50] C. Weinheimer Proceedings of the International school of physics "Enrico Fermi" (2003) 21.

[51] A. Osipowicz *et al.* [KATRIN Collaboration], hep-ex/0109033.
T. Thümmler *et al* (KATRIN Collab.), Addendum to the Letter of Intent, KATRIN internal report (2002)

[52] B. Bornschein [KATRIN Collaboration], *Prepared for International Workshop on Astroparticle and High-Energy Physics (AHEP-2003), Valencia, Spain, 14-18 Oct 2003*

[53] K. Assamagan *et al.*, Phys. Rev. D **53** (1996) 6065.

[54] R. Barate *et al.* [ALEPH Collaboration], Eur. Phys. J. C **2** (1998) 395.

[55] K. Hirata *et al.* [KAMIOKANDE-II Collaboration], Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1490.

[56] P. J. Kernan and L. M. Krauss, Nucl. Phys. B **437** (1995) 243.

[57] D. N. Spergel *et al.* [WMAP Collaboration], Astrophys. J. Suppl. **148** (2003) 175 [arXiv :astro-ph/0302209].

[58] M. Colless *et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **328** (2001) 1039 [arXiv :astro-ph/0106498].

[59] A. Bourrachot, Thèse de doctorat (Université Paris Sud) LAL-04-85 (2004)

[60] M. Davier Lectures given at Les Houches 1991 summer School. LAL-92-18

[61] The LEP Collaborations and the LEP Electroweak Working Group, as reported by J. Dress at the *XX International Symposium on Lepton anf Photon Interactions at High Energy*, Rome, Italy (July 2001).

[62] J. N. Bahcall, M. H. Pinsonneault and S. Basu, Astrophys. J. **555** (2001) 990

[63] R. J. Davis, D. S. Harmer and K. C. Hoffman, Phys. Rev. Lett. **20** (1968) 1205.

[64] B. T. Cleveland *et al.*, Astrophys. J. **496** (1998) 505.

[65] W. Hampel *et al.* [GALLEX Collaboration], Phys. Lett. B **447** (1999) 127.

[66] J. N. Abdurashitov *et al.* [SAGE Collaboration], Phys. Rev. C **60** (1999) 055801 [arXiv :astro-ph/9907113].

[67] C. Cattadiri, présentation à la conférence Neutrino 2004, Paris.

[68] M. Nakahata, présentation à la conférence Neutrino 2004, Paris.

[69] S. N. Ahmed *et al.* [SNO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 181301 [arXiv :nucl-ex/0309004].

[70] T. Araki *et al.* [KamLAND Collaboration], arXiv :hep-ex/0406035.

[71] Y. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562 [arXiv :hep-ex/9807003].

[72] Y. Ashie *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 101801 [arXiv :hep-ex/0404034].

[73] E. Kearns, présentation à la conférence Neutrino 2004.

[74] Y. Ashie *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], arXiv :hep-ex/0404034.

[75] J. A. Goodman, Result from Super Kamiokande, actes de la conférence Lepton Photon 2001, Rome.

[76] T. Nakaya, présentation à la conférence Neutrino 2004, Paris.

[77] M. Thomson, présentation à la conférence Neutrino 2004, Paris.

[78] Collaboration ICARUS. CERN-SPSC-2002-027

[79] C. Athanassopoulos *et al.* [LSND Collaboration], Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 3082
C. Athanassopoulos *et al.* [LSND Collaboration], Phys. Rev. C **54** (1996) 2685

[80] C. Athanassopoulos *et al.* [LSND Collaboration], Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1774
C. Athanassopoulos *et al.* [LSND Collaboration], Phys. Rev. C **58** (1998) 2489

[81] H. Gemmeke *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **289** (1990) 490.

[82] E. D. Church, K. Eitel, G. B. Mills and M. Steidl, Phys. Rev. D **66** (2002) 013001

[83] J. Altegoer *et al.* [NOMAD Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **404** (1998) 96.

[84] A. O. Bazarko [BooNE Collaboration], arXiv :hep-ex/0210020.

[85] M. Apollonio *et al.* [CHOOZ Collaboration], Phys. Lett. B **466** (1999) 415 [arXiv :hep-ex/9907037].

[86] M. Maltoni, T. Schwetz, M. A. Tortola and J. W. F. Valle, Phys. Rev. D **68** (2003) 113010 [arXiv :hep-ph/0309130].

[87] K. Anderson *et al.*, "White paper report on using nuclear reactors to search for a value of θ_{13}". (2004)
http ://www.hep.anl.gov/minos/reactor13/reactor13.pdf
F. Ardellier *et al.*, arXiv :hep-ex/0405032.

[88] M. Komatsu, P. Migliozzi and F. Terranova, J. Phys. G **29** (2003) 443 [arXiv :hep-ph/0210043].

[89] site web : http ://neutrino.kek.jp/jhfnu/

[90] R. D. McKeown and P. Vogel, Phys. Rept. **394** (2004) 315 [arXiv :hep-ph/0402025].

[91] M. Diwan *et al.*, "Very long baseline neutrino oscillation experiment for precise determination arXiv :hep-ex/0211001.

[92] M. Mezzetto, présentation à la réunion du Commité SPS, Villars (2004).

[93] J. Burguet-Castell, M. B. Gavela, J. J. Gomez-Cadenas, P. Hernandez and O. Mena, Nucl. Phys. B **608** (2001) 301 [arXiv :hep-ph/0103258].

[94] A. Donini, E. Fernandez-Martinez, P. Migliozzi, S. Rigolin and L. Scotto Lavina, arXiv :hep-ph/0406132.

[95] A. Bueno, M. Campanelli and A. Rubbia, Nucl. Phys. B **589** (2000) 577 [arXiv :hep-ph/0005007].

[96] A. Donini, D. Meloni and P. Migliozzi, Nucl. Phys. B **646** (2002) 321 [arXiv :hep-ph/0206034].

[97] P. Huber, M. Lindner and W. Winter, Nucl. Phys. B **645** (2002) 3 [arXiv :hep-ph/0204352].

[98] B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP **10** (1960) 1236 [Zh. Eksp. Teor. Fiz. **37** (1959) 1751].

[99] M. Schwartz, Phys. Rev. Lett. **4** (1960) 306.

[100] S. van der Meer. CERN-Report No 61-7 (Feb 1961)

[101] S. Aoki *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **447** (2000) 361.

[102] J.E. Campagne, CERN-NUFACT-Note-138

[103] S. Gilardoni, thèse de doctorat, Université de Genève (2004).

[104] The NuMi Technical Design Handbook, http ://www-numi.fnal.gov/numwork/numiwk.html

[105] P. Zucchelli, Phys. Lett. B **532** (2002) 166.

[106] REX-ISOLDE Collaboration. CERN-ISC-94-25 ; ISC-P-68.- CERN

[107] A. Blondel *et al.*, CERN-2004-002

[108] P. Sievrs, CERN-NUFACT-NOTE 121

[109] B. J. King, N. V. Mokhov, N. Simos and R. J. Weggel, arXiv :physics/0206077.

[110] A. N. Skrinsky and V. V. Parkhomchuk, Sov. J. Part. Nucl. **12** (1981) 223 [Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra **12** (1981) 557]. D. Neuffer, Part. Accel. **14** (1983) 75. E. A. Perevedentsev, A. N. Skrinsky, in Proc. 12th Int. Conf. on High Energy Accelerators, F. T. Cole, R. Donaldson, eds. (Fermilab, 1984), p. 485.

[111] R. Edgecock, ICFA Beam Dyn. Newslett. **29** (2002) 43.

[112] T. Kobayashi, présentation à la conférence Neutrino 2004, Paris.

[113] R. Cappi *et al.*, CERN/PS2001-041 ; (AE) CERN/SPL 2001-032

[114] COMPASS collaboration. CERN/SPSLC 96-147 ; SPSC/P 297

[115] G. Acquistapace *et al.*, CERN 98-02 (1998)

[116] A. Fasso *et al.*, Proceedings of the MonteCarlo 2000 conference, Lisbon, October 26 2000, A.Kling *et al.* - eds., Springer-Verlag Berlin, p159-164 (2001) et p955-960 (2001)

[117] Application Software group, Computing and Network Division & al. – GEANT Description and Simulation Tool, CERN Geneva, Switzerland

[118] A.E. Ball CERN-EP/2001-037, CERN-SL-2001-016 EA (2001)

[119] M. Guler *et al.* [OPERA Collaboration], CERN-SPSC-2000-028

[120] M. Guler *et al.* [OPERA Collaboration], CERN-SPSC-2001-025

[121] H. Pessart Présentation à la réunion de collaboration OPERA à Naples, le 24 novembre 2003

[122] S. Hiramatsu Présentation à la réunion de collaboration OPERA à Nagoya, le 30 janvier 2004

[123] G. Moret Thèse de doctorat (Université Claude Bernard Lyon-1), 2002

[124] A. Lucotte *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **521** (2004) 378.

[125] R. Arnauld *et al.*, OPERA-NOTE-30, 2002

[126] J. Marteau *et al.*, OPERA-NOTE-21, 2000

[127] M. Lavy, Thèse de doctorat (Université Claude Bernard-Lyon 1), (2004)

[128] site web http ://castor.cern.web.ch/castor/

[129] site web http ://root.cern.ch/

[130] sites web http ://www.oracle.com
http ://wwwdb.cern.ch/wwwdb/oracle/

[131] site web : http ://www.cmtsite.org

[132] G. Barrand *et al.*, GAUDI - A software architecture and framework for building LHCb data processing applications, (longpaper) Proc. of CHEP 2000

[133] site web http ://www3.tsl.uu.se/thep/mc/lepto/

[134] T. Sjöstrand. *Computer Physics Communication*, B84 (1994)

[135] . S. Roesler, R. Engel and J. Ranft, arXiv :hep-ph/0012252.

[136] C. H. Llewellyn Smith, Phys. Rept. **3** (1972) 261.

[137] D. Rein and L. M. Sehgal, Annals Phys. **133** (1981) 79.

[138] Site web http ://alisoft.cern.ch/offline/

[139] J. Favier. Note interne OPERA n°60 (2004)

[140] J.E. Campagne, A. Cazes Note interne OPERA n°36 (2002).

[141] J.E. Campagne Note interne OPERA n°6 (2000).

[142] C. Héritier, Thèse de doctorat (Université Claude Bernard-Lyon 1), (2004)

[143] I. Kisel *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **387** (1997) 433.

[144] P. Billoir, Nucl. Instrum. Meth. A **225** (1984) 352.
P. Billoir, R. Fruhwirth and M. Regler, Nucl. Instrum. Meth. A **241** (1985) 115.

[145] P. Vilain Note interne OPERA n°14 (2000).
NuMI note L301

[146] J.J. More, Numerical Analysis, G.A Watson (Ed.), Lecture Notes in Mathematics, 630, Springer-Verlag, New York, 1977,105-116

[147] P. Migliozzi, Present knowledge on the background estimate of the OPERA experiment and perspectives.

[148] P. Migliozzi, communication privée.

[149] D. Autiero, présentation à la conférence Neutrino 2004.

[150] L. Scotto Lavina, Thèse de doctorat, Université de Naple (2004).
G. J. Feldman and R. D. Cousins, Phys. Rev. D **57** (1998) 3873 [arXiv :physics/9711021].

[151] A.E. Ball *et al.* CERN-EP/2001-037, CERN-SL-2001-016 EA

[152] Y. Itow *et al.*, KEK report 2001-4, ICRR-report-477-2001-7, TRI-PP-01-05 (2001) arXiv :hep-ex/0106019.

[153] B. Autin *et al.* CERN-2000-12

[154] R. Garoby, Présentation au Physics with a Multi MegaWatt Proton Source Workshop au CERN du 25 au 27 Mai 2004. http ://physicsatmwatt.web.cern.ch/physicsatmwatt/

[155] A. Fabich and J. Lettry, Nucl. Instrum. Meth. A **503** (2003) 336.

[156] J.R.J. Bennett *et al.*, CERN-INTC-2004-016

[157] A. Fabich CERN-THESIS-2002-038

[158] J. Collot, H. G. Kirk and N. V. Mokhov, Nucl. Instrum. Meth. A **451** (2000) 327.

[159] C. Catanesi *et al.* [HARP Collaboration] CERN-SPSC 2002/019

[160] N.V. Mokhov *et al.*, Fermilab-FN-628, 1995
N.V. Mokhov *et al.*, LANL Report LA-UR-98-5716, 1998, nucl-th/9812038 v2 16 December 1998, http ://www-ap.fnal.gov/MARS/.

[161] A. Fabich, communication privée.

[162] G. Battistoni,A. Ferrari, communication privée.

[163] S. Agostinelli *et al.* [GEANT4 Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **506** (2003) 250.

[164] M. Donegà, Tesi di Laurea (2000).
A. Blondel *et al.* CERN-NUFACT-Note-78

[165] T.K. Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press (1990)

[166] A. Ereditato présentation donnée au cours de l'atelier de travail "Physics with a Multi Megawatt Proton Source" au CERN, 25-27 mai 2004

[167] The UNO whitepaper *Physics Potential and Feasibility of UNO* (preprint SBHEP01-3) (voir aussi http ://ale.physics.sunysb.edu/uno/)

[168] M. Mezzetto CERN-NUFACT-Note-60

[169] D. Casper "The nuance neutrino physics simulation, and the future" hep-ph/0208030

[170] M. Mezzetto, communication privée

[171] M. V. Diwan *et al.*, Phys. Rev. D **68** (2003) 012002 [arXiv :hep-ph/0303081].

[172] Communication privé de M. Mezzetto

[173] M. Mezzetto, présentation à la conférence Neutrino 2004.

[174] P. Huber, M. Lindner and W. Winter, arXiv :hep-ph/0407333.
site web :http ://www.ph.tum.de/ globes

[175] J.E. Campagne *et al.* CERN-NUFACT-Note-129.

Résumé

Les oscillations de neutrinos occupent la majeure partie des expériences s'intéressant à cette particule. Ce mécanisme utilise le fait que les neutrinos soient massifs pour permettre de passer d'un état de saveur à un autre.

L'expérience OPERA commencera à prendre des données au printemps 2006. Son but est de prouver sans ambiguïté ce mécanisme en observant l'apparition de neutrinos tauïques dans le faisceau CNGS composé de neutrinos muoniques.

Cette thèse présente une description des faisceaux de neutrinos, en s'appuyant sur le faisceau CNGS, tiré du CERN vers le laboratoire italien du Gran Sasso. Le flux de ces neutrinos est recalculé, et des simulations sont menées pour étudier les défauts d'alignement des éléments de la ligne de faisceau.

Le détecteur OPERA est composé de briques faites d'un empilement de plaques de plomb et de films d'émulsion photographique, de deux trajectographes et de deux spectromètres. La haute résolution en position des émulsions ($< 1\mu m$) permet d'identifier les τ créés par l'interaction par courant chargé des neutrinos tauïques. La localisation des briques touchées par un neutrino est faite à l'aide d'un réseau de scintillateurs. La reconstruction des traces dans ces scintillateurs, ainsi que dans les spectromètres, fait partie des travaux présentés dans cette thèse. Un algorithme d'identification des muons a également été développé dans cette thèse. Il permet une réduction d'un facteur 20 du bruit de fond charmé.

Le futur de la physique des oscillations de neutrinos passe par la construction de faisceaux de neutrinos de plus en plus intenses, pour arriver à mesurer les derniers paramètres inconnus (θ_{13} et δ_{CP}). Le projet de faisceau du CERN vers le tunnel du Fréjus est revisité dans la dernière partie de cette thèse. Une optimisation complète de la ligne de faisceau est proposée, et permet d'atteindre une sensibilité sur θ_{13} de l'ordre du degré.

Mots clefs : Neutrino, tau, oscillation, faisceau, OPERA, CNGS, SPL.

Abstract

Neutrino oscillations are the subject of most of the experiments looking at this particle. This mechanism uses the fact that neutrinos have mass to allow the transformation from one flavour to another one.

The OPERA experiment will start to take data in spring 2006. Its goal is to proof this mechanism with no ambiguity using the appearance of tau neutrinos in the CNGS beam, which is made of muon neutrinos.

This thesis presents a description of neutrino beams in general, and more precisely of the CNGS beam, which is sent from CERN to Gran Sasso in Italy. The neutrino flux are recalculated, and simulations have been performed in order to study miss positioning of the beam line elements.

The OPERA detector is made of bricks containing a pile of lead plates and photographic emulsion films, of two trackers and two spectrometers. The high position resolution of the emulsions ($< 1\mu m$), allows to identify the τ created by the tau neutrino charged current interactions. The brick localisation is made using a scintillator array. The pattern recognition in these scintillators as well as in the spectrometers is one of the part of this thesis. Furthermore, a muon identification algorithm has been set up. It allows to reject by a factor 20 the charm background.

Future of neutrino oscillation physics is the building of more and more intense neutrino beams, in order to measure the last unknown parameters (θ_{13} and δ_{CP}). The project of neutrino beam from CERN to the Fréjus tunnel is fully revisited in the last part of this thesis. An optimisation of all the beam line element is proposed, and allows to reach a sensitivity to θ_{13} around one degree.

Key words : Neutrino, tau, oscillation, beam, OPERA, CNGS, SPL.