



HAL
open science

Identification et localisation des événements neutrino dans le détecteur OPERA

Carole Héritier

► **To cite this version:**

Carole Héritier. Identification et localisation des événements neutrino dans le détecteur OPERA. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2004. Français. NNT: . tel-00009860

HAL Id: tel-00009860

<https://theses.hal.science/tel-00009860>

Submitted on 29 Jul 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.



N° d'ordre 112-2004
LYCEN – T 2004-10

Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon-1

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT

(arrêté du 25 avril 2002)

par

Carole HERITIER

Identification et localisation des événements neutrino dans le détecteur OPERA.

Soutenue le 1^{er} juillet 2004
devant la Commission d'Examen

Jury :	M. D. Autiero	Directeur de thèse
	M. P. Binetruy	
	Mme L. Camilleri	Rapporteur
	M. J. Chauveau	Président du jury
	M. S. Katsanevas	Directeur de thèse
	M. F. Montanet	Rapporteur



Remerciements

Mes premiers remerciements vont à tous les membres du groupe OPERA qui m'ont accueillie pendant ces trois années de thèse :

Un merci particulier à Jacques Marteau qui m'a hébergée dans son bureau pendant plus d'un an (il est vrai que je me suis un peu imposée ...); sa bonne humeur a été un réel soutien pendant la fameuse dernière année de rédaction. J'espère que son(sa) futur(e) collègue de bureau ne sera pas offusqué(e) par la vision de divers vêtements séchant sur le radiateur après son entraînement sportif quotidien ...

Un merci à Guillaume, premier thésard du groupe OPERA Lyon qui a toujours été disponible pour répondre aux multiples questions des uns et des autres (le tutorat de physique des particules en DEA n'était pas une mince affaire ...);

Un merci à Foued, mon premier collègue de bureau, qui m'a remonté le moral plus d'une fois avec ses succulents gâteaux tunisiens et bonne chance aux thésards actuels, Perrine, Yvan et Louisa.

Je pense également à tous les membres de la collaboration OPERA avec qui j'ai eu la chance de travailler.

Que de souvenirs : les interminables voyages en 806 jusqu'en Italie, le paysage magnifique du Gran Sasso et l'impressionnant laboratoire souterrain, la conduite « folle » des Napolitains, Frascati, Bologne, Rome ... et les glaces italiennes, la grappa ... Je pense à Muriel et Antoine avec qui j'ai partagé des moments inoubliables, merci pour leur amitié pendant ces trois années.

Mes remerciements vont ensuite aux membres du jury :

Pierre Binetruy et Jacques Chauveau pour avoir accepté de faire partie du jury ;

Leslie Camilleri et François Montanet, rapporteurs de cette thèse, pour les discussions que nous avons eues et leurs remarques sur le manuscrit.

Stavros Katsanevas, directeur de thèse, qui m'a propulsée dans le milieu de la recherche à la fin de la maîtrise de Sciences Physiques. Malgré les difficultés engendrées par sa montée à la « capitale », je le remercie très sincèrement d'avoir cru en mes capacités.

Et enfin, je tiens à remercier très chaleureusement Dario Autiero qui m'a encadrée pendant deux ans et a repris la direction de ma thèse avec force et conviction ! Merci pour son soutien inconditionnel, sa patience et la confiance qu'il m'a accordée. Sa connaissance de la physique, le plaisir qu'il a à la transmettre et sa rigueur dans le travail m'ont permis de progresser et de réaliser ce travail en deux ans.

Je remercie également toutes les nombreuses personnes de l'institut que j'ai eu plaisir à côtoyer :

merci à Sylvie, au « clan » des secrétaires du deuxième, à Corinne et à Pierre (merci pour les petits plats !)

merci à Mme Chosson et M. Meyer,

merci à Nicolas Bererd, pour sa patience et ses conseils,

enfin un grand merci à Maryvonne et Mme Meyer pour leur aide.

Pour conclure, ces trois années de thèse auraient été bien plus difficiles sans le soutien de mon entourage à qui j'adresse mes plus sincères remerciements :

Je commence par Steph et Priscille, deux amies qui ont toujours su être présentes dans les moments difficiles. Nos parcours respectifs me font sourire... Je me contenterai de dire que nous étions destinées à nous rencontrer !

Je poursuis avec la bande de joyeux « Gais Lurons », i.e. mes collègues de promo Moïse, Greg, Laurent, Nico : les mails, les rendez-vous au QG, les longues soirées de « débogage », les très longues soirées de rédaction mais aussi les soirées de « décompression » sans oublier les lendemains difficiles ... bref que de souvenirs ! Merci aussi à Virginie et Marylène pour leur écoute et leur conseils. Merci également à Céline, Noël, Éric, Guillaume, Stéphane et Laurent.

Je remercie très chaleureusement Jean-Yves & Françoise pour leur gentillesse et leur soutien (merci d'avoir lu ce manuscrit si attentivement !) sans oublier bien entendu Sophie & Adrien et Coralie & Jérôme.

Mes remerciements vont naturellement à mes parents et ma sœur qui ont su, malgré la distance, m'apporter soutien et réconfort dans les moments difficiles, respectant les décisions que j'ai été amenée à prendre.

Merci enfin à celui qui partage ma vie...

Table des matières

Remerciements	1
Résumé	7
Summary	9
Introduction	11
1 Neutrinos solaires	13
1.1 L'énigme des neutrinos solaires	14
1.1.1 Le cycle du Soleil	14
1.1.2 Premières observations d'un déficit	15
1.1.3 Confirmation	18
1.2 Une solution : l'oscillation des neutrinos	19
1.2.1 L'oscillation dans le vide	20
1.2.2 L'oscillation dans la matière	22
1.2.3 Manifestations dans le cas des solaires	23
1.3 La preuve : l'expérience SNO	26
1.4 Les derniers tests	33
1.5 La fin de l'énigme	36
2 Expériences "short and medium baseline".	39
2.1 Recherche de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	40
2.1.1 NOMAD	41
2.1.2 CHORUS	43
2.2 Recherche de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	44
2.2.1 LSND	46
2.2.2 KARMEN	47
2.2.3 MiniBooNE	48

3	Les neutrinos atmosphériques	53
3.1	CHOOZ	55
3.2	Super-Kamiokande	58
3.3	Interprétation des résultats	68
3.4	Long Base Line	70
3.4.1	K2K	70
3.4.2	MINOS	71
3.4.3	ICARUS/OPERA	75
4	CNGS/OPERA	79
4.1	Faisceau CNGS	80
4.1.1	Description du faisceau CNGS	80
4.1.2	Interaction des neutrinos dans la matière	84
4.1.3	Optimisation du nombre de ν_τ	86
4.1.4	Les caractéristiques du faisceau	88
4.2	Description du détecteur	89
4.2.1	L'élément de base du détecteur	90
4.2.2	Les trajectographes	92
4.2.3	Le spectromètre	95
4.2.4	Extraction des briques	99
4.3	Efficacité de détection du τ	101
4.4	Bruit de fond	105
4.5	Sensibilité	106
4.5.1	Oscillation $\nu_\mu \nu_\tau$	106
4.5.2	Oscillation $\nu_\mu \nu_e$	107
5	Algorithmes de localisation des briques d'interaction	111
5.1	Introduction	111
5.2	Logique de déclenchement	112
5.3	Simulation	114
5.4	Classification des événements	115
5.4.1	Identification du muon	115
5.4.2	Catégories et sous-catégories	117
5.5	Reconstruction de traces	122
5.5.1	Reconstruction standard	122
5.5.2	Etude de la multiplicité des traces reconstruites	123
5.5.3	Concept de trace hadronique	124

5.6	Réseau de neurones	126
5.6.1	Principe	126
5.6.2	Entraînement et validation du réseau de neurones	127
5.6.3	Structure et variables des réseaux de neurones utilisés	128
5.7	Construction d'un vertex tridimensionnel	131
5.7.1	Algorithme de Moré-Levenberg-Marquardt.	131
5.7.2	Exemple d'application : cas de deux traces 3D	133
5.8	Logique d'analyse des événements Courants Chargés	133
5.9	Logique d'analyse des événements Courants Neutres	135
5.10	Architecture du programme	138
6	Carte de probabilité et application	141
6.1	Construction de la carte	141
6.2	Stratégie d'extraction	142
6.3	Résultats	146
6.3.1	Extraction d'une brique	146
6.3.2	Stratégie d'extraction multiple	150
6.4	Rôle des <i>Changeable Sheet</i>	152
6.5	Conclusion	153
7	Un test sur faisceau : OPERETTE	155
7.1	Propriétés du faisceau	156
7.2	Description du détecteur	159
7.3	Choix de l'emplacement du détecteur	161
7.3.1	Considérations	161
7.3.2	Site d'installation	161
7.4	Simulation	162
7.5	Etude du système de déclenchement	166
7.5.1	Objectif	166
7.5.2	Logiques de déclenchement	168
7.5.3	Résultats	169
7.6	Analyse <i>offline</i>	173
7.7	Conclusion	175
8	Perspectives	177
8.1	Perspectives à court et moyen terme	179
8.2	Perspectives à long terme	184
8.2.1	Les Betabeams	184

8.2.2	Les usines à neutrinos	187
8.3	Conclusion	190
	Conclusion	191
	Bibliographie	193

Résumé

OPERA est une expérience destinée à démontrer que le phénomène d'oscillation des neutrinos est à l'origine de l'anomalie des neutrinos atmosphériques (transition $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et recherche de l'angle de mélange $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$). Pour prouver l'apparition des ν_τ à 732 km du CERN, un détecteur hybride est en cours d'installation dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso. La cible, faite de briques de 8 kg composées de feuilles de plomb et d'émulsions photographiques, permet l'observation directe de la désintégration du lepton τ produit lors des interactions ν_τ en courant chargé (CC). La reconstruction des traces, la localisation des interactions neutrino dans la cible ainsi que l'identification du muon sont possibles par des trajectographes placés à l'intérieur de la cible (plans de scintillateurs) et dans le spectromètre qui la suit (détecteurs RPC).

Cette thèse est centrée sur le développement des algorithmes nécessaires pour l'identification et la localisation des interactions neutrino dans la cible d'OPERA. Ces algorithmes sont basés sur une approche globale de l'utilisation des détecteurs électroniques. Une classification des événements neutrino est mise en place à partir de l'identification du muon produit lors des interactions ν_μ CC et des interactions ν_τ CC avec désintégration du tau en muon. Elle est optimisée par la reconstruction de traces et par la prise en compte de critères topologiques et calorimétriques reflétant la nature de l'interaction (quasi-élastique, profondément inélastique); la logique de localisation de la brique d'interaction est alors adaptée à chaque catégorie. Une carte tridimensionnelle de probabilités de briques est obtenue et donne ainsi la possibilité d'élaborer différentes stratégies d'extraction de briques.

Dans la continuité de ce travail, une étude de faisabilité d'un test sur faisceau appelé OPERETTE a été réalisée. Le projet consistait à installer un détecteur similaire à celui d'OPERA sur un faisceau de neutrinos dans la zone Nord du CERN. OPERA aurait ainsi disposé d'un lot d'événements neutrino avant son démarrage lui permettant de tester les différentes techniques d'analyse.

Summary

The OPERA experiment is designed for the appearance search of $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations in the parameters indicated by the atmospheric neutrino anomaly. To prove the appearance of ν_τ at 732 km from the CERN, an hybrid detector is under construction at the Gran Sasso laboratory. The target, composed by bricks made of lead plates and emulsion sheets, allows the direct observation of the τ lepton produced in ν_τ charged current interactions. The tracking, the localization of neutrino events in the target and the muon identification are allowed by trackers located inside the target (scintillators) and in the spectrometer following the target (RPC).

The development of algorithms, based on electronic detectors, is necessary to identify the neutrino interaction and to locate the bricks where the interaction occurred. A classification of neutrino events is performed using the identification of the muon produced in ν_μ CC and ν_τ CC with $\tau \rightarrow \mu$ decay. This classification is optimised with tracking informations and also with topological and calorimetric parameters which describe the nature of the interaction (quasi-elastic, deep inelastic); the algorithm of the localization of neutrino event is performed for each category. A tridimensionnal brick probability map is built and can be exploited to implement sophisticated extraction brick strategies.

To conclude, a feasibility study of a test beam experiment OPERETTE is presented. The project was to install a similar OPERA detector in the COMPASS neutrino beam, in the CERN North Area. It was a good opportunity to prepare OPERA for the scanning emulsion films with neutrino events and to test the analysis procedures.

Introduction

L'existence du neutrino a été postulée par Pauli en 1930 pour expliquer le spectre en énergie continu de l'électron dans la désintégration β . Depuis lors, les physiciens se sont efforcés et s'efforcent encore de percer les mystères de ces particules élémentaires, sensibles à l'interaction faible et dont la détection est difficile, un neutrino pouvant allègrement traverser la Terre entière sans interagir.

La première famille de neutrinos, le neutrino de type électronique ν_e (ou plus précisément l'anti-neutrino), a été découvert en 1956 par C. Cowan et F. Reines, ce qui vaudra à ce dernier le prix Nobel de physique en 1995. Il faudra attendre 1962 pour découvrir le neutrino de type muonique ν_μ puis 1975 pour le neutrino de type tau ν_τ . Le nombre de neutrinos légers¹ actifs, c'est-à-dire interagissant avec la matière, sera définitivement fixé à trois avec la mesure au CERN de la largeur de désintégration du boson Z^0 en 1989.

Les neutrinos trouvent leur place dans le Modèle Standard de la physique des particules en tant que particules élémentaires de la famille des leptons. A chaque lepton chargé e , μ et τ est associé un lepton ν_e , ν_μ et ν_τ , de masse nulle, de charge nulle et de moment magnétique nul, les neutrinos d'hélicité gauche ν_L et les anti-neutrinos d'hélicité droite $\bar{\nu}_R$ étant les seuls états observés. L'une des propriétés fondamentales des neutrinos, à savoir celle de leur masse, est cependant remise en question par plusieurs observations expérimentales dans le domaine des neutrinos solaires et des neutrinos atmosphériques. Le phénomène d'oscillation, prouvé dans le cas du déficit des neutrinos solaires (SNO, KamLAND), apparaît comme une interprétation possible de l'anomalie atmosphérique mais implique que les neutrinos soient massifs. Dans le cadre de cette hypothèse, un état propre de l'interaction faible ν_l ($l=e,\mu,\tau$) correspond à une superposition des états propres de masses ν_1, ν_2 et ν_3 de masses m_1, m_2, m_3 tel que :

$$\nu_{lL} = \sum_{i=1,2,3} U_{li} \nu_{iL}$$

où U désigne une matrice de mélange similaire à la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa dans le secteur des quarks. Il s'agit de la matrice MNSP pour Maki-Nakagawa-Sakata-Pontecorvo. La génération de la masse des neutrinos nécessite l'introduction de termes de masse de Dirac, de Majorana ou des deux. Le terme de masse de Dirac implique l'existence de neutrinos d'hélicité droite dans le Modèle Standard. Si le neutrino est de Majorana, neutrino et anti-neutrino sont une seule et même particule et le terme de masse de Majorana implique une violation du nombre leptonique de deux unités. L'observation de la double désintégration β sans émission de neutrinos en serait une manifestation.

La différence d'échelle de masse des neutrinos comparée à celle des quarks et des leptons chargés trouverait une explication dans les théories de Grande Unification qui postulent des neutrinos de Majorana de masse très élevée ($M_{GUT} = 10^{17}$ GeV). Un des mécanismes fournissant une solution élégante au problème des si petites masses des neutrinos est celui dit de

¹masse inférieure à la moitié de la masse du Z^0

“la balance” ou mécanisme de seesaw qui aboutit à une masse de ν_L de Dirac inversement proportionnelle à celle des ν_R de Majorana :

$$m_\nu^D \sim m_L^2/M_{GUT}$$

où m_L est la masse des quarks ou leptons chargés. Les faibles masses des neutrinos ne seraient finalement qu’une manifestation de la Grande Unification. La physique expérimentale des neutrinos, par l’étude du schéma de masse et des angles de mélange, ouvre ainsi indirectement une fenêtre sur la physique des très hautes énergies et des théories de Grande Unification. C’est pourquoi le domaine suscite un vif intérêt de la part de la communauté scientifique.

Les premiers chapitres de cette thèse sont consacrés à une revue expérimentale de la recherche d’oscillation des neutrinos. Ils permettent de comprendre comment l’hypothèse du phénomène d’oscillation des neutrinos s’est, au fil du temps et des observations, imposée aux physiciens. La question du déficit des neutrinos solaires est aujourd’hui pratiquement résolue mais pour les neutrinos atmosphériques, bien que l’anomalie observée soit consistante avec une oscillation des neutrinos, aucune preuve définitive n’a encore été donnée. Plusieurs expériences auprès d’accélérateurs sont actuellement mises en place pour démontrer que le phénomène d’oscillation est à l’origine de l’anomalie observée et pour identifier quelle oscillation intervient : l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ étant exclue par la mesure du flux de ν_e en accord avec les prédictions et par les mesures d’expériences sur réacteurs (CHOOZ), la recherche est restreinte aux oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et/ou $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ où ν_s désigne un neutrino stérile (n’interagissant pas avec la matière).

L’expérience OPERA, dont cette thèse fait l’objet, est l’une de ces expériences. Elle s’inscrit dans le cadre du projet CNGS (Cern Neutrino to Gran Sasso) qui a pour but de préciser les paramètres d’oscillation dans le domaine des neutrinos atmosphériques : étude de la transition $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et recherche de l’angle de mélange $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Pour démontrer l’apparition de neutrinos ν_τ à 732 km du CERN, un détecteur hybride est en cours d’installation dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso. La cible faite de briques de 8 kg, composées de feuilles de plomb et d’émulsions photographiques, permettra l’observation directe de la désintégration du lepton τ issu des interactions ν_τ Courant Chargé (CC). Le travail de thèse est centré sur le développement des algorithmes destinés à l’identification et la localisation des interactions neutrino dans la cible d’OPERA (chapitre 5). Ils aboutissent à la formation d’une carte tridimensionnelle de probabilités de briques offrant la possibilité d’élaborer différentes stratégies d’extraction de briques (chapitre 6). Dans la continuité de ce travail, l’étude de faisabilité d’un test sur faisceau (chapitre 7) sera présentée. Le manuscrit se termine sur les perspectives de la physique du neutrino (chapitre 8).

Chapitre 1

Neutrinos solaires

I [J.N. Bahcall] want to tell you an illustrative story about neutrino research ... One of the miners came over to our bench, said : "Hello, Dr. Davis. How is it going ? You don't look too happy." And, Ray replied : "Well, I don't know ...I am capturing in my tank many fewer of those neutrinos than this young man says I should be capturing." The miner [...] finally said : "Never mind, Dr. Davis, it has been a very cloudy summer here in South Dakota. "

La nouvelle particule, initialement appelée neutron par Pauli, sera baptisée neutrino par Enrico Fermi au moment de la découverte du véritable neutron par James Chadwick. Enrico Fermi fournira dès 1933 une théorie expliquant la désintégration β en incluant cette nouvelle particule. Ce n'est que 25 ans plus tard, en 1956 que Clyde Cowan et Frederic Reines vont observer le neutrino pour la première fois.

Dès lors, le neutrino va faire l'objet d'une recherche opiniâtre qui va être alimentée par des observations expérimentales inattendues. Le premier résultat vient de l'expérience HOMESTAKE avec l'observation d'un flux de neutrinos solaires de l'ordre du tiers de celui prédit par le modèle standard solaire (J.Bahcall). Ce déficit sera confirmé par la suite avec les expériences Kamiokande (puis Super-Kamiokande), GALLEX et SAGE qui trouveront un déficit de l'ordre de 50%. L'hypothèse de l'oscillation des neutrinos est alors avancée pour résoudre ce qui est devenu "l'énigme des neutrinos solaires", les neutrinos issus de la transformation de saveur des ν_e n'étant pas détectés par ces expériences (en dessous du seuil de détection par interaction courant chargé). Ce phénomène d'oscillation, postulé par Pontecorvo en 1958, permet aux neutrinos de changer de saveur au cours de leur propagation à condition que la masse des neutrinos soit non nulle. Les neutrinos solaires se transformeraient ainsi au cours du long voyage jusqu'à la Terre.

Jusqu'à une date récente, la possibilité d'avoir des neutrinos massifs fournissait une explication à la présence de matière noire dans l'Univers. Les dernières mesures à grande échelle de la structure de l'Univers (SDSS, [25]), de l'anisotropie du rayonnement cosmique (satellite WMAP) ainsi que celles de la vitesse d'éloignement des supernovae lointaines indiquent aujourd'hui que cette matière noire correspond à 30% de la masse de l'Univers et que les neutrinos y contribuent très faiblement [23].

L'anomalie des neutrinos atmosphériques et le déficit de neutrinos observé par l'expérience sur faisceau LSND et qui seront détaillés dans les chapitres suivants, viennent conforter l'hypothèse de l'oscillation.

Si le phénomène d'oscillation est de nos jours admis par l'ensemble de la communauté scientifique, cela n'a pas été sans difficulté. Les observations de HOMESTAKE marquent le point de départ d'un long parcours mais qui touche enfin à sa fin pour les neutrinos solaires

avec les résultats de SNO, confirmés aujourd’hui par KamLAND. Ce chapitre se propose de retracer ces 30 années de recherche : des premiers résultats de HOMESTAKE jusqu’à la confirmation de l’oscillation des neutrinos solaires par SNO.

1.1 L’énigme des neutrinos solaires

1.1.1 Le cycle du Soleil

Les premiers calculs de flux de neutrinos solaires sont présentés en 1960 par J.N. Bahcall qui s’appuyait sur les hypothèses suivantes : le Soleil est en équilibre hydrostatique et thermique, l’énergie est produite par des réactions de fusion et le transport d’énergie à l’intérieur du Soleil se fait par radiation. Il propose alors un modèle “évolutif”, reflétant l’évolution d’une étoile au fil du temps. Le principe consiste à :

- choisir des valeurs initiales des paramètres de la modélisation ;
- laisser évoluer la modélisation jusqu’au temps présent ;
- comparer des valeurs de paramètres connus expérimentalement (luminosité du Soleil, la température, ...) avec celles calculées ;
- ajuster les valeurs des paramètres initiaux en fonction des résultats.

Le modèle solaire de Bahcall (BP), actualisé au fil des années, constitue le modèle standard solaire (SSM).

Deux cycles de réactions nucléaires sont distingués [4] :

- le premier cycle, appelé cycle pp, contribue pour 98.5% à la luminosité du Soleil et est illustré sur la figure 1.1. La température très élevée du Soleil permet de déclencher la combustion de l’hélium par la réaction primaire $p + p \rightarrow e^+ + \nu_e + d$ qui produit les neutrinos dits primordiaux ν_{pp} . Il s’agit du flux de neutrinos le plus important. D’autres neutrinos d’énergie différente sont produits, en particulier les neutrinos issus du béryllium ν_{Be} qui donnent une raie monoénergétique vers 0.834 MeV et les neutrinos issus du bore ν_B qui ont un spectre en énergie plus élevé.
- le deuxième cycle appelé CNO débute par les réactions $p + {}^{15}N \rightarrow {}^{12}C + {}^4He$ et $p + p \rightarrow \gamma + {}^{16}O$. La contribution de ce cycle dans le flux de neutrinos est négligeable comparativement à celle du cycle pp.

Les flux de neutrinos dépendent fortement de la température du Soleil, en particulier le flux de ν_{Be} et de ν_B qui varient respectivement en $\propto T^{11}$ et $\propto T^{25}$ ([6]). Une faible erreur sur l’estimation de la température du Soleil peut ainsi avoir des conséquences importantes sur les flux. Par ailleurs, la section efficace de production du 8B par capture d’un proton $p + {}^7Be \rightarrow {}^8B + \gamma$ est assez mal connue du fait de la forte répulsion coulombienne entre le proton et le 7Be . Tout cela conduit à des incertitudes importantes ([7]) :

$$\left(\frac{\Delta\phi}{\phi}\right)_{\nu_{Be}} \sim 10\% \quad \left(\frac{\Delta\phi}{\phi}\right)_{\nu_B} \sim 20\%$$

En revanche, le flux de ν_{pp} est estimé à partir de la luminosité du Soleil qui est bien mesurée, l’incertitude est beaucoup plus faible :

$$\left(\frac{\Delta\phi}{\phi}\right)_{\nu_{pp}} \sim 1\%$$

Le déficit des neutrinos solaires a légitimement entraîné la remise en cause du modèle solaire de Bahcall (BP) et d’autres modèles (19 au total) ont été développés. Le flux de ν_B et

ν_{Be} prédits par ces modèles sont en accord avec ceux du BP98 à 3σ [5] et par conséquent, aucun d'entre eux ne conduit à un meilleur accord avec les observations du déficit de neutrinos solaires. Des mesures d'héliosismologie ont permis par la suite de valider le modèle de Bahcall et ainsi, à partir de 1998, il apparaît évident que le déficit des neutrinos solaires ne peut s'expliquer par une physique du Soleil différente.

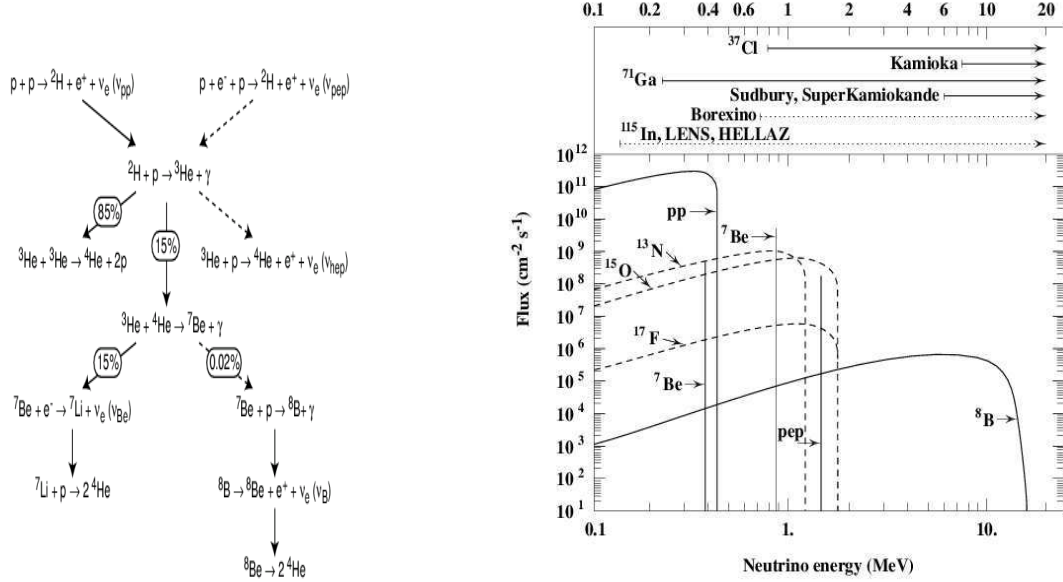
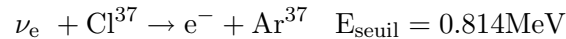


FIG. 1.1 – A gauche, réactions nucléaires dans le Soleil. A droite, spectre en énergie des neutrinos solaires. Les seuils de sensibilités des différentes expériences sont indiqués au dessus.

1.1.2 Premières observations d'un déficit

HOMESTAKE La première expérience consacrée aux neutrinos solaires est une expérience radiochimique. L'expérience HOMESTAKE du chimiste Ray Davis a débuté en 1968 ([8], [9]). Le détecteur, composé de 390 m^3 de C_2Cl_4 , est installé dans l'ancienne mine d'or de Homestake dans le Sud du Dakota. Le principe est simple : le Cl^{37} , isotope stable contenu dans le chlore naturel (24%), est transformé par les neutrinos solaires en Ar^{37} isotope radioactif selon la réaction :



Le seuil en énergie de cette réaction indique que HOMESTAKE est sensible à toute la région des neutrinos solaires exceptée celle du cycle pp. Les atomes d' Ar^{37} produits sont ensuite extraits grâce à un balayage de la solution de C_2Cl_4 par de l'Hélium. L' Ar^{37} se désintègre avec une demi-vie de 35 jours par capture électronique $e^- + \text{Ar}^{37} \rightarrow \nu_e + \text{Cl}^{37}$ et les signaux de désintégration (émission d'électron Auger) sont détectés avec un compteur proportionnel. Selon les prévisions de Davis et Bahcall, les neutrinos solaires devaient produire trois atomes d' Ar^{37} par jour. Les résultats de plus de 20 ans de données (de 1970 à 1993) donnent [10] :

$$\begin{aligned}
R(^{37}\text{Cl}) &= 2.56 \pm 0.16 \pm 0.16 \text{ SNU} \\
R_{\text{SSM}} &= 7.6_{-1.1}^{+1.3} \text{ SNU} \\
R_{\text{Données/SSM}} &= 0.33 \pm 0.03
\end{aligned}$$

1 SNU correspondant à 10^{-36} interaction par atome et par seconde.

Le déficit en neutrinos était visible dès les premières mesures et, face à ce résultat surprenant, R. Davis entreprend de nombreux tests sur le fonctionnement de l'expérience notamment sur l'efficacité d'extraction de l'Ar afin d'éliminer toute erreur expérimentale. Ce sont les résultats de HOMESTAKE qui marquent le point de départ de la recherche d'oscillation des neutrinos.

Kamiokande Pendant que Davis poursuit ses mesures, une nouvelle expérience appelée Kamiokande entre en fonctionnement (1983). A l'origine, l'expérience est consacrée à l'étude de la désintégration du proton mais, tout en poursuivant cette étude, elle va apporter une contribution essentielle à l'étude des neutrinos solaires à partir de 1986, des neutrinos de supernovae (détection des neutrinos de la SN1987A) et également des neutrinos atmosphériques. La détection des neutrinos est basée sur le rayonnement Tcherenkov dans l'eau et permet des mesures en temps réel ainsi que l'étude du spectre en énergie. Les neutrinos interagissent par diffusion élastique (ES) ; la section efficace des ν_e est environ 6 fois plus importante que celle des ν_μ et ν_τ du fait de la contribution de la réaction courant chargé possible seulement pour les ν_e :

$$\begin{aligned}
\nu_e + e^- &\rightarrow \nu_e + e^- \quad (E_{\text{détection}} \sim 7\text{MeV}) \\
\phi_{\text{ES}} &= 0.86\phi_{\nu_e} + 0.14(\phi_{\nu_\mu} + \phi_{\nu_\tau})
\end{aligned}$$

La réaction ES a l'avantage d'offrir une détection en temps réel ainsi que de permettre la reconstruction de la direction du neutrino incident à partir de celle de l'électron diffusé, informations inaccessibles pour les expériences radiochimiques telles que HOMESTAKE.

Le détecteur (figure 1.2), installé dans la mine de Kamioka au Japon à 2670 m sous terre, était un réservoir de 3 kt d'eau ultra-pure. De nombreux photomultiplicateurs, disposés tout autour de la cuve, permettaient de collecter la lumière émise suite à l'interaction des ν par diffusion élastique avec les électrons de l'eau. Le seuil de détection, supérieur à ~ 7 MeV pour des questions de bruit de fond, limite la sensibilité de Kamiokande aux ν_B .

Dès 1986, l'expérience est en mesure de confirmer un déficit de neutrinos solaires. Les résultats sont d'autant plus importants qu'il s'agit de la première mise en évidence de l'existence des neutrinos solaires : l'étude du flux en fonction de l'angle θ_{sun} définie entre la direction du Soleil et la direction du neutrino reconstruite montre un pic important pour $\cos \theta_{\text{sun}}=1$ (figure 1.3).

$$\text{Kamiokande : } R_{\text{Données/SSM}} = 0.54 \pm 0.07$$

Dans les années 1990, un nouveau détecteur beaucoup plus important de 50kt d'eau (22.5 kt de masse fiducielle) appelé Super-Kamiokande est construit. Le principe de détection est donc le même que pour Kamiokande mais avec un seuil de détection de 5 MeV aujourd'hui permettant des premières études de la dépendance en énergie du déficit (prédite par la solution SMA dans le cadre d'une oscillation avec effet de matière dans le Soleil²). Le projet entre en

²l'effet MSW est décrit dans la suite

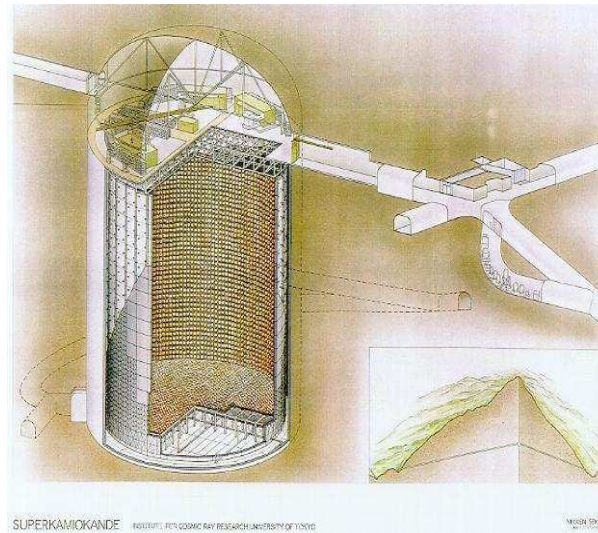


FIG. 1.2 – Schéma du détecteur Super-Kamiokande : cylindre de $41.4m$ de haut et $39.3m$ de diamètre contenant $50kt$ d'eau (avec une masse effective de $22.5kt$). La lumière Tcherenkov provenant de l'électron diffusé lors de l'interaction d'un neutrino est détectée à l'aide 11200 PM.

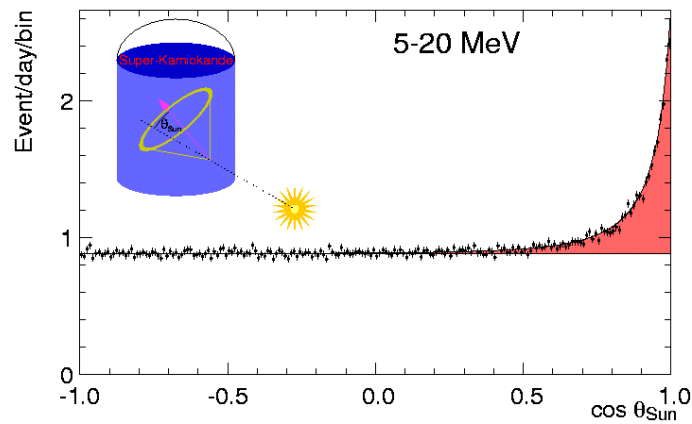


FIG. 1.3 – Distribution angulaire des événements candidats neutrinos solaires dans Super-Kamiokande. L'angle θ_{sun} est l'angle entre la direction du neutrino reconstruite et la direction du Soleil.

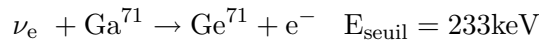
fonctionnement en 1996 et les derniers résultats obtenus sont [15] :

$$\begin{aligned}\phi_{\nu_e} &= (2.35 \pm 0.02(\text{stat}) \pm 0.08(\text{syst})) \times 10^6 \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \\ \phi_{\text{SSM}} &= (5.05_{-0.81}^{+1.01}) \times 10^6 \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \\ R_{\text{Données/SSM}} &= 0.465 \pm 0.005(\text{stat})_{-0.016}^{+0.015}(\text{syst})\end{aligned}$$

Au début des années 90, les physiciens sont donc confrontés aux résultats de Homestake et Kamiokande. Aucune des deux expériences n'est sensible aux ν_{pp} dont le flux est bien connu contrairement à celui de ν_B et ν_{Be} . Si déficit il y a, le flux le plus important de neutrinos solaires devrait être affecté lui aussi. C'est pour confirmer le déficit de neutrinos observé par HOMESTAKE et KAMIOKANDE que les expériences GALLEX et SAGE vont être réalisées.

1.1.3 Confirmation

Le seuil élevé de détection de la réaction sur le chlore empêchait HOMESTAKE de détecter les ν_{pp} . La possibilité d'utiliser du gallium pour la détection de neutrinos sera envisagée dès 1960 (V. Kuzmin) mais la technique nécessaire ne sera mise au point que 30 ans plus tard avec les expériences GALLEX et SAGE. Les neutrinos interagissent avec le Ga^{71} pour donner un isotope de germanium Ge^{71} :



L'expérience GALLEX entre en fonctionnement vers 1990 tandis qu'un projet concurrent SAGE, développé par les Soviétiques et les Américains, est également mis en place dans le nord du Caucase.

Le détecteur de GALLEX est une cuve de 4 mètres de diamètre et 8 mètres de haut qui contient 30 tonnes de gallium sous la forme de GaCl_3 . Cette cuve est placée dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso sous 1400m de roche qui la protège des rayons cosmiques. Le germanium produit par les interactions neutrino crée du GeCl_4 qui est extrait de la solution de GaCl_3 par un balayage d'azote. Des compteurs proportionnels permettent de mesurer les désintégrations du Ge^{71} dont la demi-vie est de 11.4 jours.

En mars 1992, GALLEX donne ses premiers résultats et mesure un déficit de l'ordre de 50% du flux de neutrinos solaires par rapport au modèle standard. SAGE, après des résultats préliminaires en juin 1990 annonçant un déficit de 2/3, présentera des résultats similaires en août 1992. A partir de 1997, GALLEX (GALLium EXperiment) devient GNO pour Gallium Neutrino Observatory. Les résultats de GALLEX-GNO (figure 1.4) et SAGE sont les suivants ([11, 12]) :

$$\begin{aligned}\text{GALLEX} &: 77.5 \pm 6.2(\text{stat}) \pm 4.5(\text{syst.}) \text{ SNU} \\ \text{GNO} &: 65.2 \pm 6.4(\text{stat}) \pm 3.0(\text{syst.}) \text{ SNU} \\ \text{GNO} - \text{GALLEX} &: 70.8 \pm 4.5(\text{stat}) \pm 3.8(\text{syst.}) \text{ SNU} \\ \text{SAGE} &: 70.8_{-6.1}^{+6.5} \text{ SNU} \\ \text{SSM} &: 130_{-7}^{+9} \text{ SNU} \\ R_{\text{Données/SSM}} &= 0.56 \pm 0.05\end{aligned}$$

Les deux expériences confirment ainsi le déficit des neutrinos solaires. Tout doute étant écarté, il faut maintenant réaliser des expériences permettant de déterminer l'origine de cette disparition de neutrinos.

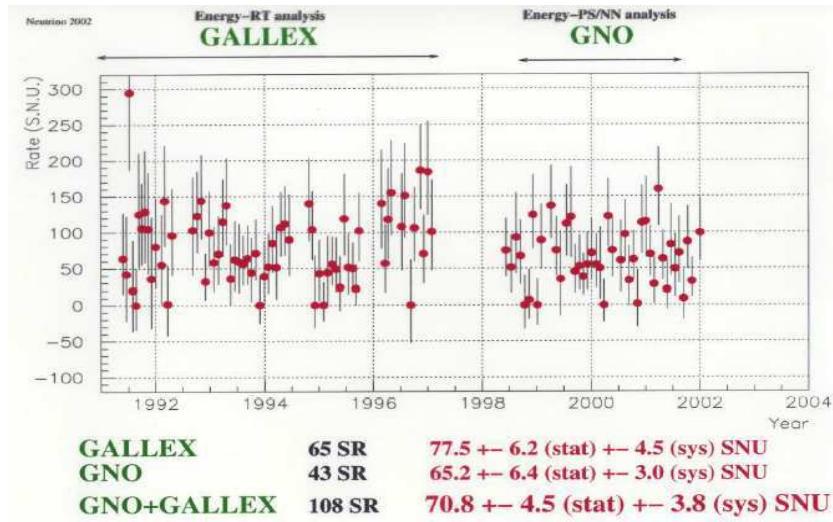


FIG. 1.4 – Résultats de GALLEX et GNO. Les résultats de SAGE (1990-2001) conduisent à $70.8^{+6.5}_{-6.1}$ SNU. Le taux prédit par le modèle solaire standard est 130^{+9}_{-7} SNU. L'ensemble des résultats conduit à $R_{Donnees/SSM} = 0.56 \pm 0.05$.

1.2 Une solution : l'oscillation des neutrinos

Le tableau ci-dessous résume les sensibilités spectrales des différentes expériences :

GALLEX/SAGE	$E_{\text{detection}} \sim 0.235 \text{ MeV}$	$\nu_{pp}, \nu_{Be}, \nu_B$
HOMESTAKE	$E_{\text{detection}} \sim 0.817 \text{ MeV}$	ν_{Be}, ν_B
SUPER-KAMIOKANDE	$E_{\text{detection}} \sim 5 \text{ MeV}$	ν_B

En posant :

$$\begin{aligned} x_{pp} &= \text{facteur de suppression de } \nu_{pp} \\ x_{Be} &= \text{facteur de suppression de } \nu_{Be} \\ x_B &= \text{facteur de suppression de } \nu_B \end{aligned}$$

et en prenant les contributions de chaque flux prédites par le SSM, l'ensemble des résultats conduit à un système d'équations à trois inconnues :

$$\begin{aligned} \text{GALLIUM} &: 69.6x_{pp} + 34.4x_{Be} + 12.4x_B + 12.6 = 77.5 \\ \text{HOMESTAKE} &: 1.2x_{Be} + 5.9x_B + 0.6 = 2.56 \\ \text{Super - Kamiokande} &: x_B = 0.465 \end{aligned}$$

Dans l'hypothèse où le flux de ν_B est donné par Super-Kamiokande, les solutions aboutissent à :

$$x_{Be} < 0 \quad x_{pp} \sim 1 \quad x_B = 0.465$$

Par conséquent, $\phi_{Be} \sim 0$ ce qui est incompatible avec tous les modèles solaires. Le raisonnement peut être fait graphiquement avec la figure 1.5. Par ailleurs, les neutrinos du béryllium et ceux du bore dépendent tous les deux de la réaction ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$ et il est donc difficile d'expliquer deux déficits différents à partir du SSM.

Total Rates: Standard Model vs. Experiment
Bahcall–Pinsonneault 2000

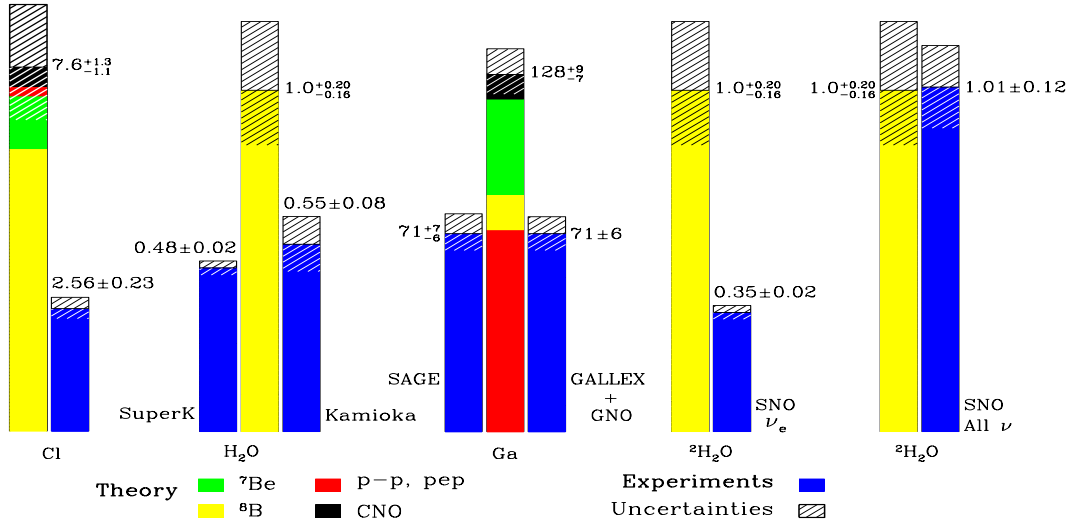


FIG. 1.5 – Comparaison des différents flux de neutrinos solaires obtenus par les expériences sur les neutrinos solaires (Cl, Ga, Kamiokande, Super-Kamiokande) par rapport aux prévisions du modèle standard de Bahcall BP00. Les taux sont donnés en SNU (10^{-36} interaction par atome cible et par seconde) pour les expériences radiochimiques; l’unité pour les expériences Tcherenkov est le taux prédit par le SSM. Les derniers résultats obtenus par SNO prouvant l’oscillation des neutrinos solaires sont également représentés : l’expérience est décrite en fin de chapitre.

La contribution du flux de ν_{Be} est minoritaire pour les expériences au Gallium (flux de ν_{pp} dominant) et inexistante pour les expériences Tcherenkov ($E_{\nu_{Be}} < E_{\text{detection}}$); HOMESTAKE est l’expérience ayant la plus forte contribution de ν_{pp} dans le flux mesuré. C’est aussi celle qui trouve le déficit le plus important. En supposant que les trois expériences sont correctes, les observations semblent indiquer une dépendance en énergie du déficit des neutrinos solaires et le phénomène d’oscillation apparaît alors comme la clef de l’énigme.

Deux mécanismes d’oscillation vont être proposés pour expliquer cette hypothétique dépendance en énergie du déficit : le premier, avancé dès 1986 par Mikheyev, Smirnov, Wolfenstein, consiste à combiner le phénomène d’oscillation avec l’effet de la matière solaire sur les neutrinos (effet MSW) tandis que le second correspond à une “simple” oscillation dans le vide entre le Soleil et la Terre (solution “JUST SO”).

1.2.1 L’oscillation dans le vide

Dans l’hypothèse de l’oscillation de neutrinos, les neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ sont une superposition des états propres de masse ν_1, ν_2, ν_3 de masses respectives m_1, m_2, m_3 . Les états de saveurs et les états propres de masse sont reliés par une matrice unitaire $MNSP$ (Maki-Nakagawa-Sakata-Pontecorvo) analogue à la matrice CKM pour les quarks :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{MNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{+i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{+i\delta_{13}} & -c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

avec $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$, $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$ et δ la phase de la violation CP.

Restriction au cas de deux saveurs Prenons le cas de deux saveurs de neutrinos pour simplifier le formalisme. Soient ν_α et ν_β 2 états de saveurs et ν_1 et ν_2 les états propres de masse. La matrice de mélange a alors la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}$$

avec θ l'angle de mélange. Les états quantiques de masse $|\nu_1\rangle$ et $|\nu_2\rangle$ obéissent à l'équation d'évolution :

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = H_0 \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

avec $E = \sqrt{p^2 + m^2}$ les valeurs propres de l'hamiltonien de masse H_0 .

Supposons qu'à l'instant $t=0$, le faisceau ne contient que des neutrinos ν_α alors à l'instant t , nous aurons :

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = (\cos \theta e^{-iE_1 t} |\nu_1\rangle + \sin \theta e^{-iE_2 t} |\nu_2\rangle)$$

La probabilité à l'instant $t \neq 0$ d'avoir un neutrino dans l'état $|\nu_\beta\rangle$ est :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2$$

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{1.267 \Delta m^2 (eV^2) L (km)}{E (GeV)} \right) \quad \text{avec } E \simeq p + \frac{m^2}{2p} \text{ pour } p \gg m$$

$$\text{et } \Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$$

ce qui traduit une oscillation d'amplitude égale à $\sin^2(2\theta)$ et de longueur d'oscillation

$$\lambda_{km} = 2.48 \frac{E (GeV)}{\Delta m^2 (eV^2)}$$

Le déficit des ν_{Be} peut s'expliquer si la distance Soleil-Terre correspond au premier minimum c'est à dire $P_{\nu_{Be} \rightarrow \nu_{Be}} \sim 0$. Compte tenu de l'énergie $E_{\nu_{Be}} = 0.837 MeV$ et de la distance $L \sim 10^{11} m$, cette solution aboutit à $\Delta m^2 \rightarrow 10^{-11} eV^2$. D'autres valeurs de Δm^2 plus élevées sont possibles dans la mesure où la distance Soleil-Terre permet d'atteindre un minimum de $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$. Néanmoins, un Δm^2 trop grand (oscillation rapide) impliquerait un facteur de suppression de 1/2 indépendant de l'énergie ce qui serait contraire au résultat de HOMESTAKE (facteur de suppression plus important pour les ν_{Be}).

1.2.2 L'oscillation dans la matière

Dans le vide, tous les neutrinos ont le même comportement. Ce n'est plus le cas dans la matière à cause de la densité en électrons. Ainsi, à l'interaction par échange du boson Z commune aux trois neutrinos vient s'ajouter l'interaction par échange du boson W pour les ν_e . Les termes de potentiel intervenant ont la forme suivante (en eV) :

– interaction par échange d'un boson Z (ν_μ, ν_τ, ν_e) :

$$\begin{aligned} V_\alpha^Z(p) &= \frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_p (1 - 4 \sin^2 \theta_W) \\ V_\alpha^Z(n) &= \frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_n \end{aligned}$$

– interaction par échange d'un boson W uniquement pour ν_e :

$$V^W = \sqrt{2} G_F N_e = 7.63 \cdot 10^{-14} \frac{Z}{A} \rho$$

avec G_F = constante de Fermi, $N_{p/n}(N_e)$ = densité de nucléon (électron), θ_W = angle de Weinberg.

Dans le cas d'une oscillation à deux saveurs $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$, deux termes de potentiel apparaissent :

$$\begin{aligned} V_\alpha^Z - V_\beta^Z &= 0 \text{ avec } \alpha, \beta = \mu, \tau, e \\ V_\alpha^W - V_\beta^W &= V^W \text{ si } \alpha = e \text{ et } \beta = \mu, \tau \end{aligned}$$

Le formalisme est le même que dans le vide à condition de considérer des états propres de masse $|\nu_i^M\rangle$ et un angle de mélange θ_M dans la matière défini par :

$$\sin^2(2\theta_M) = \frac{\sin^2(2\theta_v)}{\sin^2(2\theta_v) + \left(\frac{A}{\Delta m^2} - \cos 2\theta_v\right)^2}$$

avec :

- Δm^2 et θ_v les paramètres dans le vide.
- $A = 2EV^W$

Compte tenu de la dépendance de V^W avec la densité de matière, une résonance se produit lorsque :

$$\rho_{res} = \frac{\Delta m^2 \cos(2\theta_v)}{1.526 \times 10^{-13} \frac{Z}{A} E}$$

Revenons aux ν_e produits au cœur du Soleil et considérons l'oscillation $\nu_e \nu_\mu$:

$$\begin{aligned} \nu_e &= \cos \theta_M \nu_1 + \sin \theta_M \nu_2 \\ \nu_\mu &= -\sin \theta_M \nu_1 + \cos \theta_M \nu_2 \end{aligned}$$

- pour $\rho \gg \rho_{res}$, $\theta_M \rightarrow \pi/2$ et les ν_e deviennent de pur état de masse ν_2 . C'est le cas au moment de leur production au cœur du Soleil où la densité de matière est très élevée ($\rho \sim 100g/cm^3$);

- en supposant que la variation de densité du Soleil du cœur vers la surface se fasse suffisamment lentement par rapport à la longueur d'oscillation, les neutrinos traversant une région $\rho \sim \rho_{res}$ restent dans leur état ν_2 ;
- lorsque $\rho \ll \rho_{res}$, ce qui est le cas à la surface du Soleil, les ν_2 deviennent alors un mélange de ν_e et ν_μ . La proportion de chacune des saveurs dépend de la valeur de l'angle de mélange dans le vide ;
- les ν_μ et ν_e s'échappant du Soleil peuvent ensuite osciller sur les quelque 10^{11} km de vide qui les séparent de la Terre (donc avec les paramètres d'oscillation dans le vide).

1.2.3 Manifestations dans le cas des solaires

Les résultats combinés de GALLEX, SAGE, HOMESTAKE et Super-Kamiokande dans l'hypothèse de l'effet MSW permettent de délimiter des régions sur les paramètres d'oscillation illustrées sur la figure 1.6 ([13]).

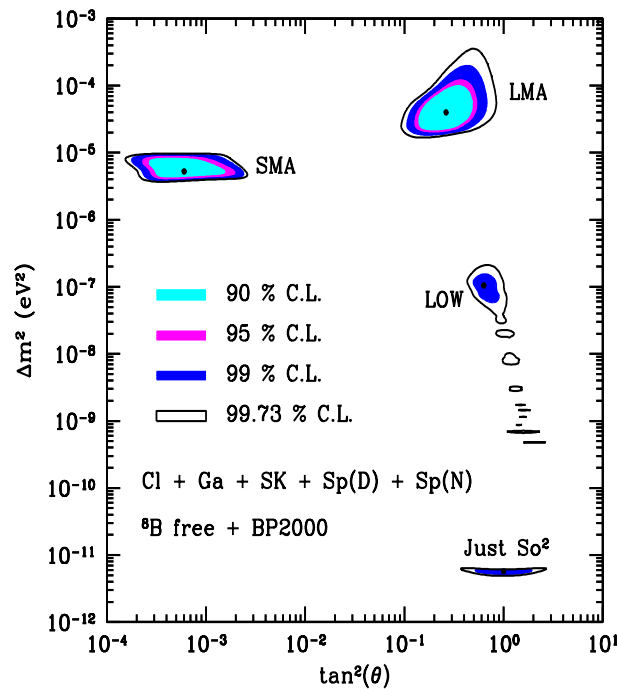


FIG. 1.6 – Contours sur les paramètres d'oscillation obtenus avec les résultats des expériences radiochimiques(Cl,Ga) et le spectre en énergie (jour+nuite) de Super-Kamiokande (aucune contrainte sur le flux de 8B).

Les régions LMA (Large Mixing Angle), SMA(Small Mixing Angle) et LOW(Low Mixing Angle) sont obtenues avec l'hypothèse de l'oscillation par effet MSW. La figure 1.7 montre la probabilité de survie du ν_e en fonction de son énergie pour ces trois régions :

- Dans le cas de la solution SMA, pour les faibles énergies typiquement celle des ν_{pp} , $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$ est proche de 1 donc le flux des ν_{pp} est inchangé. Elle décroît ensuite rapidement et atteint son minimum pour des énergies entre 0.6-2MeV, région dans laquelle se situent les ν_{Be} ($E=0.837$ MeV) : par conséquent, la plupart des ν_{Be} sont supprimés. Pour des énergies supérieures correspondant aux ν_B , la fonction croît progressivement, ce qui a pour conséquence une distorsion dans le spectre des ν_B . La solution SMA serait

caractérisée par l'observation d'une dépendance en énergie dans le flux de ν_B .

- La LMA serait caractérisée par l'observation d'un effet jour-nuit dans le flux de neutrinos dû à la régénération des ν_e dans la Terre, ceux-ci doivent la traverser pour atteindre le détecteur donc pendant la nuit (étude possible par Super-Kamiokande).
- la solution LOW serait caractérisée à la fois par un effet jour-nuit et par une distorsion des flux à basse énergie.

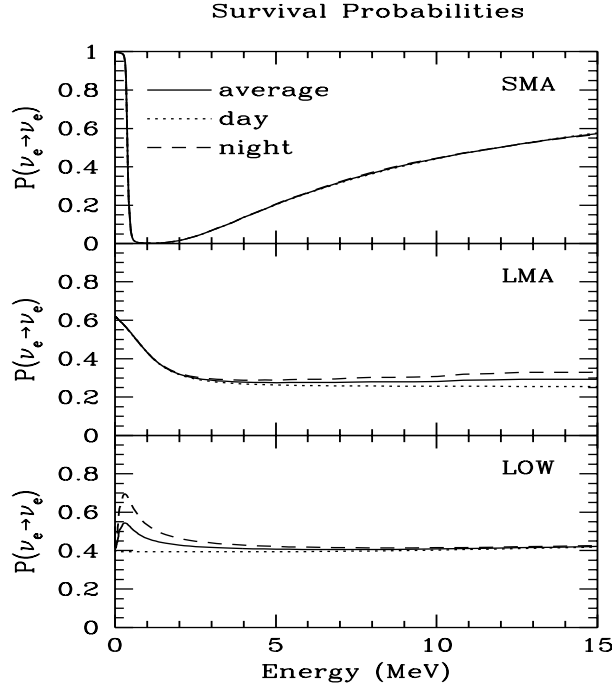


FIG. 1.7 – Probabilité de survie des ν_e pour les solutions SMA, LMA et Low. La ligne continue correspond à la probabilité de survie moyenne incluant la régénération des neutrinos ν_e dans la Terre; la ligne en tiret correspond au jour (pas de régénération) et la ligne en pointillés correspond à la nuit (avec régénération).

Une quatrième région (“JUST SO”) correspond à l’oscillation dans le vide entre le Soleil et la Terre. Elle serait caractérisée par une distorsion globale des spectres avec des variations saisonnières. En effet, la distance Terre-Soleil variant de 3.3%, du fait de la trajectoire elliptique, la probabilité de survie des ν_e devrait varier en fonction des saisons. Néanmoins, des variations saisonnières du flux de neutrinos de l’ordre de 6.6% sont attendues suite à la variation du flux avec la distance, donc indépendamment du phénomène d’oscillation.

Les derniers résultats de Super-Kamiokande [15] Les données de Super-Kamiokande permettent de mesurer la dépendance en temps du flux de ϕ_{ES} . Les résultats sont montrés sur la figure 1.8 et correspondent aux données prises depuis le début de Super-Kamiokande jusqu’en 2002 (1496 jours de prise de données). Les variations du flux observées sont consistantes avec la modulation attendue compte tenu de l’excentricité de l’orbite de la Terre.

La figure 1.9 montre les résultats de l’analyse du spectre en énergie en fonction de l’angle zénithal ($\nu_B + \nu_{hep}$). L’effet jour-nuit est quantifié par le calcul de l’asymétrie entre le taux mesuré pendant le jour et celui mesuré pendant la nuit : aucun effet n’a été mis en évidence :

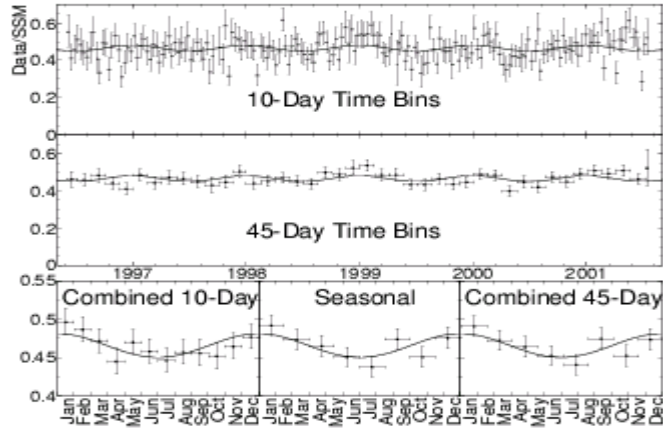


FIG. 1.8 – Variation en temps du flux ϕ_{ES} normalisé par le flux prédit par le SSM ($\phi_{SSM} = 5.05^{+1.01}_{-0.81} \times 10^6 \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$). Les courbes correspondent à la modulation du flux attendue engendrée par l'excentricité de l'orbite terrestre.

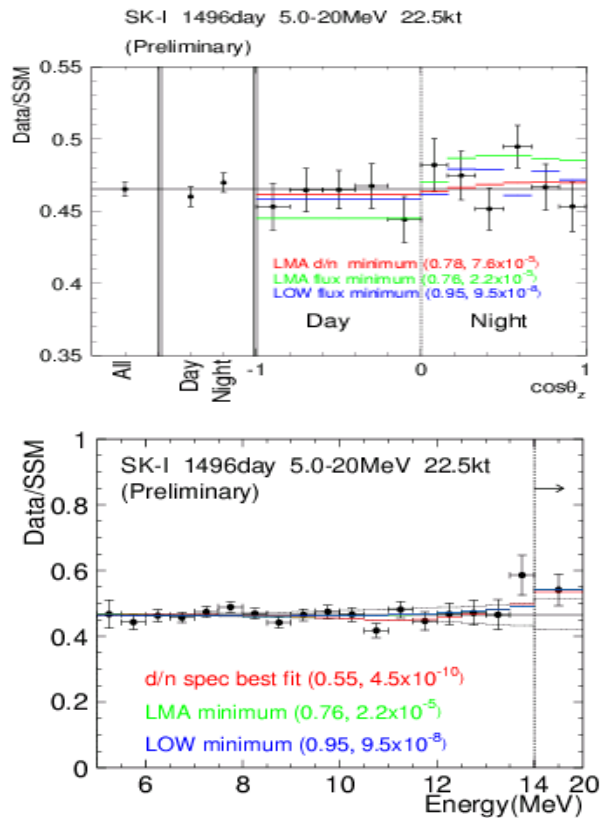


FIG. 1.9 – En haut, dépendance du flux de neutrino en fonction de l'angle zénithal (erreurs statistiques). En bas, spectre en énergie des neutrinos solaires normalisés par le spectre en énergie prédit. Les flux obtenus avec trois jeux de paramètres d'oscillation sont représentés.

$$A_{DN} = \frac{\phi_{\text{jour}} - \phi_{\text{nuit}}}{0.5(\phi_{\text{jour}} + \phi_{\text{nuit}})}$$

$$A_{DN} = -0.021 \pm 0.020(\text{stat})_{-0.012}^{+0.013}(\text{syst})$$

Le spectre en énergie normalisé par le SSM ne montre aucune dépendance en énergie, ce qui défavorise la solution SMA.

Par conséquent, excepté un déficit de 46% du flux ϕ_{ES} par rapport au SSM, Super-Kamiokande n'a mis en évidence aucune des trois observations permettant de conclure à une oscillation : aucune variation saisonnière, aucun effet jour-nuit ni aucune dépendance en énergie du flux ν_B ne sont visibles dans les données. Les solutions SMA et Just So sont défavorisées à 95% du fait de la "non-distorsion" du spectre de ν_B . Une partie de la région LMA est également exclue (Δm^2 grand) par absence d'effet jour-nuit.

1.3 La preuve : l'expérience SNO

Le projet canadien SNO pour Sudbury National Observatory débute en 1990. Il a fallu près de 10 ans avant que le détecteur entre en fonctionnement et donne ses premiers résultats. Le principe de détection est basé sur le rayonnement Tcherenkov dans l'eau comme pour le détecteur Kamiokande mais utilisant de l'eau lourde D_2O .

Le détecteur (figure 1.10) est une sphère de 12 m de diamètre contenant 1000 t d'eau lourde entourée par une seconde sphère contenant 1700 t d'eau "normale". L'ensemble est immergé dans 5300 t d'eau. La lumière Tcherenkov produite par les interactions de neutrino avec l'eau lourde est collectée par environ 9600 photomultiplicateurs disposés sur une structure géodésique autour du réservoir d'eau lourde. L'eau entourant le détecteur constitue un veto contre la radioactivité de la roche : seuls les événements donnant de la lumière au centre du détecteur ($R \leq 550\text{cm}$) sont considérés. Par ailleurs, l'expérience bénéficie d'un veto naturel contre les rayons cosmiques grâce aux quelque 2000 m de roche le surplombant ($\sim 70\mu/\text{jour}$).

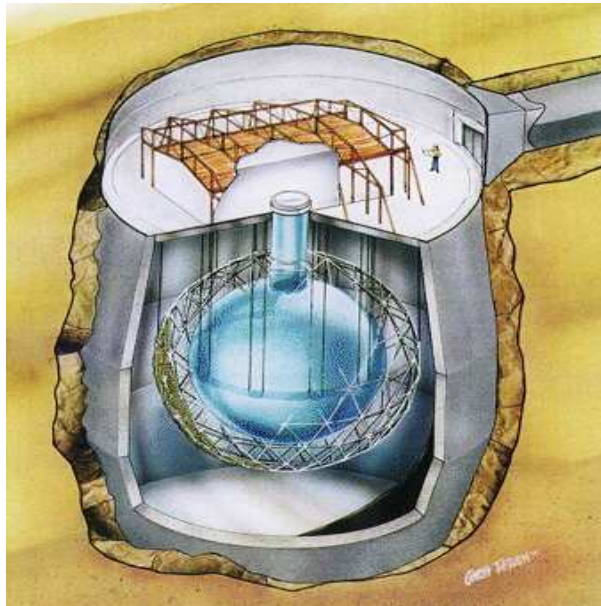


FIG. 1.10 – Schéma du détecteur SNO.

SNO détecte les neutrinos solaires ν_B à travers trois réactions :

- la réaction de diffusion élastique (ES), dans H_2O et dans le D_2O :

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad E_{\text{détecton}} > 5\text{MeV}$$

Comme pour (Super-)Kamiokande, le flux ES est mesuré à partir de la lumière Tche-renkov due à l'électron diffusé et $\phi_{\text{ES}} = 0.86\nu_e + 0.14(\nu_\mu + \nu_\tau)$. Les deux expériences utilisant le même principe de détection, une comparaison des flux ϕ_{ES} est possible. Le modèle standard du Soleil prévoit trois événements par jour.

- La réaction courant chargé (CC), dans D_2O , uniquement pour les ν_e :

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad E_{\text{seuil}} = 1.4\text{MeV}$$

Le SSM prévoit 27 événements par jour, la section efficace de la réaction étant beaucoup plus importante que dans le cas de la diffusion élastique. Contrairement à la réaction ES, l'électron émis n'a pas la même direction que le neutrino incident. En revanche, son énergie est très bien corrélée à l'énergie incidente. Cette réaction permet à SNO d'étudier d'éventuelles distorsions dans le spectre en énergie (signature de SMA).

- la réaction courant neutre (NC), sensible à tous les neutrinos actifs :

$$\nu_x + d \rightarrow \nu_x + p + n \quad E_{\text{seuil}} = 2.2\text{MeV}$$

Cette sensibilité permet une mesure du flux total de neutrinos ($E > 2.2\text{MeV}$) à partir de la détection du neutron. Environ 9 événements sont attendus par jour. Cette réaction est primordiale car elle permet à SNO de mesurer le flux total de neutrinos solaires indépendamment du phénomène d'oscillation et indépendamment du modèle solaire. C'est pourquoi trois techniques différentes sont prévues pour la détection du neutron donnant lieu à trois périodes de prise de données (\sim deux ans).

Pour résumer,

$$\begin{aligned} \phi_{\text{ES}} &\sim \phi\nu_e + \frac{1}{6}\phi\nu_\mu \nu_\tau && \rightarrow \text{Comparaison avec SK} \\ \phi_{\text{CC}} &= \phi\nu_e && \rightarrow \text{flux non oscillé} \\ \phi_{\text{NC}} &= \phi\nu_e + \phi\nu_\mu \nu_\tau && \rightarrow \text{flux total} \end{aligned}$$

En novembre 1999, date de "mise en marche de SNO", la détection des neutrons se fait alors par l'observation de la capture du neutron dans le deutérium (première phase) :

$$n + d \rightarrow t + \gamma \quad \text{avec } E_\gamma \sim 6.3\text{MeV}$$

à travers la mesure de E_γ . L'efficacité de détection est de 24%. L'énergie des γ est assez proche de la coupure à $E \geq 5\text{MeV}$ nécessaire pour éliminer le bruit de fond dû à la radio-activité naturelle (photodésintégration du D_2O $\gamma + d \rightarrow n + p$). Les chaînes de désintégration de l'uranium et du thorium (présents dans les matériaux), donnant lieu à des γ de haute énergie, il est nécessaire que la teneur en U et Th soit inférieure à $U < 4.5 \cdot 10^{-14}\text{g/g}_{D_2O}$ et $Th < 3 \cdot 10^{-19}\text{g/g}_{D_2O}$.

En 2001, SNO donne la première mesure du taux de CC et ES [17]. La sélection du signal se fait à partir de la direction ($\cos\theta$), de la distance (R) par rapport au centre du détecteur et de l'énergie des événements (T_e). Les spectres des réactions NC, CC et ES obtenus par simulation à partir des flux de neutrinos prédits par le SSM sont montrés sur la figure 1.11.

A partir du spectre en énergie des événements collectés et en supposant la forme du spectre pour les CC et ES (aucune distorsion du flux de ν_B), l'analyse conduit à :

$$\begin{aligned}\phi_{\text{SNO}}^{\text{CC}} &= 1.75 \pm 0.07(\text{stat.})_{-0.11}^{+0.12}(\text{syst.}) \pm 0.05(\text{theor.}) \times 10^6 \text{cm}^2 \text{s}^{-1} \\ \phi_{\text{SNO}}^{\text{ES}} &= 2.39 \pm 0.34(\text{stat.})_{-0.14}^{+0.16}(\text{syst.}) \times 10^6 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}\end{aligned}$$

Le taux de réactions ES mesuré par SNO est en accord avec celui mesuré par Super-Kamiokande à l'époque [14] :

$$\phi_{\text{SK}}^{\text{ES}} = 2.32 \pm +0.03(\text{stat.})_{-0.07}^{+0.08}(\text{syst.}) \times 10^6 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$$

La comparaison de $\phi_{\text{SNO}}^{\text{CC}}$ avec $\phi_{\text{SK}}^{\text{ES}}$ (meilleure précision) conduit à une différence de $0.57 \pm 0.17 \times 10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ qui correspond à 3.3σ (tandis que la comparaison des taux de SNO conduit à une différence de 1.6σ). La composante non-électronique est alors évaluée à :

$$\phi_{\mu\tau} = 3.69 \pm 1.13 \times 10^6 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$$

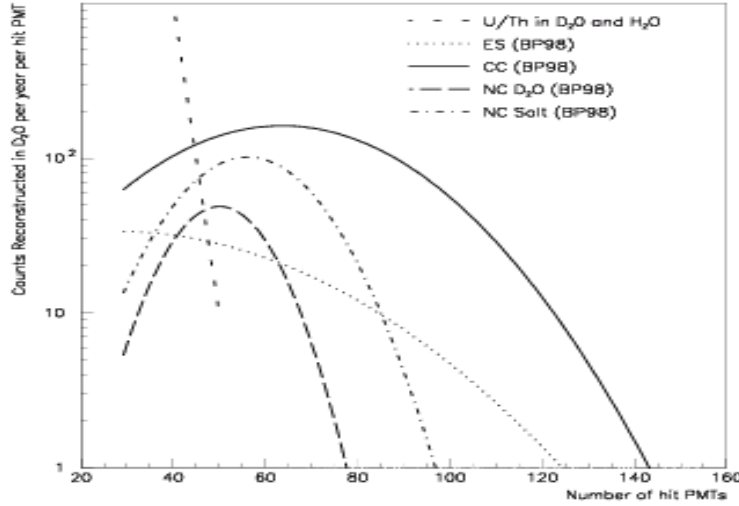


FIG. 1.11 – Simulation du spectre de neutrinos obtenu pour les trois réactions (CC,NC,ES) calculé avec le BP98. Le spectre des NC est montré pour le D_2O et pour le D_2O avec sel. Les taux attendus de U et Th dans l'eau sont également représentés. Un électron de 1 MeV donne environ 9 hits. ([16])

Phase 1 : En avril 2002, SNO est en mesure de donner non seulement les composantes électronique et non-électronique du flux de ν_B mais aussi la première mesure directe du flux total de ν_B [18]. Pour $T_e > 5. \text{MeV}$, $R \geq 550 \text{cm}$, les résultats sont les suivants ($\times 10^6 \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) :

$$\begin{aligned}\phi_{\text{CC}} &= 1.76_{-0.05}^{+0.06}(\text{stat.})_{-0.09}^{+0.09}(\text{syst}) \\ \phi_{\text{ES}} &= 2.39_{-0.23}^{+0.24}(\text{stat.}) \pm 0.12(\text{syst}) \\ \phi_{\text{NC}} &= 5.09_{-0.43}^{+0.44}(\text{stat.})_{-0.43}^{+0.46}(\text{syst}) \\ \phi_{\nu_B}^{\text{SSM}} &= 5.05_{-0.81}^{+1.01}\end{aligned}$$

Les relations précédentes reliant les 3 flux mesurés à ϕ_e et $\phi_{\mu\tau}$ conduisent à ($\times 10^6 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) :

$$\begin{aligned}\phi_e &= 1.76^{+0.06}_{-0.05}(\text{stat})^{+0.09}_{-0.09}(\text{syst}) \\ \phi_{\mu\tau} &= 3.41 \pm 0.45(\text{stat})^{+0.048}_{-0.45}(\text{syst})\end{aligned}$$

Les résultats sont illustrés sur la figure 1.12 : les ellipses représentent les contours de probabilités à 68%, 95% et 99% pour ϕ_e et $\phi_{\mu\tau}$. Le flux $\phi_{\mu\tau}$ non-nul est en faveur d'une oscillation à 5.3σ .

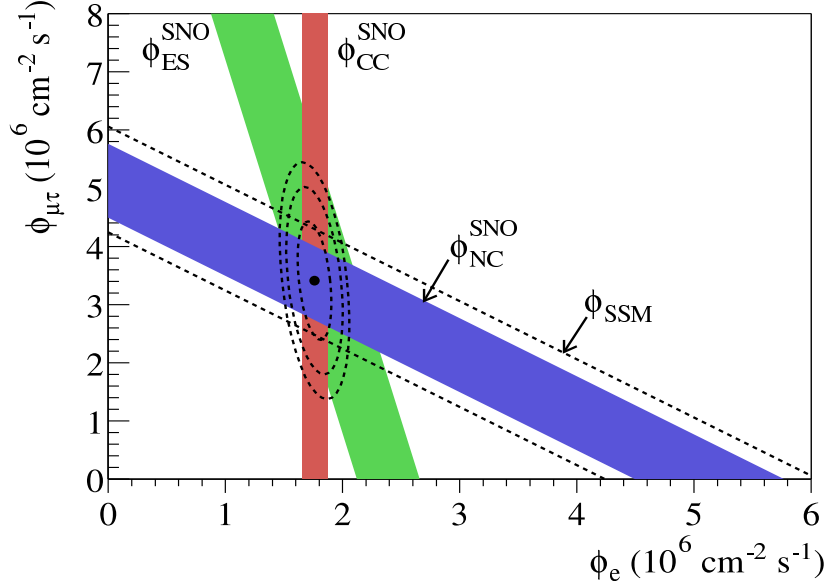


FIG. 1.12 – Composantes $\phi_{\mu\tau}$ en fonction de ϕ_e du flux de neutrinos solaires ν_B déduites des flux mesurés par les trois réactions CC,NC et ES (forme du spectre de ν_{Be} prédite par le SSM). La bande diagonale en pointillés représente le flux total de ν_{Be} prédit par le SSM englobant le flux total de ν_{Be} mesuré par SNO avec la réaction NC. Les trois ellipses en pointillés représentent les contours sur ϕ_{ν_e} et $\phi_{\nu_\mu \nu_\tau}$ à 68%,95% et 99% C.L. ([18]).

SNO a également cherché un éventuel effet jour-nuit (signature d'une partie de la région LMA) : aucune distorsion de spectre n'a été mise en évidence.

Phase II : L'année 2002 marque le début de la deuxième phase : 2 tonnes de sel ont été ajoutées dans l'eau pour améliorer l'efficacité de détection des neutrons (85%) avec la réaction :



L'addition de sel permet de mesurer le flux total de neutrinos solaires sans aucune hypothèse sur la dépendance en énergie du flux de ν_e . Ainsi, les événements NC sont séparés des événements CC et ES à partir de critères indépendants de l'énergie (isotropie de l'événement et direction par rapport au Soleil) et il suffit alors de déduire la distribution des NC (figure 1.13). La dernière étape de SNO consistera à utiliser un compteur proportionnel à tritium. L'efficacité de détection des neutrons sera de $\sim 45\%$ mais il s'agira alors d'un comptage direct des neutrons par la réaction $n + He^3 \rightarrow p + t$. L'échantillon des NC ne sera plus extrait à partir

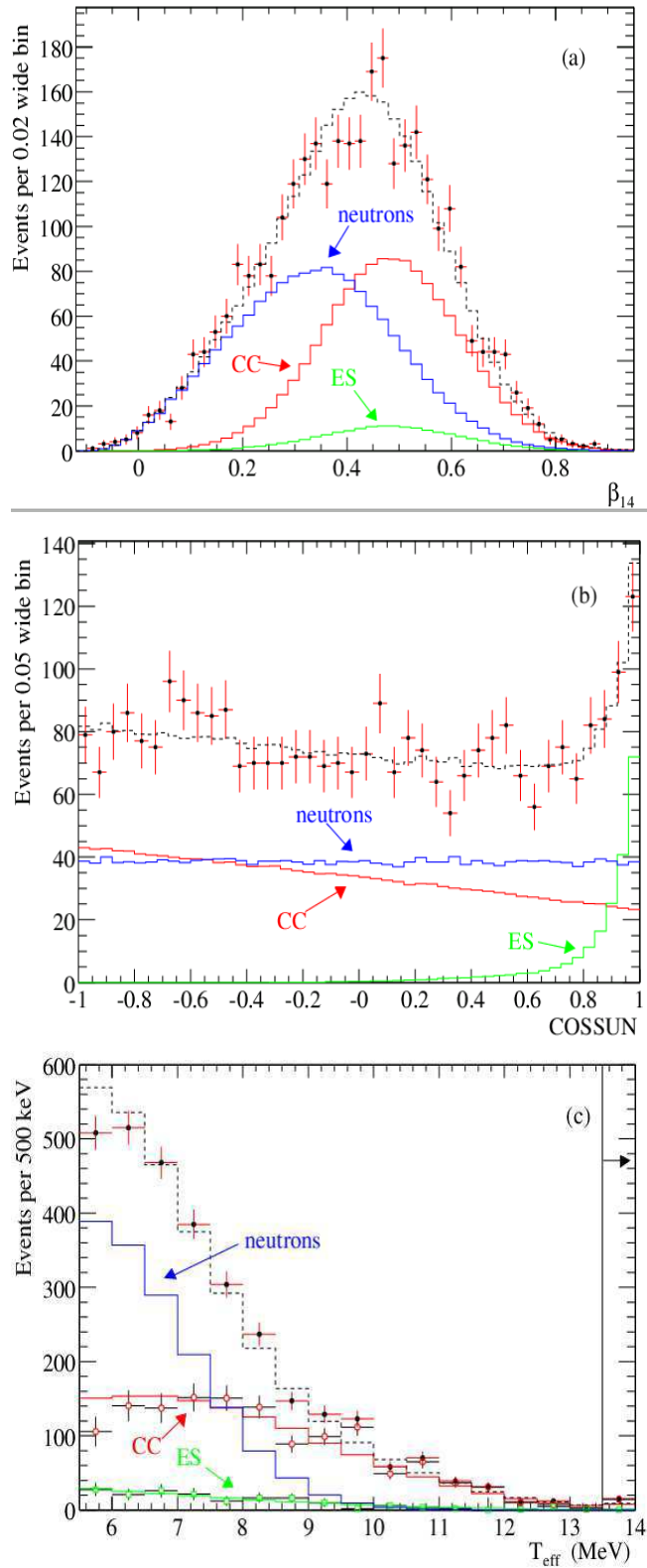


FIG. 1.13 – a) Distribution des événements selon β_{14} , traduisant le degré d'isotropie des événements pour chaque réaction ES, CC et NC. b) Distribution des événements en fonction de leur direction par rapport au Soleil. c) Distribution en énergie des événements pour $T_{eff} \geq 5.5 MeV$ et $R \leq 550 cm$. Les lignes en pointillés représente la somme de toutes les contributions et les lignes continues correspondent aux contributions ES, CC et NC obtenues par la simulation. Les distributions en énergie des événements ES et CC sont extraites des données à partir des deux premiers critères.

d'une analyse statistique contrairement aux deux phases précédentes. Cette dernière analyse devrait commencer début 2005.

Les derniers résultats de SNO datent de septembre 2003 [20] :

$$T_e \geq 5.5\text{MeV et } R \leq 550\text{cm}$$

$$\begin{aligned}\phi_{\text{CC}}^{\text{SNO}} &= 1.59^{+0.08}_{-0.07}(\text{stat})^{+0.06}_{-0.08}(\text{syst}) \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} \\ \phi_{\text{ES}}^{\text{SNO}} &= 2.21^{+0.31}_{-0.26}(\text{stat}) \pm 0.10(\text{syst}) \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} \\ \phi_{\text{NC}}^{\text{SNO}} &= 5.21 \pm 0.27(\text{stat}) \pm 0.38(\text{syst}) \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} \\ \phi_{\nu_{\text{B}}}^{\text{SSM}} &= 5.05^{+1.01}_{-0.81} \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\end{aligned}$$

Ils sont cohérents avec l'analyse précédente et conduisent à un rapport :

$$\frac{\phi_{\text{CC}}^{\text{SNO}}}{\phi_{\text{NC}}^{\text{SNO}}} = 0.306 \pm 0.026(\text{stat}) \pm 0.024(\text{syst})$$

prouvant ainsi l'oscillation des neutrinos solaires. Les résultats obtenus en utilisant la forme du spectre de neutrinos prédit par le SSM (spectres CC et ES) sont en accord avec l'analyse sans sel.

Le tableau suivant [21] résume les taux mesurés par les différentes expériences normalisés par la prédiction du SSM (avec erreurs expérimentales). Pour la solution LMA (figure 1.14), la probabilité de survie des ν_e pour $E > 2\text{-}3$ MeV est de $\sim 30\%$ ce qui est cohérent avec les résultats $\text{CC}^{\text{SNO}}(\nu_{\text{B}})$ et Homestake($\nu_{\text{B}} + \nu_{\text{Be}}$) ; pour les faibles énergies, elle augmente jusqu'à $\sim 60\%$ (contrairement à la solution LOW) d'où le déficit moins important observé par les expériences au gallium (ν_{pp}).

Expérience	neutrinos	$R_{\text{données/SSM}}$
HOMESTAKE	$\nu_{\text{Be}} + \nu_{\text{B}}$	0.34 ± 0.03
GALLEX-GNO / SAGE	$\nu_{\text{pp}} (\nu_{\text{B}} + \nu_{\text{Be}})$	0.55 ± 0.03
SUPER-KAMIOKANDE	ν_{B}	0.47 ± 0.02
SNO	ν_{B}	
	CC	0.35 ± 0.02
	ES	0.47 ± 0.05
	NC	1.01 ± 0.13

L'analyse du spectre avec sel combinée à l'analyse jour-nuit de la phase sans sel permet de mettre des limites sur les paramètres d'oscillation illustrés sur les figures 1.15 et 1.16. Le meilleur ajustement est obtenu pour [20] :

$$\begin{aligned}\Delta m^2 &= 4.7 * 10^{-5} eV^2 \\ \tan^2 \theta &= 0.43\end{aligned}$$

Les résultats de SNO apportent ainsi la preuve de l'oscillation des neutrinos solaires indépendamment des modèles. Combinés aux résultats des expériences radiochimiques et de Super-Kamiokande, la solution LMA est très fortement favorisée, la solution LOW mais aussi la solution SMA qui apparaissait comme la solution la plus probable au moment de la conception de l'expérience (~ 1990) sont éliminées. Le meilleur ajustement est obtenu pour [20] :

$$\begin{aligned}\text{Cl+Ga+SK(analyse jour-nuit)} \\ \text{SNO(analyse jour-nuit+analyse avec sel)} : \\ \Delta m^2 &= 6.5 * 10^{-5} eV^2 \\ \tan^2 \theta &= 0.40\end{aligned}$$

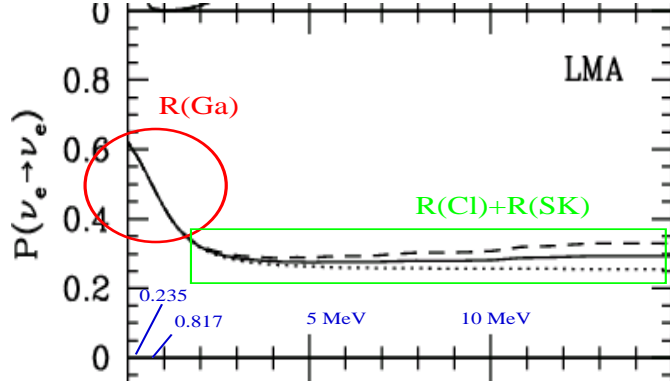


FIG. 1.14 – Probabilité de survie des ν_e pour la solution LMA (en fonction de E en MeV)

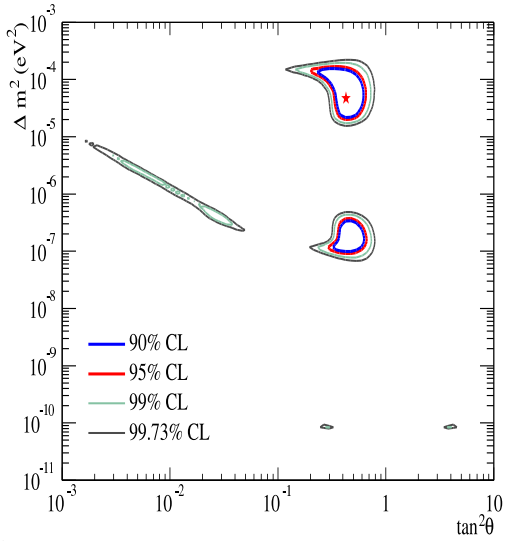


FIG. 1.15 – Contours obtenus avec SNO incluant les analyses sur le spectre jour-nuit, la mesure des flux CC, ES et NC avec le sel sans contrainte sur la forme du spectre en ν_B et avec le flux hep fixé (2003). Le meilleur ajustement est obtenu pour $\Delta m^2 = 4.7 * 10^{-5} eV^2$, $\tan^2 \theta = 0.43$.

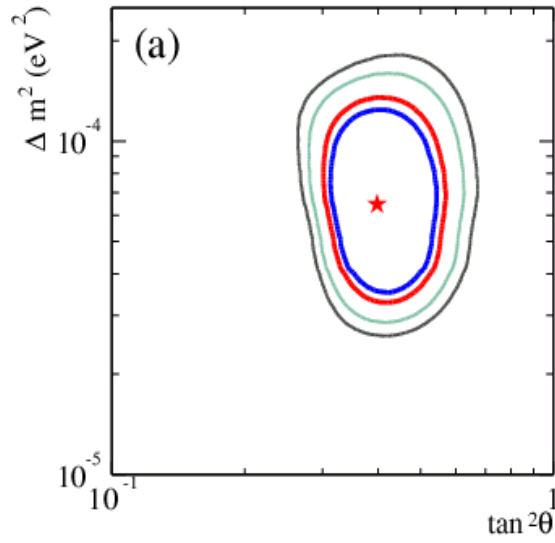


FIG. 1.16 – Contours obtenus avec les résultats de SNO (jour-nuit + analyse avec sel) combinés aux expériences radiochimiques (Cl,Ga) et SK. Le meilleur ajustement est obtenu pour $\Delta m^2 = 6.5 * 10^{-5} eV^2$, $\tan^2 \theta = 0.40$

1.4 Les derniers tests

L'expérience KamLAND (Japon) actuellement en cours devrait reproduire l'oscillation des neutrinos solaires sur Terre et contraindre davantage la région des paramètres LMA. Une autre expérience Borexino (Gran Sasso) devrait fournir la première mesure directe du flux de ν_{Be} .

KamLAND KamLAND (Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) est une expérience de disparition destinée à étudier l'oscillation des $\bar{\nu}_e$ produits par des réacteurs nucléaires. Le détecteur est placé sur le site de Kamiokande et les $\bar{\nu}_e$ provenant des réacteurs situés aux alentours parcourent en moyenne 180 km. Cette distance (compte tenu de $E_{\bar{\nu}_e}$) est suffisante pour permettre à KamLAND de valider la solution LMA de l'oscillation des neutrinos solaires (dans l'hypothèse de l'invariance sous CPT).

Le détecteur (figure 1.17) est un ballon de 13 m de diamètre contenant 1000 t de scintillateur liquide. La réaction $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ permet de détecter les neutrinos d'énergie supérieure à 1.8 MeV. La détection du neutron se fait par l'observation des γ de 2.2 MeV produit lors de la capture du neutron par un proton $n + p \rightarrow d + \gamma$. La coïncidence entre la détection de e^+ (annihilation) et la détection du neutron suite à sa thermalisation identifie le neutrino.

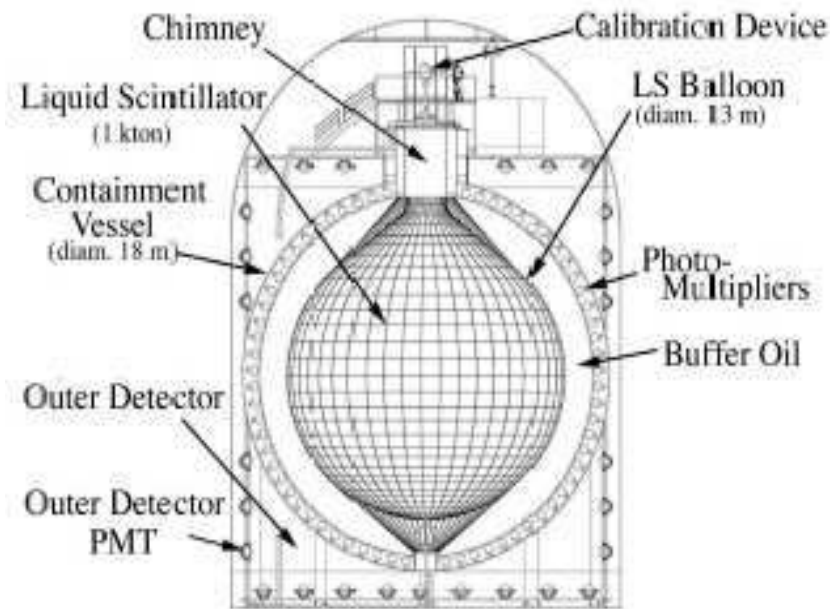


FIG. 1.17 – Schéma du détecteur KamLAND.

La construction du détecteur démarre en 2000 et KamLAND donne ses premiers résultats en Décembre 2002 (prise de données du 4 Mars au 6 octobre 2002, [22]). Le nombre d'événements ν_e observés (N_{obs}) est de 54 avec un bruit de fond (N_{bdf}) estimé à 1 ± 1 alors que le nombre attendu sans oscillation (N_{MC}) est de 86.8 ± 5.6 . Cela conduit à un facteur de suppression

de :

$$R = \frac{N_{\text{obs}} - N_{\text{bg}}}{N_{\text{MC}}}$$

$$R = 0.611 \pm 0.085(\text{stat}) \pm 0.041(\text{syst})$$

incompatible à 99.95% avec une propagation des neutrinos sans oscillation (figure 1.18).

Les solutions SMA, LOW et “JUST SO” prédisant une faible réduction de $\bar{\nu}_e$, seule la solution LMA est consistante avec les résultats. La figure 1.19 montre les limites à 95% C.L. sur les paramètres d’oscillation $\Delta m^2, \sin^2 2\theta$ obtenues par KamLAND en 8 mois de prise de données. L’analyse du taux d’événements permet d’exclure une région à 95% C.L. ; l’analyse du spectre des événements observés permet alors de délimiter une région permise pour l’oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$ qui contraint la solution LMA. Le meilleur ajustement des résultats de KamLand est obtenu pour ([22]) :

$$\Delta m^2 = 6.9 \cdot 10^{-5} \text{eV}^2 \quad \sin^2 2\theta = 1 \quad (E_{\text{seuil}} = 2.6 \text{MeV})$$

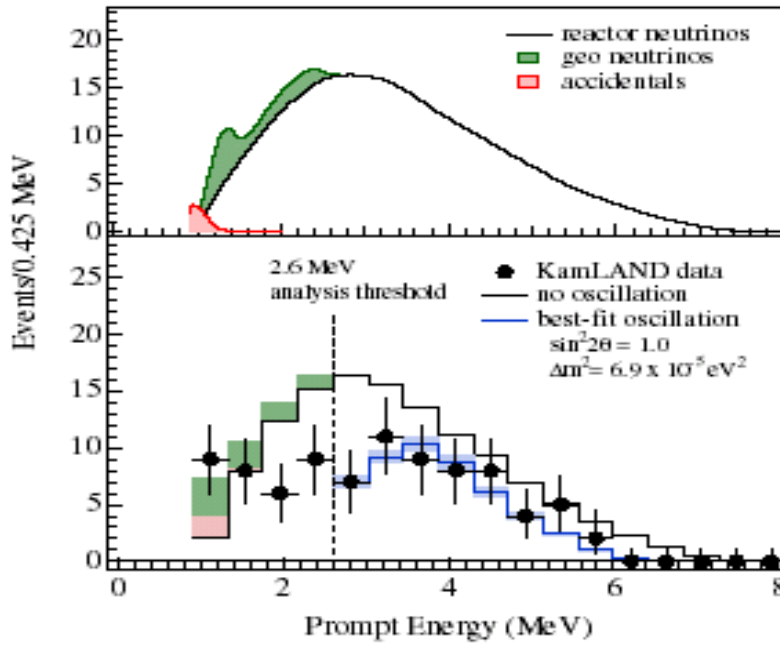


FIG. 1.18 – En haut, prédiction du spectre de $\bar{\nu}_e$ incluant la contribution des $\bar{\nu}_{geo}$ (neutrinos provenant de la désintégration dans la Terre de U et Th) et du bruit de fond. En bas, spectre des $\bar{\nu}_e$ obtenu par KamLand : la ligne en noir correspond au spectre sans oscillation tandis que la ligne en bleu correspond au spectre attendu dans l’hypothèse d’une oscillation pour les événements d’énergie supérieure à 2.6MeV .

D’autre part, dans le cadre du formalisme à trois saveurs, la probabilité d’oscillation a la forme suivante :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}$$

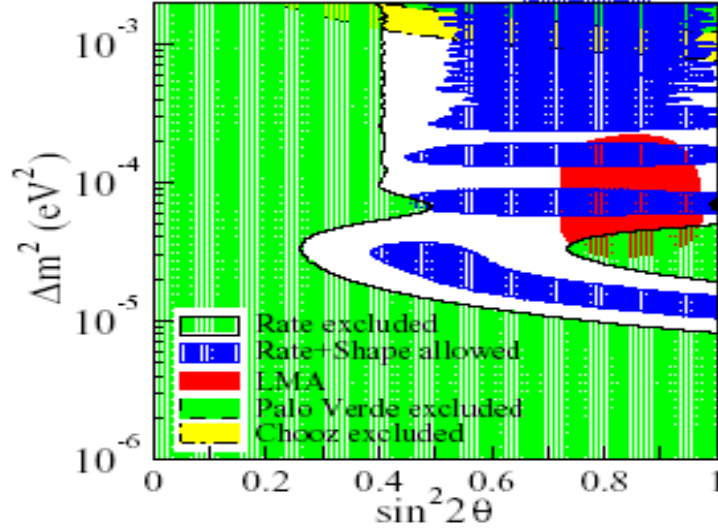


FIG. 1.19 – Régions de paramètres exclue par l’analyse du taux d’événements mesurés et région autorisée par l’analyse combinée (taux + spectre) de KamLAND. La région LMA est également représentée ainsi que les régions d’exclusion de CHOOZ et de Palo Verde. Les contours sont à 95% C.L.

avec U les éléments de la matrice MNS. Par convention :

$$\begin{aligned}\Delta m_{solaire}^2 &= \Delta m_{12}^2 \\ \Delta m_{atm}^2 &= \Delta m_{23}^2\end{aligned}$$

Les observations des neutrinos solaires et atmosphériques conduisent à :

$$\Delta m_{sol}^2 \ll \Delta m_{atm}^2$$

Dans le cas de l’étude des neutrinos solaires, $\Delta m_{atm}^2 \ll 1$ et les termes en Δm_{atm}^2 intervenant lors du développement de l’expression de la probabilité peuvent être approximés par leur valeur moyenne sur un cycle. La probabilité de survie des $\bar{\nu}_e$ dépend alors seulement de $\theta_{12}, \theta_{13}, \Delta m_{12}^2$:

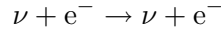
$$P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} \sim \cos^4 \theta_{13} \left[1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E_\nu} \right]$$

Le Δm_{12}^2 est estimé par l’analyse à deux saveurs ($P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2 L}{4E_\nu}$). L’expérience CHOOZ³ permettant de mettre une limite supérieure sur θ_{13} avec $\sin^2 2\theta_{13} < 0.15$ [38], les résultats de KamLAND (notamment) permettent de déduire approximativement que $0.86 < \sin^2 2\theta_{12} < 1.0$.

KamLAND est ainsi la première expérience à observer une disparition de neutrinos issus de réacteurs. Elle constitue la première reproduction à l’échelle terrestre de l’oscillation des neutrinos solaires et confirme la solution LMA.

³décrite dans le chapitre relatif aux neutrinos atmosphériques

Borexino Une autre expérience, Borexino, située dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso devrait mesurer le flux de neutrinos ν_{Be} du Soleil grâce à la réaction de diffusion élastique :



Le détecteur est un réservoir contenant 300 tonnes de pseudocumène. Le seuil de la réaction est de 0.25 MeV ce qui permet à Borexino d'être sensible aux ν_{Be} ($E=0.867$ MeV). Le taux d'événements attendu sans oscillation est de ~ 55 /jour et celui prévu avec la solution LMA ~ 35 /jour avec un bruit de fond estimé à ~ 15 événements/jour. Borexino est l'expérience la plus sensible aux neutrinos ν_{Be} et devrait confirmer le déficit important observé dans le passé. La prise de données aurait dû avoir lieu en même temps que celle de KamLand mais pour des questions de sécurité dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso, l'expérience a été stoppée pendant quelques mois et vient de redémarrer.

1.5 La fin de l'énigme

La figure 1.20 montre les contours des paramètres d'oscillation obtenus en combinant tous les résultats sur les neutrinos solaires : Chlore, Gallium, Super-Kamiokande, SNO, KamLand. La prise en compte des derniers résultats de KamLAND permet de contraindre davantage la région LMA. Le meilleur ajustement est obtenu pour ([21]) :

$$\Delta m^2 = 7.1_{-0.6}^{+1.2} \cdot 10^{-5} \text{eV}^2 \text{ et } \theta = 32.5_{-2.3}^{+2.4}$$

Un mélange maximal est exclu à 5.4σ ce qui indique une oscillation $\nu_e \nu_\mu$ majoritaire sans exclure une oscillation $\nu_e \nu_\tau$ dans un contexte d'oscillation à trois saveurs.

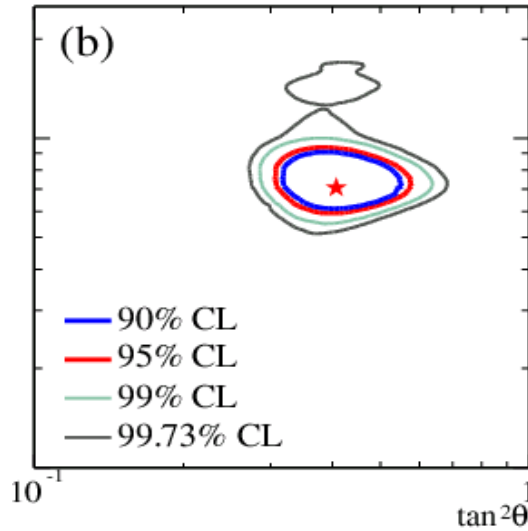


FIG. 1.20 – Contours obtenus avec la prise en compte de tous les résultats sur les neutrinos solaires : Cl,Ga,SK, SNO et KamLAND. Le meilleur ajustement est obtenu pour $\Delta m^2 = 7.1 * 10^{-5} \text{eV}^2, \tan^2 2\theta = 0.41$.

L'énigme des neutrinos solaires a ainsi donné naissance à un nouveau champ de recherche, celui de l'oscillation des neutrinos et l'a alimenté au fil des années. Il a fallu plus de 30 ans

pour confirmer les premiers résultats de HOMESTAKE et prouver l'oscillation des neutrinos solaires, phénomène reconnu aujourd'hui dans la physique des particules.

In the end, Ray [Davis] got a few atoms out of his Olympic sized swimming pool of chlorine every month. His number turned out to be right. My calculations of how many neutrinos the

Sun produces turned out to be right. We learned that the laws of neutrino physics needed correcting, but that our model for energy production in the Sun was accurate. Event today, I find this amazing. J.N. Bahcall, Remarks made on receiving the Fermi Award, Oct. 22, 2003

Chapitre 2

Expériences “short and medium baseline”.

Dans les années 90, les astrophysiciens voyaient dans les neutrinos une solution possible à la question de la matière noire. C’est en 1933, par l’étude de la dispersion des vitesses des galaxies dans l’amas COMA, que Zwicky conclut pour la première fois à une présence importante de matière noire, des mesures de luminosité lui permettant de calculer la masse visible. Cette hypothèse va être confortée dans les années 70 avec l’observation des courbes de rotation des galaxies faisant apparaître un profil constant de vitesse en désaccord avec la loi de Kepler ($v(r) \sim r^{-1}$) et supposant l’existence d’un halo de matière noire autour de la galaxie. Les neutrinos émis au moment du refroidissement de l’Univers ont une abondance (par saveur) de $112 \nu/\text{cm}^3$ ([23]) : si la somme des masses des neutrinos $\sum m_i = 52 \text{ eV}$ alors les neutrinos permettent à eux seuls d’atteindre la masse critique de l’Univers ($\rho_c = 1.88h_0^2 \times 10^{26} \text{ kg.m}^{-3}$ où h_0 est la constante de Hubble) et conduisent à un Univers plat : $\Omega = \rho/\rho_c = \Omega_\nu = 1$.

En 1992, les premières mesures de l’anisotropie de la radiation cosmique par le satellite COBE indiquent que $\Omega \sim 1$ et que la densité de l’Univers est interprétable comme un mélange de “Cold Dark Matter” (CDM) et de “Hot Dark Matter” (HDM) [24] :

$$\Omega = \Omega_{\text{Baryons}} + \Omega_{\text{CDM}} + \Omega_{\text{HDM}}$$

$$\Omega_{\text{HDM}} \sim 0.3 \qquad \Omega_{\text{CDM}} \sim 0.7 \qquad \Omega_{\text{Baryons}} \text{ négligeable}$$

Le concept de CDM et de HDM ([23]) est lié à la masse des particules et à leur état relativiste au moment des fluctuations primordiales de la densité de l’Univers : ces fluctuations sont estompées à de petites échelles si la densité de l’Univers est dominée par des particules relativistes (HDM, ν). Ce sont ainsi les premières mesures à grande échelle de la structure de l’Univers (SDSS, [25]) qui vont permettre de distinguer la HDM et la CDM et indiquer que les neutrinos ne contribuent que très faiblement à la matière noire (à partir de ~ 1995).

Les mesures récentes sur les supernovae lointaines (mesures de distances à partir de sources d’intensités lumineuses connues SN1A + décalage spectral), combinées aux dernières mesures de l’anisotropie de la radiation cosmique (BOOMERANG/WMAP 2003) ainsi que celles de la structure à grande échelle de l’Univers (SDSS) concluent aujourd’hui à $\Omega_{\text{CMD}} = 0.3$ et à l’existence d’un terme important dû à la densité d’énergie dans le vide ($\Omega_\Lambda = 0.7$), représenté par la constante cosmologique Λ dans les équations de Einstein-Friedmann. Cette mesure limite beaucoup la contribution de Ω_{HDM} et permet de mettre une limite inférieure à la masse des neutrinos de 0.06 eV .

Les expériences de mesure directe de m_ν aboutissent à des limites très peu précises sauf pour le neutrino ν_e : $m_{\nu_e} < 2.2 \text{ eV}$, $m_{\nu_\mu} < 190 \text{ KeV}$, $m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ MeV}$ (95% C.L.). Compte tenu de la limite sur la masse du ν_e , le phénomène d’oscillation par la mesure des différences de masse permet d’accéder à des limites beaucoup plus précises.

Dans l’hypothèse de masses conséquentes pour la cosmologie et d’une hiérarchie de masse forte $m_{\nu_e} \ll m_{\nu_\mu} \ll m_{\nu_\tau}$ (par analogie avec le secteur des quarks) la recherche d’oscillation était centrée dans le passé essentiellement autour de $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et caractérisée par un grand Δm^2 : l’étude du phénomène sur des distances raisonnables était alors possible (courte longueur d’onde). A cette époque, la meilleure limite pour l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ connue était de $\sin^2 2\theta = 4.5 \times 10^{-3}$ pour les grands Δm^2 ($\Delta m^2 > 100 \text{ eV}^2$) et $\Delta m^2 = 2 \text{ eV}^2$ pour un angle de mélange maximal. L’interprétation des résultats sur les neutrinos solaires de Homestake et Kamiokande par l’effet MSW semblait indiquer une oscillation de ν_e pour un $\Delta m_{e\mu}^2 \sim 10^{-5} \text{ eV}^2$. Ainsi, compte tenu de la faible masse du ν_e , la masse du ν_μ serait voisine de $\sqrt{10^{-5}} \sim 3 \times 10^{-3} \text{ eV}$. La masse du neutrino ν_τ peut être alors déduite dans le cadre du mécanisme de See-Saw :

$$m_{\nu_i} = (m_i^L)^2/M$$

où m_i^L est ici la masse du quark et M la masse de Majorana,

$$\begin{aligned} m_{\nu_\mu} : m_{\nu_\tau} &\Leftrightarrow m_c^2 : m_t^2 \\ m_{\nu_\tau} &= m_{\nu_\mu} \left(\frac{m_t}{m_c}\right)^2 \sim 30 \text{ eV} \end{aligned}$$

L’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ était donc pressentie dans la région des grands Δm^2 (faible angle de mélange). L’opportunité d’étudier l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ sur de courtes distances (Δm^2 grand $\rightarrow \lambda$ petit) va être exploitée dans les années 90 par deux expériences sur accélérateurs : CHORUS et NOMAD. Les expériences auprès d’accélérateurs sont identifiées en fonction du rapport L/E auquel elles sont sensibles : pour un rapport L/E faible, elles sont dites Short Base Line, c’est le cas de CHORUS et NOMAD alors que pour un rapport L/E grand, elles sont dites Long Base Line (LBL). Les accélérateurs produisant des faisceaux de neutrinos d’énergie moyenne de l’ordre du GeV, la distinction se fait sur L .

Ce chapitre a une importance historique puisque les techniques de détection pour l’apparition de ν_τ mises au point par NOMAD et CHORUS seront utilisées par la suite dans les expériences LBL : l’expérience OPERA utilisera notamment la technique des émulsions photographiques de CHORUS.

2.1 Recherche de l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$

CHORUS (CERN Hybrid Oscillation Research apparatus) et NOMAD (Neutrino Oscillation MAGnetic Detector) étaient des expériences d’apparition cherchant à mettre en évidence la présence de ν_τ dans un faisceau de ν_μ produit au CERN [26]. La détection des ν_τ se faisait à partir des interactions CC caractérisées par la présence du lepton τ dans l’état final $\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X$. Les deux expériences utilisaient deux méthodes différentes pour observer le τ , toutes deux liées à la désintégration du lepton en un ou deux neutrinos plus d’autres particules dont certaines sont chargées environ 1mm après le vertex d’interaction. CHORUS était basée sur la mesure de la topologie en coude de la désintégration du τ et devait pour cela mesurer l’angle entre la direction du τ avant sa désintégration et celles des particules chargées issues de la désintégration, ce qui nécessite un détecteur de haute résolution spatiale.



FIG. 2.1 – Hall expérimental dans lequel était installé NOMAD (en haut, en rouge) et CHORUS (en bas). Le faisceau de neutrinos était dirigé du bas vers le haut.

NOMAD [27, 28] avait opté pour une approche cinématique consistant à mesurer les corrélations angulaires dans le plan transverse entre les produits de désintégration du τ , la gerbe hadronique et le moment transverse manquant p_T^{miss} .

Les deux expériences étaient situées l'une à côté de l'autre (figure 2.1). Le faisceau de ν_μ avait une énergie moyenne de 24 GeV avec une contamination de 6.4% en $\bar{\nu}_\mu$, 1.0% en ν_e et 0.3% en $\bar{\nu}_e$ (figure 2.2) tandis que la fraction de ν_τ était négligeable ($\sim 10^{-5}$).

2.1.1 NOMAD

Le détecteur de NOMAD était subdivisé en sous-détecteurs dont la plupart étaient placés dans un aimant dipolaire de $7.5 \times 3.5 \times 3.5 \text{ m}^3$. Le champ magnétique (0.4 T) était perpendiculaire et horizontal par rapport à l'axe du faisceau, ce qui permettait de courber les trajectoires des particules chargées et ainsi de mesurer leur moment.

Un schéma du détecteur est montré sur la figure 2.3 :

- la cible pesait environ trois tonnes, de façon à ce que les neutrinos interagissent, et comportait des chambres proportionnelles à dérive permettant de reconstruire les traces des particules chargées.
- après la cible étaient disposés un détecteur à rayonnement de transition servant à l'identification des électrons (séparation électrons/pions), un détecteur de pied de gerbe et un calorimètre électromagnétique ;
- deux plans de scintillateurs, placés l'un avant le détecteur à rayonnement de transition et l'autre après, servaient de trigger tandis qu'un troisième plan situé avant l'aimant constituait le veto ;
- en fin du détecteur et à l'extérieur de l'aimant se trouvaient un calorimètre hadronique et un spectromètre à muon.

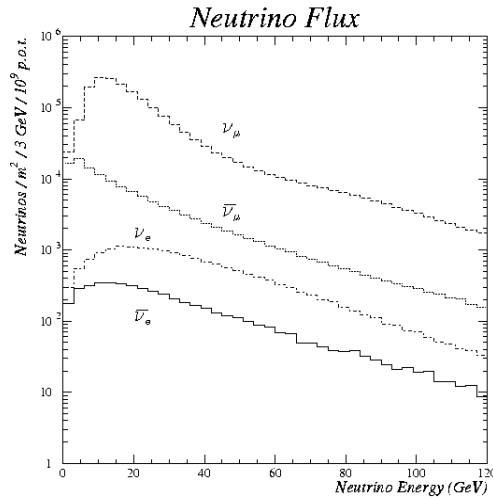


FIG. 2.2 – Composition du faisceau de neutrinos.

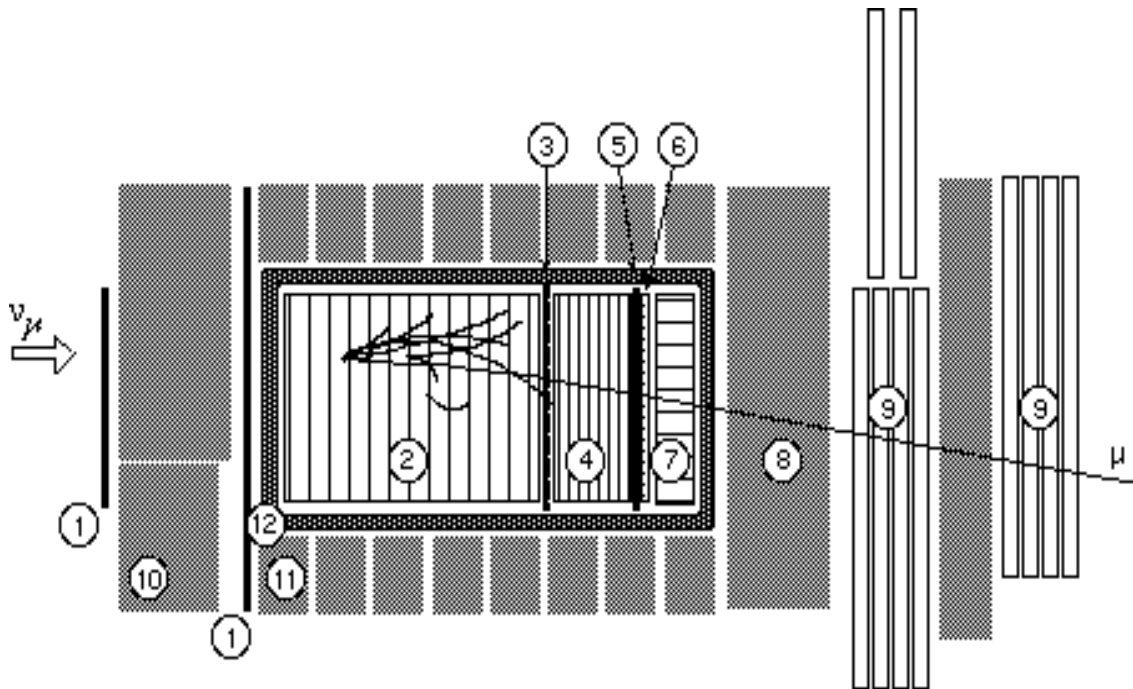


FIG. 2.3 – Vue de côté du détecteur NOMAD : à l'intérieur de l'aimant se trouvent les chambres proportionnelles (2), le détecteur à rayonnement de transition (4), un détecteur de pied de gerbe (6), un calorimètre électromagnétique (7). A l'extérieur de l'aimant se trouvaient un calorimètre hadronique (8) et un spectromètre à muon (9). Un plan de scintillateur (1) en amont de l'aimant servait de veto et deux autres plans de scintillateurs (situés avant (3) et après (5) le détecteur à rayonnement de transition) servaient de trigger (10 : Calorimètre avant, 11 : Retour de champ, 12 : Bobine de l'aimant).

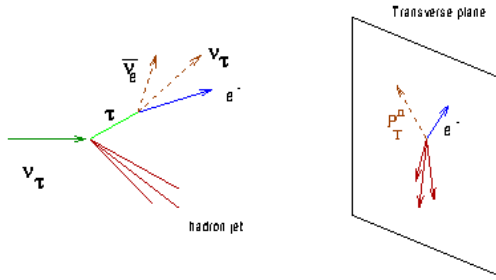


FIG. 2.4 – Illustration d’une interaction ν_τ CC avec désintégration du tau en électron : les neutrinos émis n’étant pas détectés, le moment transverse manquant est important contrairement à une interaction ν_e CC.

Le tau a plusieurs canaux de désintégration :

$$\begin{aligned}
 \tau &\rightarrow e^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_e & (\text{BR} = 17.8\%) \\
 \tau &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau & (\text{BR} = 17.7\%) \\
 \tau &\rightarrow \pi^- + \nu_\tau & (\text{BR} = 49.5\%) \\
 \tau &\rightarrow \pi^- + \pi^+ + \pi^- + n\pi^0 + \nu_\tau & (\text{BR} = 15\%)
 \end{aligned}$$

Du fait de la faible contamination en ν_e du faisceau, le canal $\tau \rightarrow e$ était le plus intéressant. Les interactions ν_e CC constituaient donc un bruit de fond. Pour les distinguer du signal (ν_τ CC suivi de $\tau \rightarrow e$), des coupures sur l’angle dans le plan transverse entre l’électron et la gerbe hadronique (ϕ_{eh}) et celui entre p_T^{miss} et la gerbe hadronique (ϕ_{mh}) étaient appliquées. Ces coupures reflètent le fait que l’électron produit lors d’une interaction ν_e CC a une direction opposée à celle de la gerbe hadronique alors que ce n’est plus le cas lors d’une interaction ν_τ CC (présence de deux neutrinos non détectés, figure 2.4). Pour le canal $\tau \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$, la composante transverse du moment du pion “candidat” ($\tau \rightarrow h$) par rapport au moment total de l’événement jouait un rôle important dans la sélection du signal en permettant de quantifier l’isolement du pion par rapport à la gerbe hadronique. Les événements ν_μ CC servaient à vérifier si le bruit de fond était correctement estimé (comparaison données/simulation Monte Carlo) et par conséquent les événements $\tau \rightarrow \mu$ étaient sacrifiés. La séparation signal/bruit de fond se faisait à partir d’une méthode de vraisemblance basée sur plusieurs variables.

La figure 2.5 permet de voir les limites sur les paramètres d’oscillation accessibles par NOMAD en fonction des limites connues à l’époque.

2.1.2 CHORUS

Pour mesurer l’angle entre la direction du tau produit par interaction ν_τ CC et les produits de désintégration du tau, le détecteur se devait d’avoir une bonne résolution spatiale, le tau parcourant moins de 1 mm compte tenu de l’énergie du faisceau. Seule la technique des émulsions photographiques permet d’obtenir une résolution suffisante pour mesurer de si petites traces.

La cible de CHORUS était donc constituée de 800 kg d’émulsions photographiques : chaque “bloc” d’émulsions comprenait deux feuilles d’émulsion de $350\mu\text{m}$ séparées par une base plastique de $90\mu\text{m}$. Après deux ans d’exposition sur faisceau, les émulsions étaient retirées de la cible et développées. Le développement régulier de feuilles d’émulsions supplémentaires,

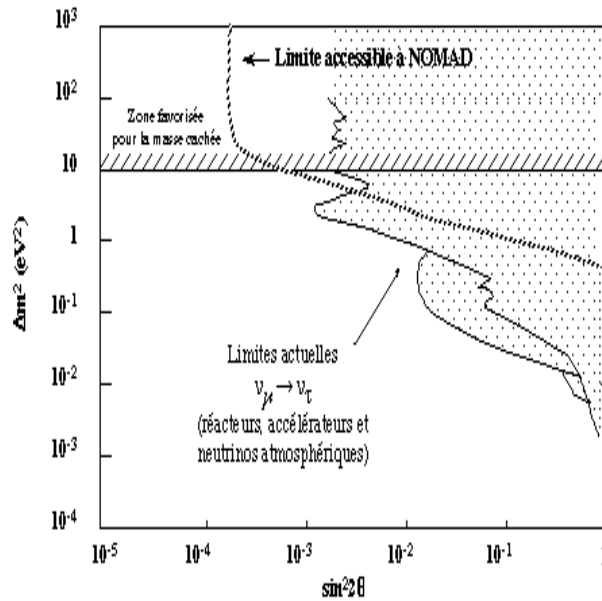


FIG. 2.5 – Région d’exclusion pour l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ au moment de la conception de NOMAD. La région accessible pour NOMAD est représentée ainsi que la région favorisée dans le cas où les neutrinos représentent une partie de la matière noire de l’Univers.

disposées devant chaque “bloc”, permettait de réduire la multiplicité des traces ; les traces intéressantes étaient localisées grâce à des détecteurs électroniques (fibres scintillantes) et ainsi la position dans le bloc d’émulsion pouvait être prédite avec une précision de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. La cible était suivie d’un aimant (mesure de l’impulsion des particules chargées), d’un calorimètre électromagnétique et d’un spectromètre à muon (figure 2.6). Les émulsions photographiques étaient développées et analysées avec des microscopes assistés par ordinateur, analyse basée sur les informations des détecteurs électroniques.

Le canal le plus intéressant pour CHORUS était le canal muonique, le muon étant facilement identifiable. Le canal hadronique était également analysé et dans les deux cas, des coupures topologiques et cinématiques étaient appliquées pour réduire le bruit de fond propre à chacun d’eux. Les bruits de fond sont similaires à ceux rencontrés dans l’expérience OPERA et seront développés dans le chapitre consacré à celle-ci.

Les prises de données ont eu lieu de 1994 à 1997 pour CHORUS (2×2 ans) et jusqu’en 1998 pour NOMAD et aucun signal ν_τ n’a été mesuré. Bien que les deux expériences aient été conçues pour la recherche de l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, la présence de ν_e (1%) dans le faisceau leur ont permis de mettre également des limites sur l’oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ (figure 2.7).

2.2 Recherche de l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

Les expériences LSND et KARMEN ([30]) étaient consacrées à la recherche d’oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ de 1993 à 1998 pour LSND et de 1990 à 1999 pour KARMEN. Il s’agissait de deux expériences d’apparition cherchant la présence de $\bar{\nu}_e$ dans un faisceau de $\bar{\nu}_\mu$ produit à partir d’un faisceau de protons de 800 MeV. LSND bénéficiait d’un faisceau de haute intensité ($1000 \mu\text{A}$) contrairement à KARMEN ($200 \mu\text{A}$) et d’une cible trois fois plus massive que KARMEN. La distance source-détecteur était de 30 m pour LSND et de 17.7 m pour KARMEN,

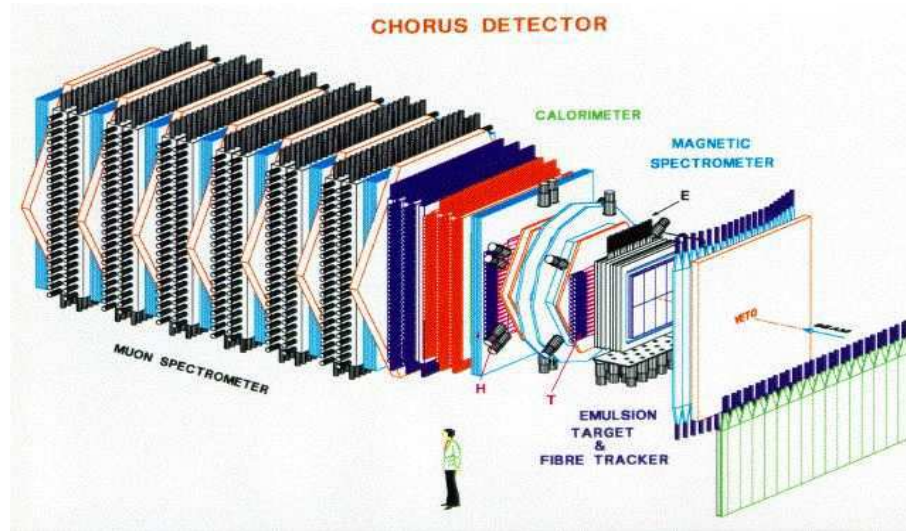


FIG. 2.6 – Représentation schématique du détecteur CHORUS : la cible est faite d'émulsions photographiques et de détecteurs à fibres scintillantes. Elle est suivie d'un aimant permettant de mesurer l'impulsion des particules chargées, d'un calorimètre électromagnétique et d'un spectromètre à muon.

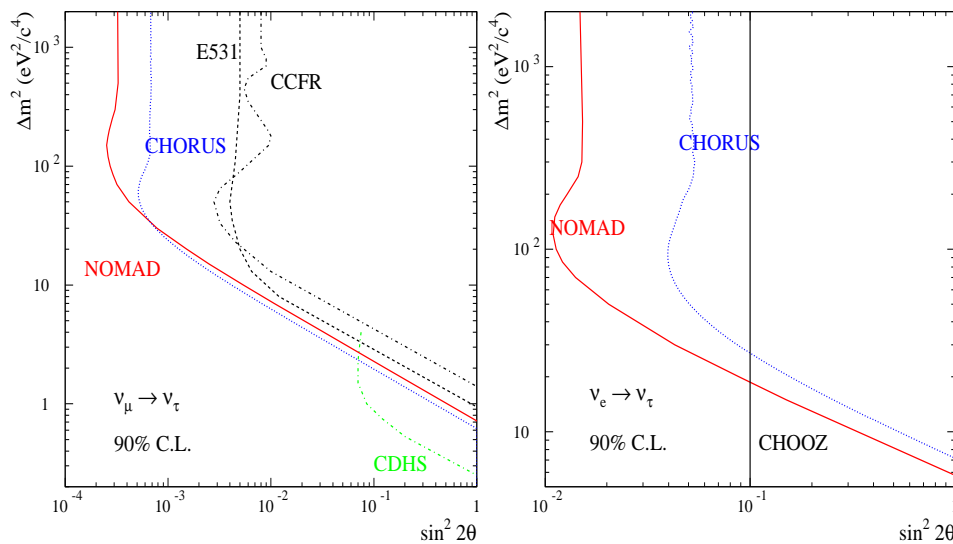


FIG. 2.7 – A gauche, régions d'exclusion $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta$ pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ obtenues par CHORUS et NOMAD (2001). Les résultats des expériences CCFR, CDHS et E531 sont également représentés et montrent ainsi les limites sur l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ au moment de la conception de CHORUS et NOMAD. A droite, régions d'exclusion pour l'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$. La limite sur θ_{13} mise par l'expérience CHOOZ en 1998 est également représentée.

ce qui donnait l'opportunité de faire une recherche d'oscillation plus précise en combinant les deux résultats.

2.2.1 LSND

Le détecteur LSND ([29]) était constitué d'un cylindre de 8.3 m de long et 5.7 m de diamètre rempli de liquide scintillant (167 t) mais de faible concentration, ce qui permettait de voir à la fois les photons de scintillation et aussi ceux dus à la lumière Tcherenkov. Des PMT étaient disposés sur la surface du détecteur (figure 2.8).

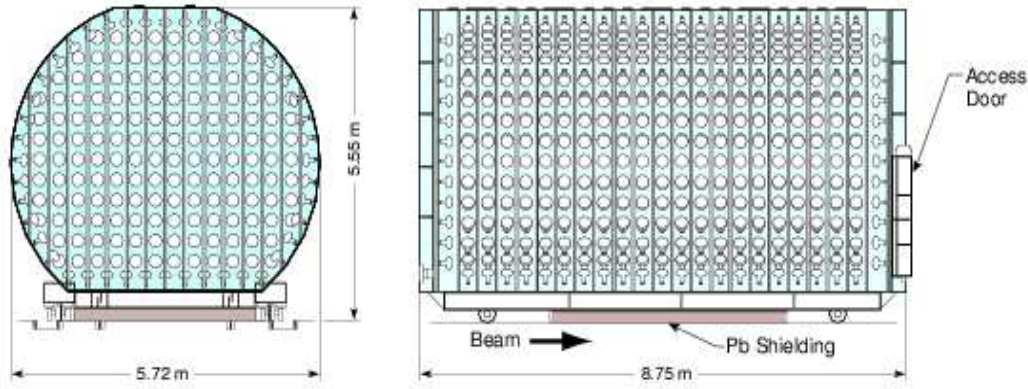
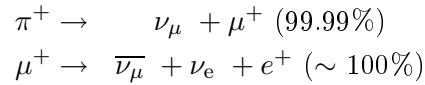


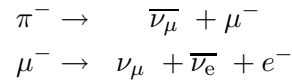
FIG. 2.8 – Schéma du détecteur LSND.

Le linac LAMPF (Los Alamos) fournissait des protons de 800 MeV de haute intensité qui traversaient toute une série de cibles avant d'être stoppés par du cuivre. Les π^+ et les π^- étaient créés au niveau de la cible d'arrêt du faisceau (30 cm d'eau) avec une fraction $\pi^-/\pi^+ \sim 1/8$.

Les neutrinos provenaient principalement de la désintégration à l'arrêt (DAR) des π^+ suivie de celle des μ^+ :



Le spectre des neutrinos était connu avec précision (figure 2.9). Seulement 3% des π^+ se désintégraient en vol (DIF). La contamination du faisceau en $\bar{\nu}_e$ provenait de la chaîne de désintégration issue des π^- produits en même temps que les π^+ :



Cependant, la majorité des π^- produits étaient stoppés et capturés avant désintégration par les atomes de la cible, de même pour les quelques μ^- produits, ce qui conduisait à un rapport :

$$\begin{aligned}\pi^-/\pi^+ &\rightarrow \sim 1/8 \\ \text{Nombre de désintégration de } \pi^- \text{ en vol} &\rightarrow \sim 3\% \\ \text{Nombre de désintégration de } \mu^- \text{ non capturé}/\pi^- &\rightarrow \sim 1/8 \\ \bar{\nu}_e/\bar{\nu}_\mu &\sim 7.5 \cdot 10^{-4}\end{aligned}$$

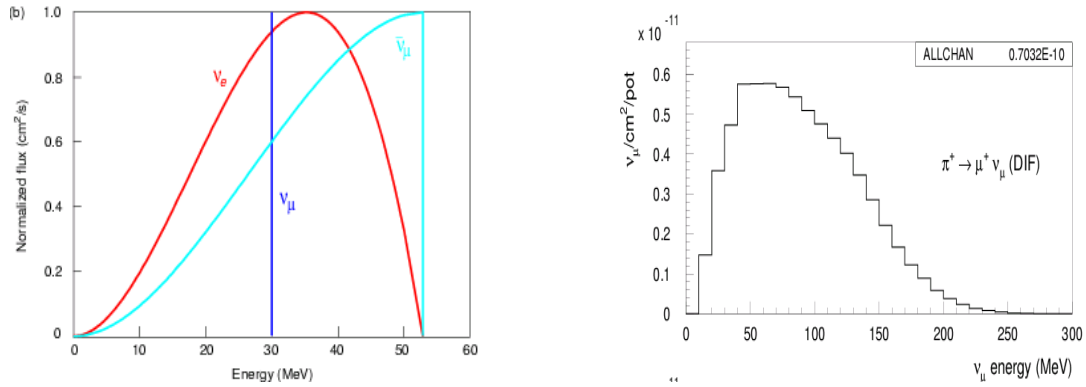


FIG. 2.9 – Spectre en énergie des neutrinos produits par la chaîne de désintégration du π^+ au repos (à gauche) et en vol (à droite)

et donc à une faible contamination du faisceau.

La détection des $\bar{\nu}_e$ provenant de l'oscillation se faisait à partir de la réaction $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ suivie par l'émission de γ due à la capture du neutron $n + p \rightarrow d + \gamma$ (2.2MeV).

Une analyse basée sur la méthode de vraisemblance permettait de séparer les coïncidences $e^+ - \gamma$ de celles dues au rayonnement cosmique en se basant sur des données prises sans faisceau. Les variables utilisées étaient le nombre de hits collectés par les PM correspondant au γ , le retard entre la détection du e^+ et celle du γ ainsi que la distance reconstruite entre les deux.

LSND a pu chercher à la fois l'oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ et l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$:

- la recherche d'oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ se faisait à partir des désintégrations au repos des μ^+ avec la détection de $e^+ - \gamma$ dans la gamme d'énergie $20 < E_e < 60\text{MeV}$. Les résultats sont montrés sur la figure 2.10.
- la recherche d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ se faisait à partir du flux de ν_μ DIF c'est-à-dire provenant de la désintégration en vol des π^+ (incertitude de 15% sur ϕ_{ν_μ} DIF). Cette recherche a été "optimale" durant les trois premières années de prise de données avant les modifications sur le blindage de la cible (1996) qui ont entraîné une diminution du nombre de désintégrations de pions en vol. Les ν_e étaient détectés par la réaction $\nu_e + C^{12} \rightarrow e^- + X$ pour des énergies $E_e > 60\text{MeV}$.

Les résultats obtenues par LSND (oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ et $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$) sont représentés sur la figure 2.13.

2.2.2 KARMEN

Le détecteur KARMEN était constitué de 56 tonnes de scintillateur liquide organisé en 608 modules de dimension $17.8 \times 17.4 \times 353\text{cm}^3$ ($3.53 \times 3.20 \times 5.96\text{m}^3$ au total, figure 2.11) lus par des paires de photomultiplicateurs. Le détecteur avait ainsi une très bonne résolution en énergie pour les électrons et la détection de neutrons se faisait grâce à du papier de Gadolinium placé entre les modules.

Le faisceau de neutrinos était produit en bombardant une cible de $Ta - D_2O$ avec des protons de 800 MeV, issus du synchrotron ISIS. Les pions chargés produits étaient stoppés par le matériel de la cible et il y avait donc très peu de désintégrations en vol. Par ailleurs, comme

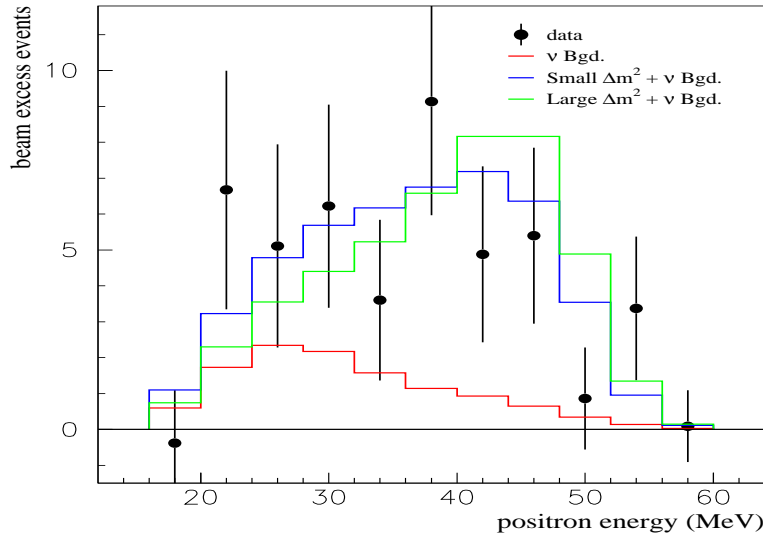


FIG. 2.10 – Distribution en énergie pour les événements observés (oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$), pour le bruit de fond ν corrélé au faisceau (en rouge) et celles estimées dans le cas d’une oscillation avec un grand Δm^2 (en vert) et avec un faible Δm^2 (en bleu).

pour LSND, les π^- étaient capturés par les atomes de la cible et les neutrinos provenaient majoritairement de la désintégration au repos des π^+ suivi de celle du μ^+ . La contamination du faisceau $\bar{\nu}_e / \bar{\nu}_\mu$ (6.4×10^{-4}) était légèrement plus faible que celle de LSND.

Les protons étaient extraits du synchrotron à une fréquence de 50 Hz avec deux extractions de 100 ns séparées par 250 ns (figure 2.12). Compte tenu du temps de vie du pion ($\tau = 26$ ns) et celui du muon ($\tau = 2.2 \mu s$), le ν_μ issu de la désintégration du pion était clairement séparé des $\bar{\nu}_\mu$ et ν_e issus de la désintégration du muon. Le synchrotron ISIS est la seule source permettant de faire un faisceau de neutrinos structuré en temps.

Le principe de détection est le même que celui de LSND avec la réaction $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ suivie de la capture du neutron. KARMEN a observé 15 événements avec 15.8 ± 0.5 événements de bruit de fond attendus. L’ajustement de ces 15 événements par une méthode de vraisemblance conduit à la région d’exclusion à 90% C.L. représentée sur la figure 2.13 pour l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

Une analyse conjointe des résultats de LSND et KARMEN exclut la région pour $\Delta m^2 > 10 \text{ eV}^2$ et autorise deux régions $\Delta m^2 \sim 7 \text{ eV}^2$ et $\Delta m^2 < 1 \text{ eV}^2$. KARMEN n’est pas en mesure, par manque de statistiques, de confirmer ou d’infirmar dans sa totalité les résultats de LSND.

2.2.3 MiniBooNE

Les premiers résultats de LSND datent de 1995 avec une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ pour un $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$. Ces résultats sont déjà à l’époque en contradiction avec les résultats sur les neutrinos solaires et atmosphériques qui aboutissent à des oscillations pour des Δm^2 beaucoup plus faibles. C’est dans le but de vérifier les résultats de LSND que l’expérience MiniBooNE a été conçue [32].

Les résultats de MiniBooNE sont très attendus puisque, dans le cas où une oscillation de neutrinos serait confirmée pour un Δm^2 grand, il y aurait alors trois relations de masse

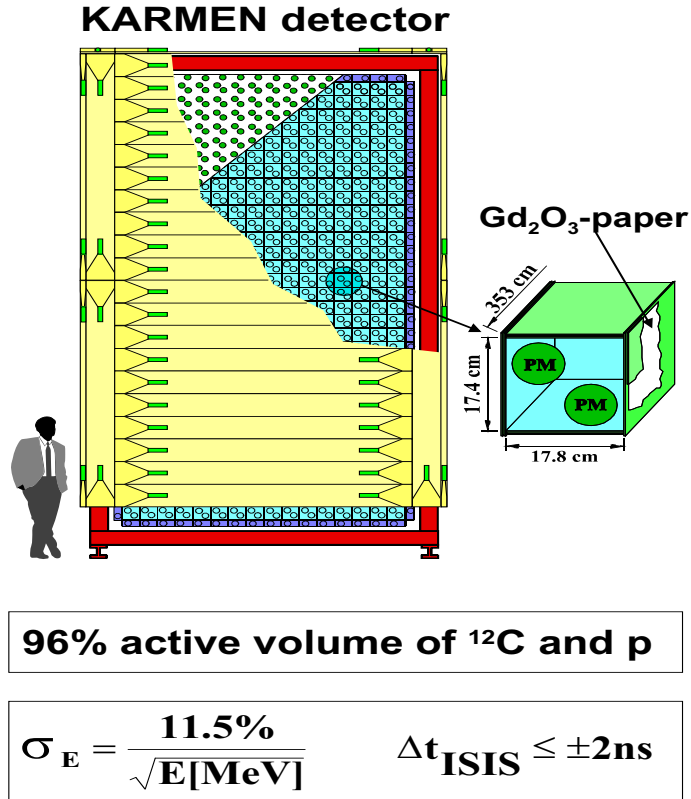


FIG. 2.11 – Représentation schématique du détecteur KARMEN.

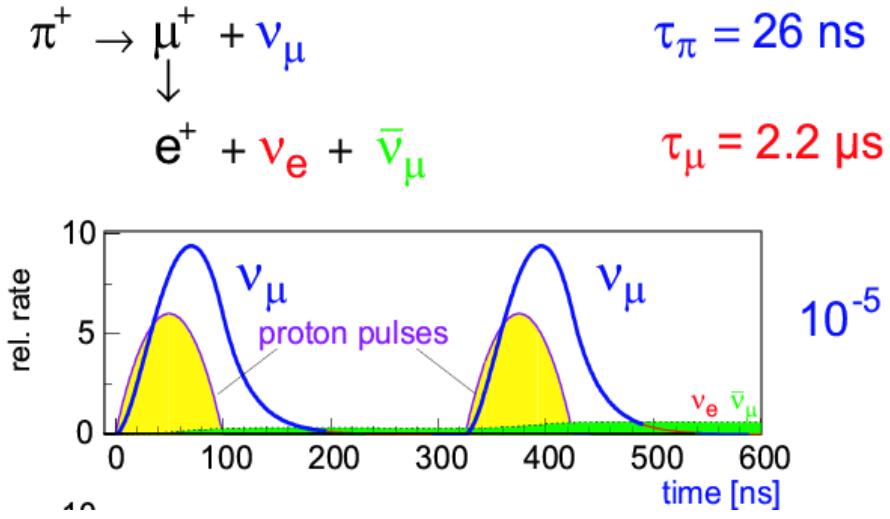


FIG. 2.12 – Structure en temps du faisceau de neutrinos exploité par KARMEN.

Δm^2 indépendantes et non plus deux en accord avec l'existence des trois neutrinos actifs ν_μ , ν_e et ν_τ . Par conséquent, il faudrait faire intervenir un quatrième neutrino mais stérile c'est-à-dire n'interagissant pas avec la matière. Or, une contribution majoritaire d'une oscillation

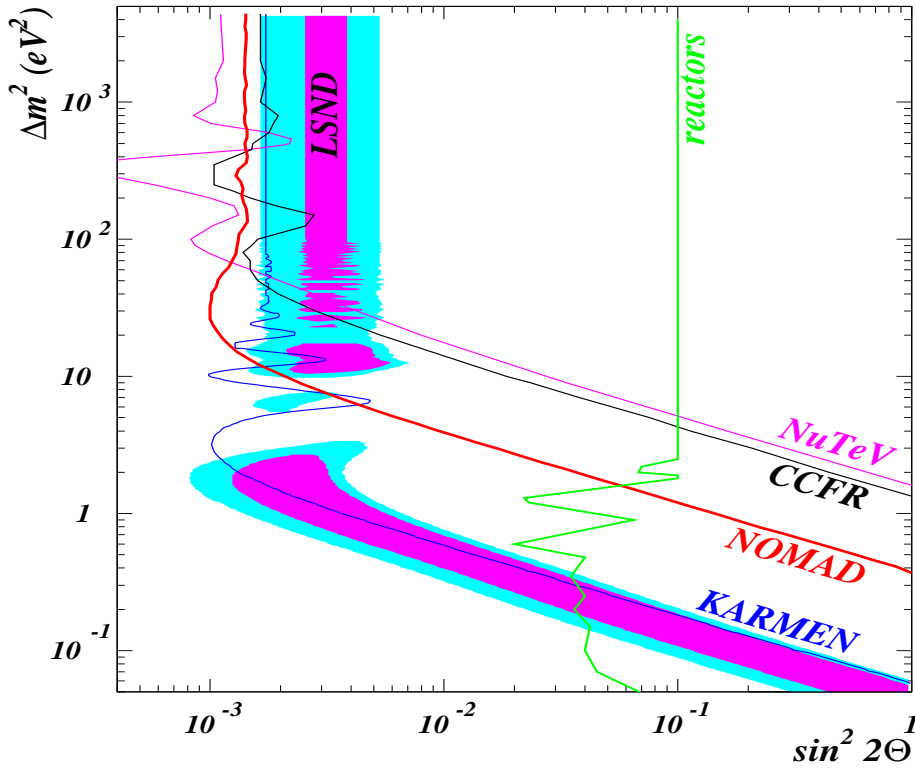


FIG. 2.13 – Oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (résultats NOMAD 2003 + plusieurs contours de LSND).

de neutrinos vers un neutrino stérile est exclue aussi bien dans les neutrinos solaires que dans les neutrinos atmosphériques. Même en introduisant un neutrino stérile, il est très difficile de concilier tous les résultats (solaires+atmosphériques+LSND) : le schéma le plus favorable est défavorisé à 3.2σ . Il faut, en plus de l’hypothèse du neutrino stérile, évoquer des mécanismes exotiques comme la violation CPT pour parvenir à une interprétation [31]. Par conséquent, une confirmation des résultats de LSND nécessitera de profondes modifications de la physique des particules.

Le détecteur est une sphère de 12 m de diamètre (figure 2.14) contenant environ 800 tonnes d’huile. La détection est basée sur le principe du rayonnement Tcherenkov. Une région centrale est délimitée par une structure sur laquelle sont disposés 1280 photomultiplicateurs et isolée optiquement de la “couronne” extérieure. Seuls les événements donnant de la lumière dans cette région sont pris en compte (445 tonnes de masse fiducielle). La région extérieure jouant le rôle de veto est scrutée par 240 photomultiplicateurs.

L’accélérateur de Fermilab fournit à MiniBooNE un faisceau de proton de 8 GeV qui, envoyé sur une cible, donne le faisceau de neutrinos. L’expérience a la possibilité de sélectionner le type de neutrinos souhaité ν_μ ou $\bar{\nu}_\mu$ grâce au système de cornes (principe de fonctionnement détaillé pour le faisceau CNGS) ce qui va lui permettre d’étudier les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (étude de CP). L’identification des particules est basée sur le rayonnement Tcherenkov (figure 2.15).

L’expérience a débuté en août 2002 avec un faisceau de ν_μ (figure 2.16). Si les résultats de LSND sont corrects, l’expérience devrait observer un excès de quelques centaines d’événements ν_e qui sera largement au-dessus du bruit de fond venant de la contamination du faisceau en

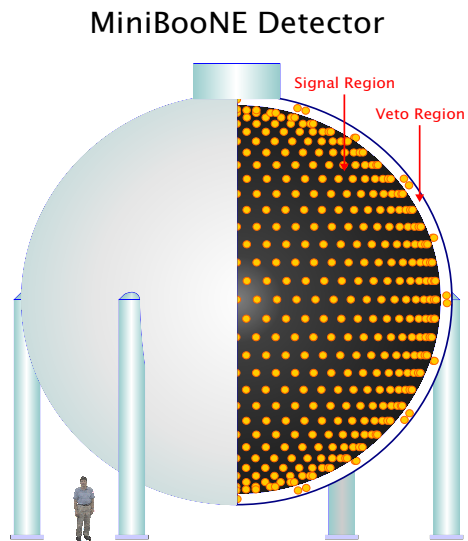


FIG. 2.14 – Schéma du détecteur MiniBooNE.

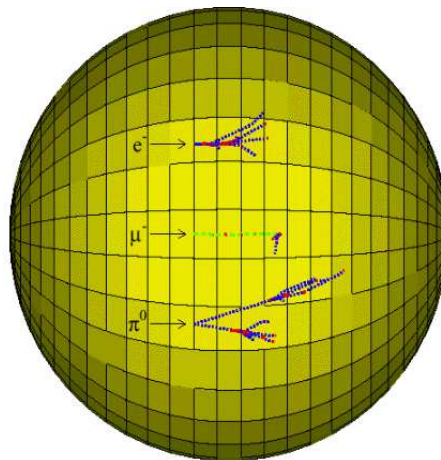


FIG. 2.15 – Schéma des traces observées dans le détecteur pour un électron, pion et muon.

ν_e . La figure 2.17 montre la région exclue à 90% C.L. par MiniBooNE au bout de deux ans de données si aucun signal d’oscillation n’est observé.

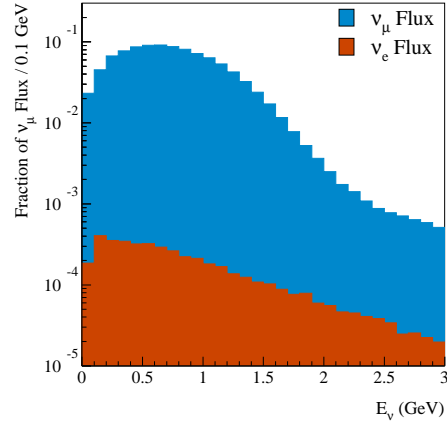


FIG. 2.16 – Spectre des flux de ν_μ et de ν_e prédits pour MiniBooNE.

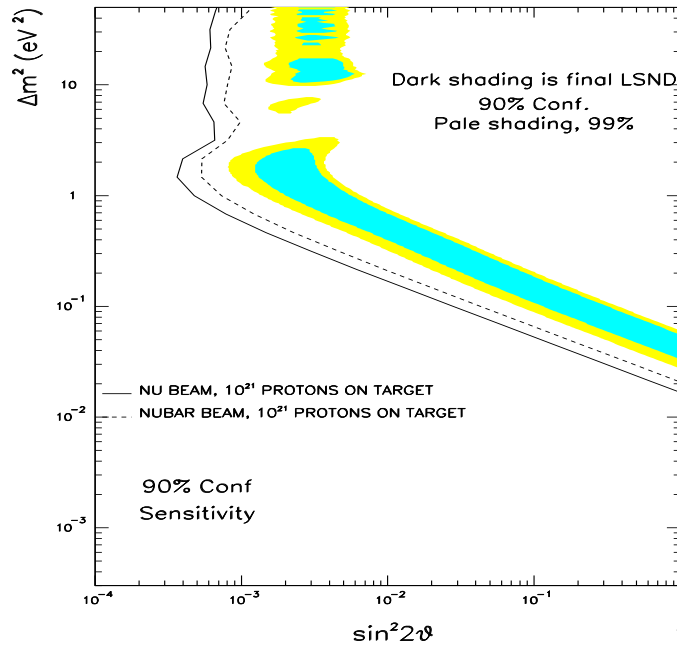


FIG. 2.17 – Région exclue par MiniBooNE au bout de 2 années si aucun signal d’oscillation n’est observé. Les régions à 90% et 99% C.L. permises par LSND sont représentées.

Chapitre 3

Les neutrinos atmosphériques

Récapitulons les résultats des premiers chapitres : au début de l'année 1995, l'énigme des neutrinos solaires était bien établie : les observations faites par HOMESTAKE, Kamiokande (1986) puis GALLEX et SAGE (1992) convergent toutes vers un déficit de neutrinos solaires de l'ordre de deux par rapport aux prédictions du modèle standard. Ce déficit semble s'expliquer par le phénomène d'oscillation qui permet aux neutrinos de se transformer au cours de leur propagation avec une probabilité d'oscillation $P_{\nu_\alpha \nu_\beta} = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{E} \right)$. Les neutrinos solaires changeraient ainsi de saveur $\nu_e \rightarrow \nu_x$ au cours de leur trajet du Soleil à la Terre. L'analyse de tous les résultats concernant le déficit observé dans le cadre de cette hypothèse aboutit à plusieurs solutions, certaines prenant en compte l'effet de la matière solaire sur les neutrinos (effet MSW). La solution SMA (Small Mixing Angle) qui décrit une oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$ à faible angle de mélange par effet MSW apparaît à l'époque comme la solution la plus probable.

En parallèle de l'étude des neutrinos solaires se développe l'étude des neutrinos atmosphériques. Les résultats de Kamiokande en 1986 constituent la première véritable observation d'un déficit de neutrinos atmosphériques du même ordre de grandeur que pour les solaires. Le résultat est présenté sous la forme d'un double rapport des flux ν_μ / ν_e détectés sur les flux ν_μ / ν_e estimés de façon à réduire les erreurs sur la prédiction des flux (incertitude de $\pm 30\%$ pour ϕ_ν^{atm} réduite à $\pm 5\%$ pour le rapport ν_μ / ν_e). Une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et/ou $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ vers $\Delta m^2 \sim 10^{-2} eV^2$ est avancée pour expliquer cette "anomalie" observée également par d'autres expériences (IMB, SOUDAN2).

Le problème se pose alors de concilier l'ensemble des résultats en considérant deux oscillations : une vers $\Delta m^2 \sim 10^{-5} eV^2$ pour $\nu_{solaires}$ et l'autre vers $\Delta m^2 \sim 10^{-2} eV^2$ pour $\nu_{atmosphériques}$.

En 1994, Harrison, Perkins et Scott y parviennent de façon remarquable en proposant un schéma faisant intervenir une oscillation à deux saveurs $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, à grand angle de mélange et $\Delta m^2 \sim 0.01 eV^2$. Cette solution est par ailleurs cohérente avec le déficit *observé* pour les "longs trajets" (cas des solaires et atmosphériques) et *non observé* pour des "courts trajets" (expériences sur réacteurs (Bugey) et accélérateurs) qui autorisent une oscillation pour des $\Delta m^2 > 0.008 eV^2$ et $\sin^2 2\theta \sim 0.9$. La figure 3.1 permet de visualiser les résultats des différentes expériences de l'époque ajustés avec l'oscillation proposée : seul le résultat de HOMESTAKE n'est pas expliqué mais le très bon accord des autres expériences rend le schéma de Harrison, Perkins et Scott très attrayant.

Les résultats de LSND en 1995 indiquant une nouvelle oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ à $\Delta m^2 \sim 1 eV^2$ et faible angle de mélange vont pousser Acker et Pakvasa à envisager un mélange à trois

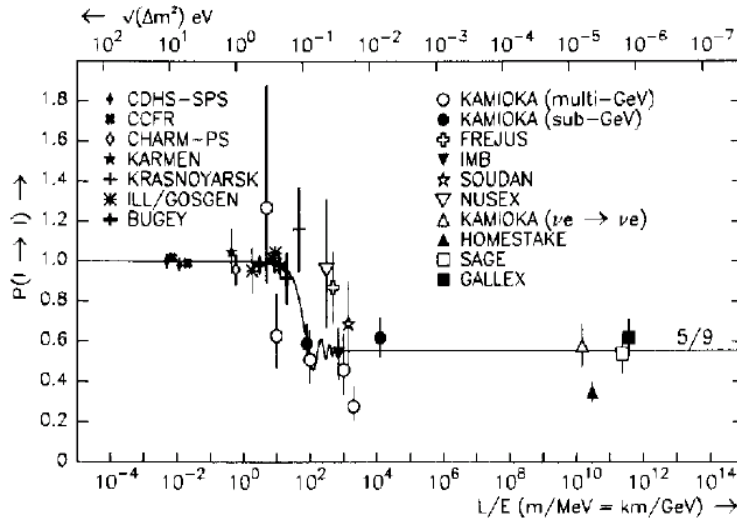


FIG. 3.1 – Résultats des différentes expériences connus en 1994 et interprétés dans un schéma d'oscillation à 2 saveurs par Harrison, Perkins et Scott. Seul le résultat de HOMESTAKE n'est pas expliqué.

saveurs. Ils parviennent ainsi à concilier l'ensemble des résultats (solaires, atmosphériques, LSND) en considérant deux valeurs de Δm^2 , une attribuée à LSND l'autre aux neutrinos solaires et atmosphériques :

$$\begin{aligned} \text{LSND} : & \quad \Delta m^2 \sim 1eV^2 \\ \text{Solaires + atmosphériques} : & \quad \Delta m^2 \sim 10^{-2}eV^2 \end{aligned}$$

Toute une série d'expériences est proposée pour vérifier les observations de LSND (JURA [35], I216 [34], MiniBooNE [32], CHOOZ) mais aussi plusieurs projets d'expériences auprès d'accélérateurs, notamment le projet CNGS, qui permettent d'obtenir un rapport L/E équivalent au cas des neutrinos atmosphériques.

Ce n'est qu'en 1998, avec les résultats de CHOOZ, que l'oscillation des neutrinos solaires et l'oscillation des neutrinos atmosphériques seront découplées, $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ étant exclue dans la région des atmosphériques. L'existence de trois Δm^2 indépendants (solaires, atmosphériques, LSND) nécessite alors de faire intervenir un quatrième neutrino ν_s nécessairement stérile c'est-à-dire n'interagissant pas avec la matière⁴. L'expérience Super-Kamiokande a, depuis, validé l'hypothèse d'une oscillation propre aux neutrinos atmosphériques par la mise en évidence d'une forte dépendance du déficit de neutrinos atmosphériques ν_μ en fonction de l'angle zénithal interprétable en terme d'oscillation. Aucun excès de ν_e n'ayant été observé, l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ est défavorisée ; l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ est quant à elle défavorisée par l'étude des effets de matière et des événements NC.

Trois grands projets K2K au Japon, NUMI aux Etats-Unis et le CNGS en Europe sont actuellement consacrés à la recherche d'oscillation dans le domaine des neutrinos atmosphériques : ils permettront de prouver que le phénomène d'oscillation est bien à l'origine de l'anomalie observée et d'identifier quelle oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et/ou $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ intervient.

⁴le nombre de neutrinos actifs étant fixé par la mesure de la largeur de désintégration du boson Z mesurée au LEP

3.1 CHOOZ

Le détecteur [37] était installé dans un laboratoire souterrain à environ 1 km de la centrale CHOOZ, dans les Ardennes. La montagne offrait une protection naturelle contre les rayons cosmiques et une mesure du bruit de fond avait été possible suite à l'installation du détecteur avant la mise en service de la centrale. Enfin, la présence de deux réacteurs offrait la possibilité de mesurer le flux de $\bar{\nu}_e$ pour deux distances source-réacteur différentes ($d_1=1114.6$ m et $d_2=997.9$ m)

Une autre expérience sur réacteur Palo Verde, fondée sur le même principe que CHOOZ, se développait en parallèle aux Etats-Unis mais le détecteur ne bénéficiait pas des mêmes avantages que CHOOZ, en particulier en terme de blindage contre les rayons cosmiques.

Le détecteur était constitué d'un cylindre (*steel tank*) de 5.5 m de diamètre et de 5.5 m de hauteur disposé dans un puits creusé dans une colline voisine de la centrale. Pour protéger le détecteur de la radioactivité naturelle de la roche, le cylindre était entouré par une couche de 75 cm de sable de faible activité délimitée par un moule en fonte de 14 cm d'épaisseur. Le détecteur comprenait (figure 3.2) :

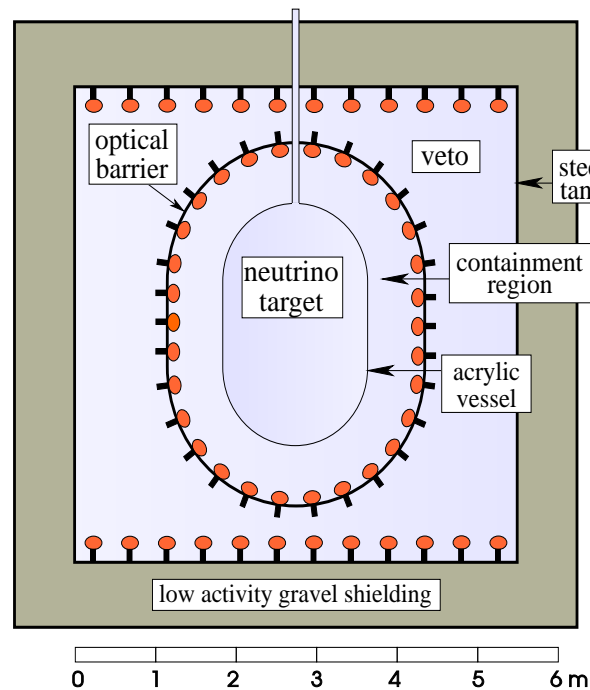
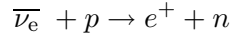


FIG. 3.2 – Schéma du détecteur CHOOZ.

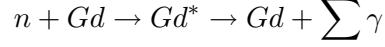
- une cible (*acrylic vessel*) faite en plexiglass transparent contenant du scintillateur dopé au gadolinium et pesant 5 tonnes (région 1) ;
- un réservoir cylindrique fait en plastique opaque comprenant 192 photomultiplicateurs et dans lequel était placée la cible ; le volume intermédiaire contenait du scintillateur liquide non dopé au gadolinium et pesait 17 tonnes (région 2, *containment region*). La région 2 permettait de collecter environ 99% de l'énergie des e^+ issus de l'interaction d'un $\bar{\nu}_e$ et environ 95% de l'énergie des γ pour un dépôt d'énergie $E > 6\text{MeV}$.
- une structure extérieure (*steel tank*) équipée de deux rangées de photomultiplicateurs ; le volume intermédiaire contenait du scintillateur non dopé (région 3) et était optiquement

séparé des deux régions précédentes du fait de l'opacité du second cylindre. Il jouait donc le rôle de véto contre les muons cosmiques et la radioactivité naturelle provenant du matériel.

La détection des $\bar{\nu}_e$ se faisait à travers la réaction



suivie de l'émission de γ due à la capture du neutron par le gadolinium



La concentration de gadolinium dans le scintillateur de la cible a été choisie de façon à optimiser la capture du neutron.

Les événements neutrinos étaient sélectionnés à partir des critères suivants :

- énergie du positron $E_{e^+} < 8 \text{ MeV}$;
- énergie des γ produits par capture du neutron $6 < E_n < 12 \text{ MeV}$;
- position du positron (neutron) par rapport au deuxième cylindre $d_{e^+} < 30 \text{ cm}, d_n > 30 \text{ cm}$;
- distance entre le positron et le neutron $d_{e^+n} < 100 \text{ cm}$;
- intervalle de temps entre le signal du positron et celui des γ : $2 < \Delta t_{e^+n} < 100 \mu\text{s}$.

Les figures 3.3 et 3.4 montrent la distribution des événements sélectionnés en fonction de l'énergie du neutron et du positron. Les événements de bruit de fond étaient classifiés en 4 catégories (A,B,C et D sur les figures) selon leur origine (A et D : coïncidences accidentelles dues à la radioactivité naturelle, B : désintégrations au repos de muons cosmiques, C : interactions de cosmiques dans la roche produisant des neutrons).

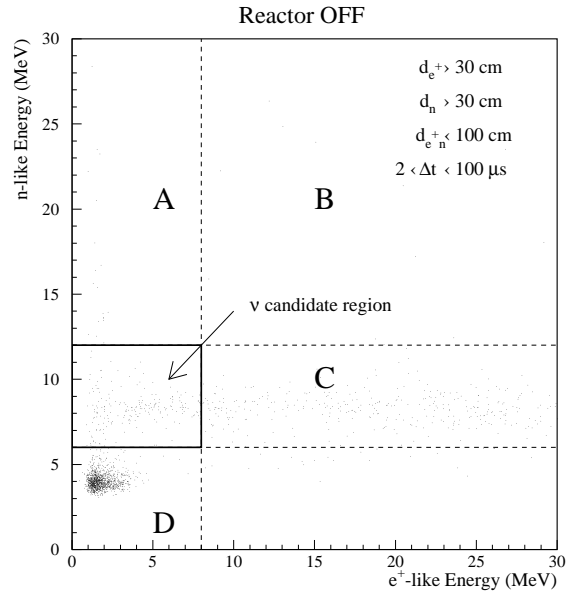
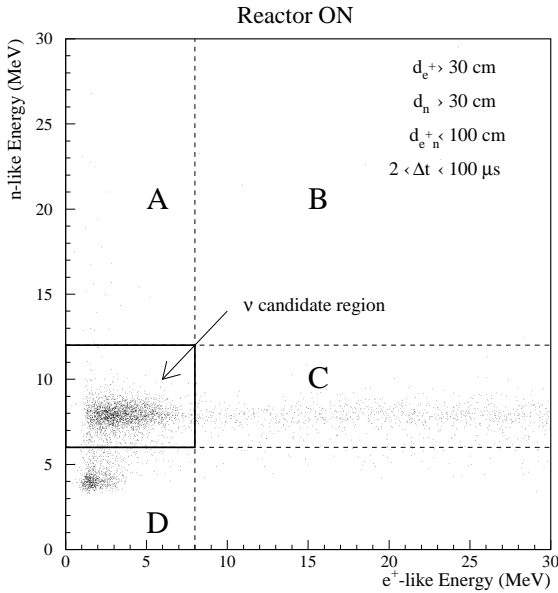


FIG. 3.3 – Distribution en énergie du neutrino *vs.* positron obtenue avec le réacteur en marche comparée à celle du bruit de fond.

FIG. 3.4 – Même chose avec le réacteur à l'arrêt.

La figure 3.5 compare la distribution en énergie du positron obtenue avec le réacteur en marche et à l'arrêt tandis que la figure 3.6 montre la distribution en énergie du positron avec le bruit de fond soustrait, comparé à la simulation. Le rapport flux prédit sur flux mesuré est de [38] :

$$R = 1.01 \pm 0.028(stat) \pm 0.027(syst)$$

L'expérience Palo Verde a trouvé un résultat similaire :

$$R = 1.01 \pm 0.024(stat) \pm 0.053(syst)$$

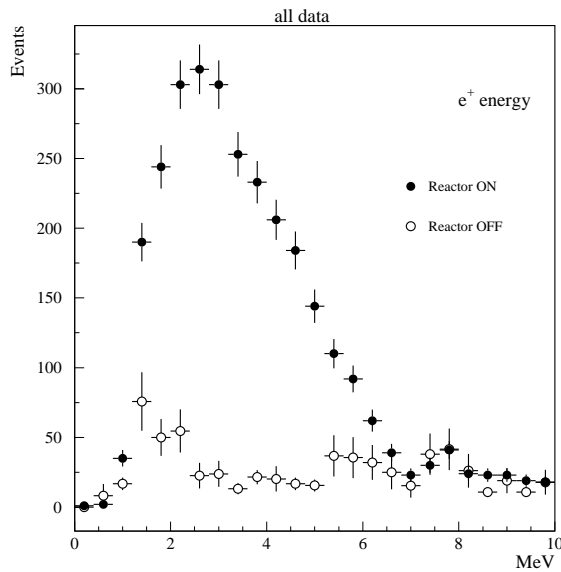


FIG. 3.5 – Distribution en énergie des e^+ mesurée avant (bruit de fond) et après la mise en service de la centrale.

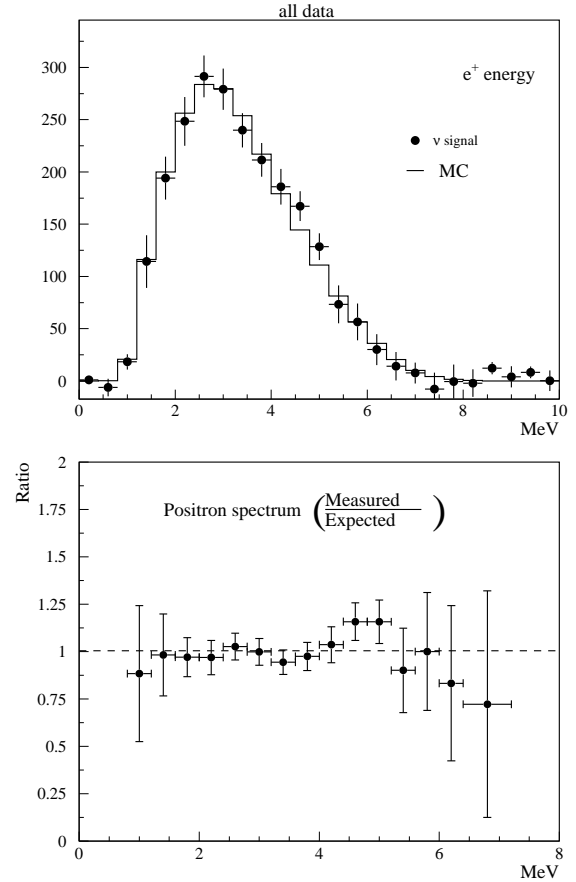


FIG. 3.6 – En haut, distribution en énergie des e^+ mesuré, le bruit de fond ayant été soustrait, comparé à celui prédit par la simulation MC. En bas, rapport du nombre d'événements $\bar{\nu}_e$ mesuré normalisé par le nombre attendu.

L'observation d'un flux en accord avec celui qui était attendu a permis à CHOOZ de définir une région d'exclusion sur les paramètres d'oscillation pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Trois analyses différentes ont été menées et les contours obtenus sont représentés sur la figure 3.7 :

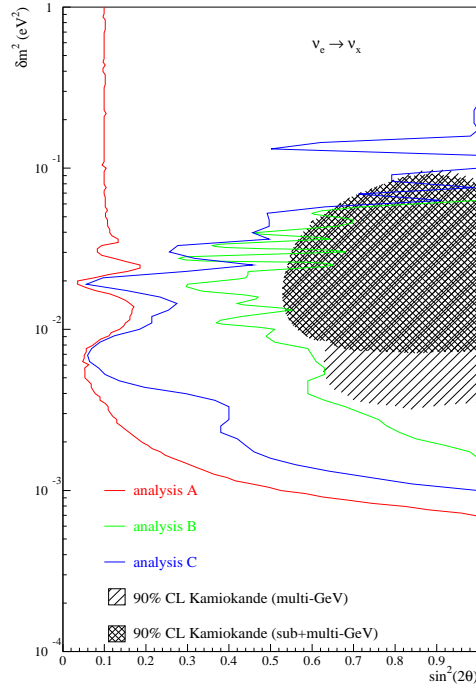


FIG. 3.7 – Contours à 90% C.L. pour l’oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$ obtenues avec les 3 analyses ([38]).

- L’analyse A compare le flux prédit et le flux mesuré : elle est basée sur une normalisation absolue. Les limites mises sur les paramètres d’oscillation dépendent de l’incertitude sur la prédiction du flux de neutrinos ($2\% \rightarrow$).
- L’analyse B est basée sur une comparaison des mesures faites avec les 2 réacteurs de la centrale, le flux de $\bar{\nu}_e$ mesuré par l’un des réacteurs étant normalisé par l’autre. Les deux réacteurs ont été mis en marche successivement ce qui a permis la distinction entre les deux flux de neutrinos. Les limites d’oscillation deviennent indépendantes des incertitudes sur la prédiction du flux de neutrinos et de manière générale des incertitudes systématiques. Pour les grands Δm^2 , l’oscillation est “rapide” (λ petit) si bien qu’il devient impossible de la mettre en évidence par cette analyse, ce qui explique la forme du contour.
- L’analyse C est intermédiaire et se base sur la comparaison des formes du spectre en énergie prédit et mesuré. Pour les grands Δm^2 , le phénomène d’oscillation ne peut plus être mis en évidence par cette analyse car la probabilité d’oscillation devient indépendante de l’énergie ($P \rightarrow \frac{1}{2} \sin^2 2\theta$).

L’analyse A est la plus sensible : elle est validée par l’analyse C dans la région centrale.

3.2 Super-Kamiokande

Origine Les neutrinos atmosphériques ($0.1 < E < 100 \text{ GeV}$) proviennent de la désintégration de pions et de kaons produits lors de l’interaction dans l’atmosphère de rayons cosmiques

(essentiellement des protons de haute énergie) :

$$\begin{aligned}\pi, K &\rightarrow \mu + \nu_\mu \\ \mu &\rightarrow e + \nu_\mu + \nu_e\end{aligned}$$

Il y a donc deux fois plus de neutrinos muoniques produits que de neutrinos électroniques et $R \frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e} \sim 2$. Pour les énergies élevées ($E > 2\text{GeV}$), le nombre de muons se désintégrant dans l'atmosphère diminue et donc $R > 2$ (moins de ν_e).

L'étude des neutrinos atmosphériques commence par la mesure de ce rapport. Les résultats de plusieurs expériences sont montrées sur la figure 3.8 : les expériences FREJUS et NUSEX, utilisant un détecteur calorimétrique, ne montrent pas de déficit mais les incertitudes sont grandes alors que les résultats de IMB (détecteur Tcherenkov, 1991) et SOUDAN2 (calorimètre, 1997) sont proches de ceux de Kamiokande (1988) et de Super-Kamiokande (1998).

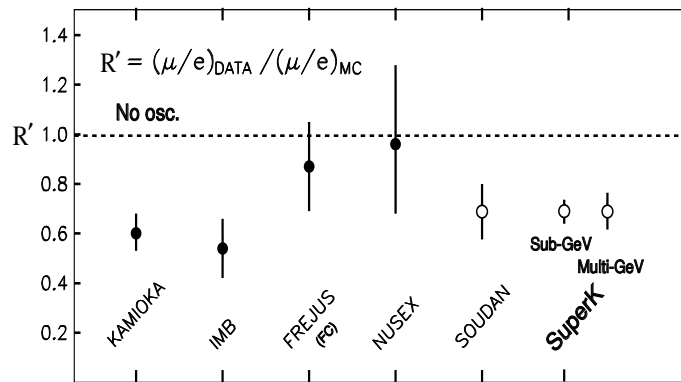


FIG. 3.8 – Mesures de R faites par différentes expériences : Kamiokande (1988), IMB(1991) et Super-Kamiokande sont des détecteurs à eau tandis que FREJUS, NUSEX et SOUDAN2 sont des calorimètres [39].

Une autre approche consiste à étudier les neutrinos atmosphériques en fonction de la distance parcourue (L). Cette distance varie de ~ 15 km pour les neutrinos traversant uniquement l'atmosphère (down-going) jusqu'à ~ 12500 km pour les neutrinos traversant la Terre (up-going) (figure 3.9). La situation est similaire à celle d'un détecteur qui pourrait être déplacé de façon à modifier la distance source-détecteur. Pour les neutrinos atmosphériques, L est accessible par la mesure de l'angle zénithal. Cette mesure n'est possible que si le détecteur a une bonne résolution angulaire, surtout pour les neutrinos horizontaux ($\cos \theta \sim 0$) pour lesquels L varie très rapidement en fonction de θ . En 1994, Kamiokande publie une distribution du rapport $R = \frac{\phi_{\text{mesuré}}}{\phi_{MC}}$ en fonction de l'angle zénithal qui semble indiquer une asymétrie du flux de neutrinos. Mais les incertitudes sont grandes et la décision est prise de construire un détecteur 50 fois plus gros pour augmenter la statistique et améliorer les mesures.

Détecteur Le détecteur Super-Kamiokande est similaire à celui de Kamiokande mais avec une masse fiducielle de 22.5 kt pour une masse totale de 50 kt. La cible est un cylindre de 16.9 m de rayon et 36.2 m de haut contenant de l'eau. Elle est plongée dans un réservoir d'eau qui la protège de la radioactivité de la roche et joue le rôle de véto. Les deux régions

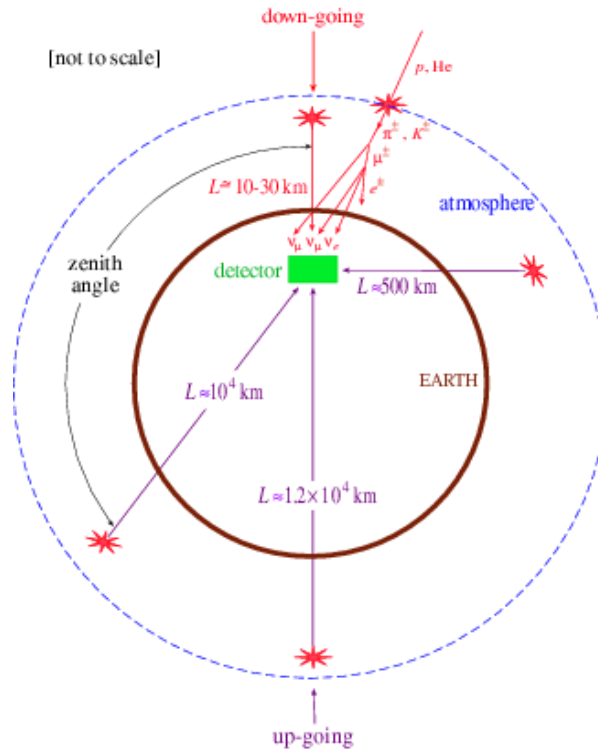


FIG. 3.9 – Vue schématique des différents angles θ des neutrinos atmosphériques ainsi que les distances parcourues avant détection.

sont optiquement isolées ; la cible est scrutée par ~ 12000 photomultiplicateurs et ~ 1800 photomultiplicateurs observent la couche d'eau extérieure jouant le rôle de veto.

La détection des neutrinos se fait par l'intermédiaire des interactions CC des ν_μ et ν_e avec la production d'un muon et d'un électron. La distinction entre les événements ν_μ CC (μ - like) et ν_e CC (e -like) est faite avec une méthode de vraisemblance basée sur la forme des anneaux Tcherenkov. Les événements neutrinos sont classés de la manière suivante (figure 3.10, tableau 3.1) :

- les événements donnant de la lumière uniquement dans la cible sont dits *Fully contained* (FC). Ils sont subdivisés en deux catégories : *multi-GeV* ($E > 1.33\text{GeV}$) et *sub-GeV* ($E < 1.33\text{GeV}$). Les événements avec un anneau Tcherenkov sont distingués des événements avec plusieurs anneaux Tcherenkov (*multi-ring*). Pour les événements multi-ring, l'événement est classé μ - like si l'un des anneaux est attribué à un muon. Dans le cas contraire, il est classé comme courant neutre (désintégration d'un π^0). Pour cette catégorie, l'énergie totale de l'événement est mesurée.
- les événements *Partially Contained* (PC) correspondent aux neutrinos ayant interagi dans la cible mais produisant de la lumière à l'extérieur de la cible : ce sont essentiellement des événements μ - like avec un muon de haute énergie qui sort du détecteur.
- la dernière catégorie correspond à l'interaction de ν_μ dans la roche située sous le détecteur : le muon peut soit être stoppé dans le détecteur (*upward-stopped muons*) soit traverser le détecteur (*upward-through muons*).

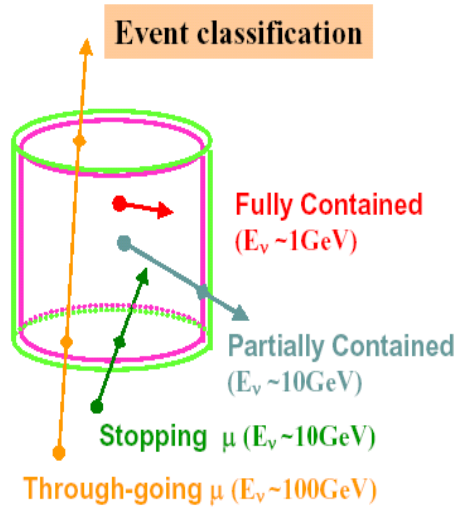


FIG. 3.10 – Schéma illustrant les différentes catégories d'événements dans le détecteur Super-Kamiokande : événements FC, FC multi-ring, PC et upward-going muons.

TAB. 3.1 – Nombre d'événements par catégorie mesurés et prédits pour SK-1 et flux mesuré ($10^{-13} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$) pour la catégorie Upward-going ([42, 43]).

	Données	Monte-Carlo
FC sub-GeV		
1 anneau e-like	3353	3013.9
1 anneau μ -like	3227	4466.9
plusieurs anneaux (μ)	208	346.4
FC multi-GeV		
1 anneau e-like	746	700.4
1 anneau μ -like	651	948.2
plusieurs anneaux (μ)	439	739.4
PC	911	1149.8

	Données	théorie
Upward-going μ		
stopping	$0.41 \pm 0.02(\text{stat}) \pm 0.02(\text{syst.})$	$0.61 \pm 0.14(\text{syst.})$
through-going	$1.70 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.04(\text{syst.})$	$1.57 \pm 0.35(\text{syst.})$

Résultats Les premiers résultats de Super-Kamiokande en 1998 apportent la preuve de l'existence d'un déficit de neutrinos atmosphériques ν_μ au même titre que GALLEX et SAGE pour le déficit des neutrinos solaires. Une asymétrie dans le flux de neutrinos en fonction de l'angle zénithal est indéniable et cela conforte l'hypothèse d'une oscillation des neutrinos, le déficit étant indépendant de la connaissance du flux de ν_{atm} . L'oscillation à deux saveurs $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ est alors mise en avant pour expliquer l'anomalie observée : la figure 3.11 permet de visualiser la région permise par Kamiokande ($\Delta m^2 \sim 10^{-2} \text{eV}^2$) et celle permise par Super-Kamiokande en 1998 qui se situe vers des Δm^2 plus faibles $\Delta m^2 \sim 10^{-3} \text{eV}^2$.

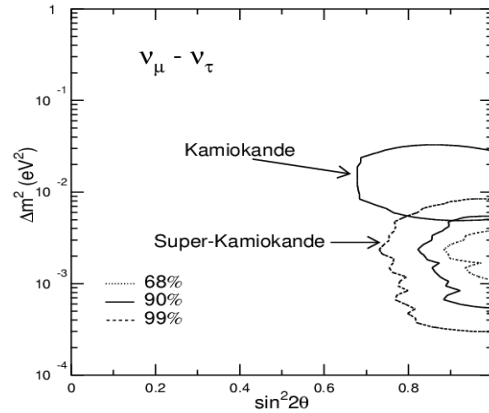


FIG. 3.11 – Régions permises pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ par Super-Kamiokande en 1998 (countours à 68%, 90% et 99% C.L.). La région permise par Kamiokande est également représentée (90% C.L.) de manière à visualiser l'évolution des contours ([40]).

Les dernières distributions zénithales obtenues par Super-Kamiokande sont représentées sur la figure 3.12. Les événements *e-like* sont en accord avec les prédictions. En revanche, les événements *mu-like multi-GeV* sont nettement déficitaires, excepté pour $\cos \theta = 1$ correspondant aux ν traversant seulement l'atmosphère. Le même comportement est observé pour les événements *multi-ring mu*. Enfin, il y a moins d'événements *upward stopped mu* que prévu tandis que les événements *upward through mu* sont en accord avec les prédictions sauf pour $\cos \theta = +1$. Pour les événements *sub-GeV*, le déficit est visible aussi bien pour $\cos \theta = -1$ que pour $\cos \theta = 1$ car à basse énergie, les neutrinos ne traversant que l'atmosphère ont le temps d'osciller. Les données sont en accord avec les prédictions dans le cas d'une oscillation à deux saveurs $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (ligne continue en vert). Les ν_μ traversant la Terre sont plus déficitaires que les ν_μ traversant seulement l'atmosphère en accord avec un faible Δm^2 , un grand Δm^2 synonyme d'une courte longueur d'oscillation aurait impliqué un déficit important des ν *down-going*. Une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ se serait quant à elle traduite par un excès d'événements *e-like* pour $\cos \theta \rightarrow -1$, excès non observé. Elle est donc défavorisée en accord avec les résultats de CHOOZ et Palo Verde.

L'hypothèse d'une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ (neutrino stérile) a été également envisagée (2000, [45]). La figure 3.13 montre la distribution des événements NC en fonction de l'angle zénithal ajustée avec une oscillation à 2 saveurs $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$. Le neutrino stérile n'interagissant pas avec la matière, un nombre plus faible de NC pour $\cos \theta \sim -1$ devrait apparaître ce qui ne semble pas être le cas.

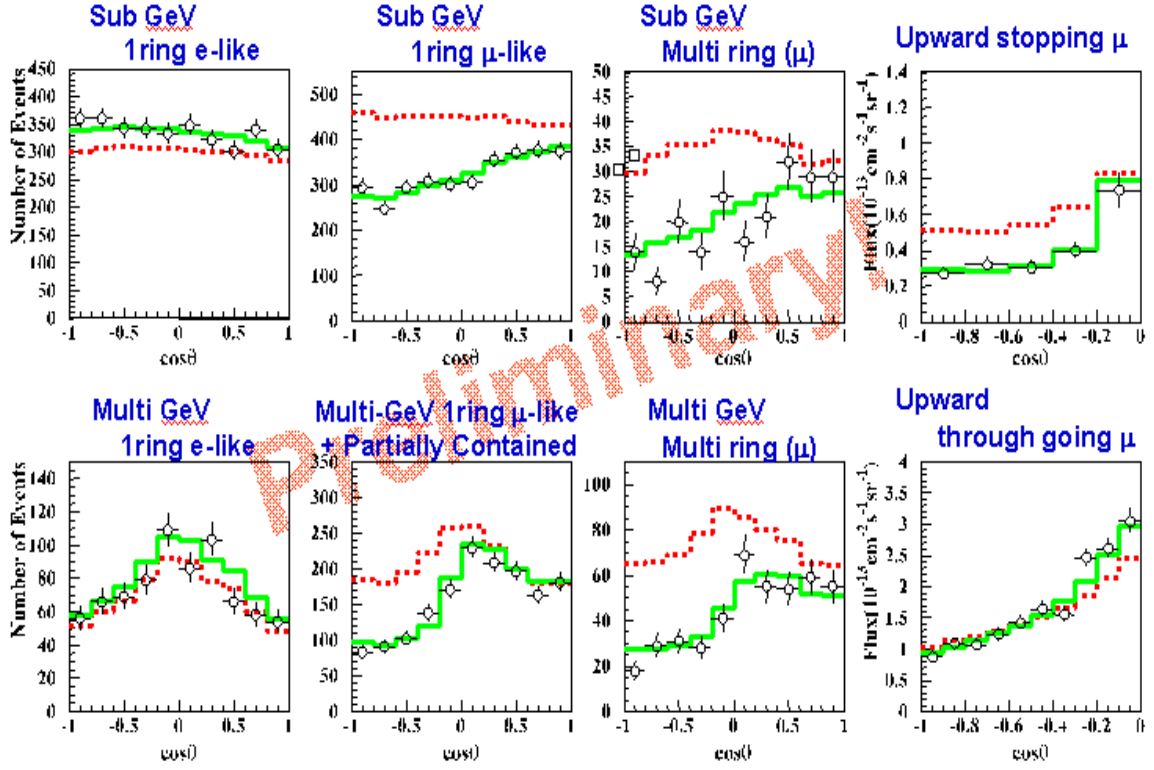


FIG. 3.12 – Distribution des événements par catégories. $\cos\theta = -1$ correspond aux événements montants et $\cos\theta = 1$ à ceux descendants. Les distributions attendues sont représentées en rouge. En vert sont montrées les distributions obtenues dans l’hypothèse d’une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ avec le meilleur ajustement en Δm^2 et $\sin^2 2\theta$ (2003, [42]).

Par ailleurs, compte tenu de l’expression de l’angle de mélange dans la matière (θ_M),

$$\sin^2 2\theta_M = \frac{\sin^2 2\theta}{\sin^2 2\theta + \left(\frac{2E_\nu V_{\alpha\beta}}{\Delta m^2} - \cos 2\theta\right)^2}$$

$$V_{\nu_\mu \nu_\tau} = 0 \text{ et } V_{\nu_\mu \nu_s} = \pm\sqrt{2}G_F N_n$$

l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ disparaît à haute énergie. De plus, le potentiel $V_{\alpha\beta}$ est nul pour $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ puisque les deux neutrinos interagissent de la même manière dans la matière, ce qui n’est plus vrai pour $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$. Pour mettre en évidence un effet sur les distributions, il faut donc sélectionner un échantillon d’événements à haute énergie (oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ plus faible qu’une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$), événements PC avec $E_{\text{visible}} > 5\text{GeV}$ et événements “upward through going μ ” dont les distributions en fonction de l’angle zénithal sont également montrées sur la figure 3.13. Les figures de droite correspondent au rapport “up/down” ($\phi(\cos\theta = 1)/\phi(\cos\theta = -1)$). A partir de ces résultats, l’oscillation unique $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ est finalement exclue à 99% C.L.

L’analyse des distributions des événements CC (prise de données d’avril 1996 à Juillet

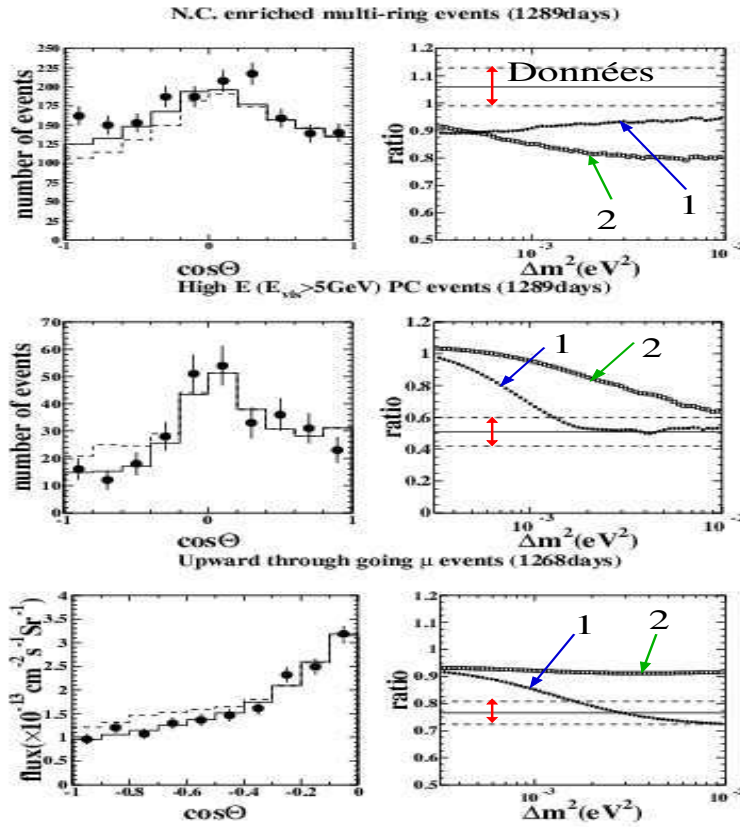


FIG. 3.13 – A gauche et de haut en bas, distributions en fonction de l’angle zénithal des événements NC, PC avec $E < 5\text{GeV}$ et Through-going μ (voir figure 3.10 pour les différentes catégories) : les points correspondent aux données avec les erreurs statistiques, la ligne continue correspond à la prédiction pour une oscillation $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ et celle en pointillés pour une oscillation $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{s}$ avec $((\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (3.2 \times 10^{-3} \text{eV}^2, 1))$. A droite, rapport du nombre d’événements “up/down” correspondant à la catégorie étudiée en fonction du Δm^2 : la ligne continue entourée par les deux lignes en tirets correspond au rapport mesuré avec les erreurs statistiques ; la ligne en pointillés (1) correspond aux prédictions pour $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ et l’autre pour $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{s}$ (2) ([45]). La courbe $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{s}$ est toujours à l’extérieur de la bande en pointillés .

2001) autorise l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ dans la région suivante :

$$\begin{aligned} & \text{analyse 2002} \\ & 1.6 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 < \Delta m^2 < 3.9 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad \sin^2 2\theta > 0.9 \quad (90\% \text{C.L.}) \\ & \Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad \sin^2 2\theta = 1 \end{aligned}$$

Une nouvelle analyse en 2003 aboutit à la région montrée sur la figure 3.14. La région finale est une combinaison des contours définis pour chaque catégorie d'événements. Ces contours peuvent avoir des comportements très différents d'un échantillon à un autre (figure de gauche) : c'est la catégorie *PC* qui abaisse la région vers les faibles Δm^2 .

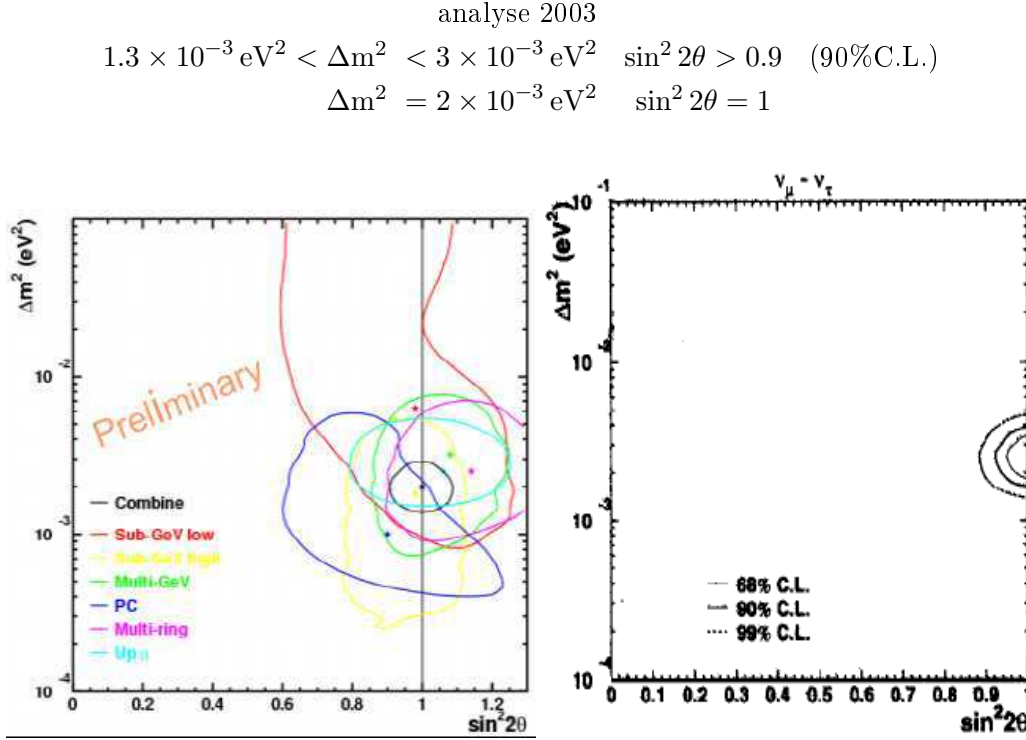


FIG. 3.14 – A gauche, contours obtenus à partir de l'analyse des distributions des événements CC selon la catégorie. A droite, régions des paramètres d'oscillation à 68%, 90% et 99% obtenues en combinant les différents contours. Le meilleur ajustement est obtenu pour $\Delta m^2 = 2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta = 1$. [43]

Une comparaison des deux régions permises (2002/2003) pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ est représentée sur la figure 3.15 et de manière plus générale, la figure 3.16 permet de visualiser l'évolution de cette région en Δm^2 depuis Kamiokande. Les rapports données/MC mesurés sont les suivants (tableau 3.1, [42]) :

$$\begin{aligned} \text{multi-GeV+PC} : \quad & \frac{(\mu/e)_{\text{données}}}{(\mu/e)_{\text{MC}}} = 0.699 \pm 0.016(\text{stat.}) \pm 0.051(\text{synt.}) \\ \text{sub-GeV} : \quad & \frac{(\mu/e)_{\text{données}}}{(\mu/e)_{\text{MC}}} = 0.649_{-0.030}^{+0.032} 0.083(\text{syst.}) \end{aligned}$$

Deux analyses différentes, une basée sur une méthode de vraisemblance, l'autre faisant appel à un réseau de neurones, ont été menées pour essayer de définir un échantillon d'événements avec des caractéristiques aussi proches que possibles de celles d'événements τ , sachant

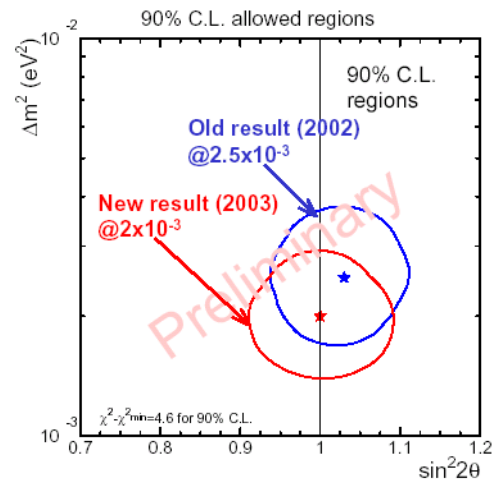


FIG. 3.15 – La région permise pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ en 2002 est comprise entre $\Delta m^2 = 1.6 - 3.9 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ et celle de 2003 entre $\Delta m^2 = 1.3 - 3. \times 10^{-3} \text{eV}^2$ ([43]).

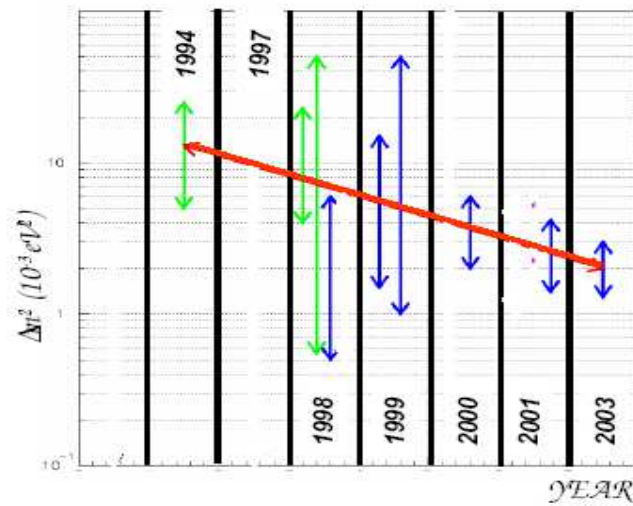


FIG. 3.16 – Evolution des régions en Δm^2 dans le domaine des régions atmosphériques avec les résultats de Kamiokande (en vert) et Super-Kamiokande (en bleu).

que le détecteur a une très mauvaise capacité de reconstruction d'événements (surtout pour les événements avec plusieurs particules) et n'est pas adapté à la détection de τ . Les résultats sont montrés sur la figure 3.17 : la distribution de l'échantillon d'événements τ *like* est compatible avec la prédiction du nombre d'événements $(\nu_e + \nu_\mu + \nu_\tau)_{osc}$ dans l'hypothèse d'une oscillation (en rouge, distribution 1) et est en désaccord avec la prédiction du nombre d'événements $(\nu_e + \nu_\mu)_{osc}$ toujours dans l'hypothèse d'une oscillation mais en supposant que les interactions ν_τ CC ne sont pas détectées (distribution 2). Il est à souligner que la distribution des événements τ *like* dans les données (1) présente une asymétrie faible non significative (distribution similaire à un échantillon d'événements NC). C'est seulement par comparaison avec l'échantillon Monte Carlo (2) contenant uniquement des ν_μ et ν_e qu'un excès devient visible. L'asymétrie de l'échantillon Monte Carlo ne peut provenir que d'une très forte contamination en événements ν_μ CC déficitaire par effet de l'oscillation. L'excès d'événements τ *like* n'est donc pas directement visible : il est lié à l'échantillon d'événements Monte Carlo qui est soumis à des erreurs systématiques concernant la classification des événements ν_μ CC. L'excès mesuré est à 2.4σ .

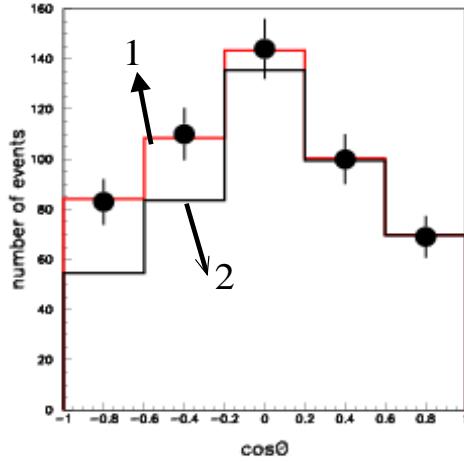


FIG. 3.17 – Résultat de l'ajustement du nombre d'événements ν_e et ν_μ tenant compte de l'oscillation et du nombre d'événements ν_τ provenant de l'oscillation. Les points représentent la distribution en fonction de l'angle zénithal de l'échantillon d'événements classifié ν_τ (méthode de vraisemblance). La ligne continue en rouge (indice 1) correspond au meilleur ajustement obtenu avec les paramètres $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (2.5 \times 10^{-3} \text{eV}^2, 1)$. La ligne continue en noir (indice 2) montre la distribution obtenue dans l'hypothèse d'une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ mais sans l'observation des interactions ν_τ CC (2003, [41]).

Pour terminer, Super-Kamiokande a récemment présenté les résultats de l'analyse du rapport $\frac{(\mu/e)_{\text{données}}}{(\mu/e)_{MC}}$ en fonction de L/E destinée à mettre en évidence un comportement oscillatoire [46]. Une bonne résolution L/E est indispensable pour cette étude et par conséquent les événements neutrinos horizontaux ainsi que les événements de basse énergie (diffusion multiple, mauvaise corrélation angulaire) n'ont pas été pris en compte. Les résultats sont consistants avec l'analyse en fonction de l'angle zénithal (figure 3.18) :

$$1.9 \times 10^{-3} \text{eV}^2 < \Delta m^2 < 3 \times 10^{-3} \text{eV}^2 \quad \sin^2 2\theta > 0.9 \quad (90\% \text{C.L.})$$

L'asymétrie du flux de neutrinos atmosphériques en fonction de l'angle zénithal est bien établie mais les analyses ne permettent pas d'aboutir à une mesure précise de Δm^2 . À l'image

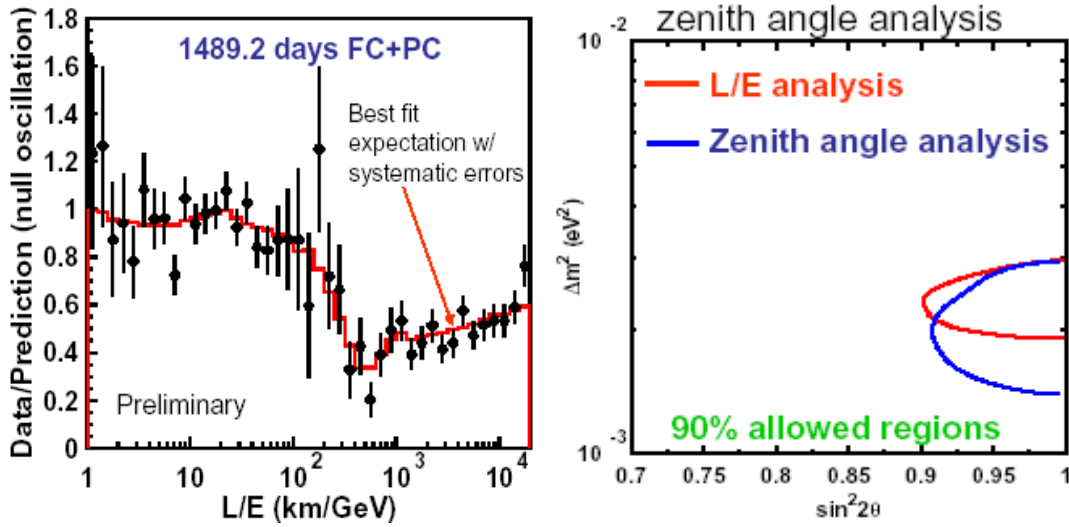


FIG. 3.18 – A gauche, rapport du nombre d'événements observés sur celui attendu (meilleur ajustement obtenu pour $\Delta m^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{eV}^2$). A droite, nouveaux contours à 90% C.L. obtenus comparés à l'analyse basée sur l'angle zénithale ([46, 47]).

du rôle de SNO pour les neutrinos solaires, le phénomène d'oscillation pour les neutrinos atmosphériques reste à prouver.

Super-Kamiokande a perdu en novembre 2001 plus de la moitié de ses photomultiplicateurs au moment du remplissage de la cuve. Le détecteur a été reconstruit dans le cadre de l'expérience K2K décrit par la suite. Il est de nouveau opérationnel depuis décembre 2002 avec la moitié du nombre de photomultiplicateurs initial et il est prévu de le compléter pour 2005.

3.3 Interprétation des résultats

Avec les résultats de CHOOZ, l'interprétation des résultats sur les neutrinos solaires et atmosphériques dans le cadre d'une oscillation unique est abandonnée. Avec deux oscillations, il est nécessaire d'utiliser un formalisme à trois saveurs. La probabilité d'oscillation s'exprime alors par :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}$$

avec U les éléments de la matrice MNS. Par convention :

$$\begin{aligned} \Delta m_{solaire}^2 &= \Delta m_{12}^2 \\ \Delta m_{atm}^2 &= \Delta m_{23}^2 \end{aligned}$$

En supposant que $m_1 < m_2 < m_3$, puisque $\Delta m_{solaire}^2 \simeq 10^{-4} \text{eV}^2 \ll \Delta m_{atm}^2 \simeq 10^{-3} \text{eV}^2$, les termes en $\Delta m_{solaire}^2$ sont négligeables devant ceux en Δm_{atm}^2 . Prenons par exemple la

région de L/E correspondant aux neutrinos atmosphériques, les probabilités d'oscillation dans le vide peuvent s'approximer par ($\Delta m_{12}^2 \equiv 0$) :

$$\begin{aligned} P_{\nu_\mu \nu_\tau} &\sim \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 (\Delta m_{23}^2 L / (4E)) \\ P_{\nu_\mu \nu_e} &\sim \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 (\Delta m_{23}^2 L / (4E)) \\ P_{\nu_e \nu_\tau} &\sim \sin^2 2\theta_{13} \cos^2 \theta_{23} \sin^2 (\Delta m_{23}^2 L / (4E)) \\ P_{\nu_e \nu_e} &\sim 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 (\Delta m_{23}^2 L / (4E)) \end{aligned}$$

Les probabilités $P_{\nu_\mu \nu_e}$ et $P_{\nu_e \nu_\tau}$ sont directement proportionnelles à θ_{13} puisque pour un angle θ faible, $\sin \theta \rightarrow \theta$. Dans la région des Δm^2 atmosphériques, la recherche d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ est donc la meilleure approche pour mesurer θ_{13} , la recherche d'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ nécessitant la production d'un faisceau de ν_e d'énergie suffisamment élevée pour permettre la production du τ .

Bien que les données de Super-Kamiokande soient consistantes avec une oscillation à deux saveurs $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (pour $\theta_{13} = 0$), l'analyse dans le cadre d'une oscillation à trois saveurs est bien sûr possible. Les expressions précédentes montrent que les probabilités d'oscillation $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}$ et $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ dépendent alors de trois paramètres seulement ($\theta_{13}, \theta_{23}, \Delta m_{23}^2$). Les résultats de l'analyse dans le plan des paramètres ($\sin^2 2\theta_{13}, \Delta m_{23}^2$) sont montrés sur la figure 3.19 : θ_{13} est petit ce qui indique une faible contribution de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et la valeur de Δm_{23}^2 trouvée est cohérente avec celle ajustée ($2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$) pour l'oscillation à deux saveurs $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

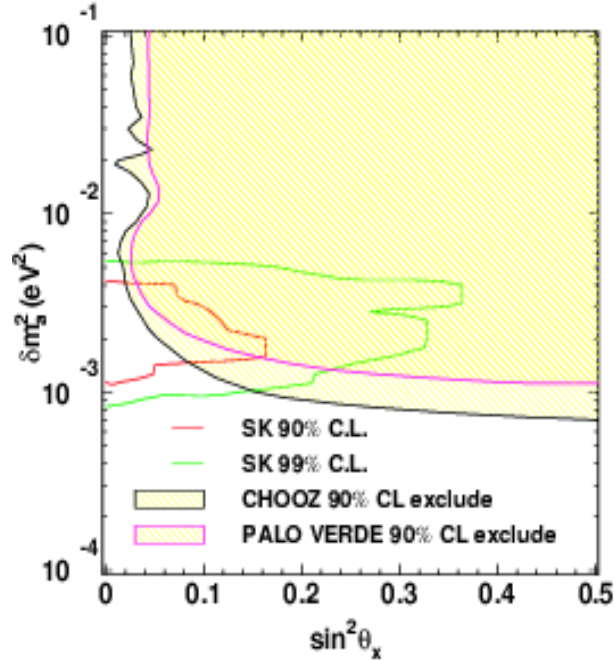


FIG. 3.19 – Régions permises par Super-Kamiokande pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ dans le plan des paramètres ($\Delta m_{23}^2, \sin^2 \theta_{13}$). Les régions exclues par CHOOZ et Palo Verde sont également représentées.

La mesure de $P_{\nu_e \nu_e}$ par CHOOZ combinée aux résultats de Super-Kamiokande permet

de mettre une limite supérieure sur θ_{13} :

$$(\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \sin^2 2\theta_{23} = 1) \rightarrow \theta_{13} < 11^\circ$$

L'importance de la mesure de θ_{13} pour les expériences à venir est expliquée dans le dernier chapitre consacré aux perspectives de la physique du neutrino.

3.4 Long Base Line

L'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ pour les neutrinos atmosphériques est exclue par CHOOZ, exclusion confirmée par Super-Kamiokande. Si l'existence d'une anomalie des neutrinos atmosphériques ne fait plus de doute, aucune expérience n'a encore prouvé que le phénomène d'oscillation en est la cause. Par ailleurs, l'existence d'un (ou plusieurs) neutrino stérile mis en avant par les résultats de LSND nécessite d'identifier quelle oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ et/ou $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ intervient dans le domaine des neutrinos atmosphériques.

Pour distinguer entre les deux oscillations, deux méthodes sont possibles :

- soit par l'observation directe d'une apparition de neutrinos ν_τ ; dans ce cas, le faisceau de neutrinos doit être suffisamment énergétique pour permettre la production du τ lors des interactions ν_τ CC.
- soit par l'observation d'une disparition de neutrinos ν_μ corrélée avec une distorsion du spectre en énergie du neutrino et compatible avec un comportement oscillatoire en L/E ; cette méthode nécessite une bonne connaissance des caractéristiques du faisceau de neutrinos ν_μ .

Une telle étude à partir des neutrinos atmosphériques est possible en associant le flux de neutrinos *down* au spectre non-oscillé et celui des neutrinos *up* au spectre oscillé. Le projet MONOLITH devait valider un éventuel comportement oscillatoire (en terme de L/E) en étudiant ce rapport de flux *up/down* avec un détecteur calorimétrique : les résolutions angulaire et en énergie auraient été supérieures à celles d'un détecteur Tcherenkov tel que Super-Kamiokande. Cependant, l'opportunité de faire des mesures directes sur un faisceau produit et contrôlé par l'homme est apparue comme la meilleure approche pour la recherche d'oscillation des neutrinos atmosphériques. La démarche est similaire à celle suivie pour les neutrinos solaires avec KamLAND qui reproduit le phénomène d'oscillation des neutrinos solaires à l'échelle terrestre.

Trois projets sont consacrés à la recherche d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ dans la région des atmosphériques K2K au Japon, MINOS aux Etats-Unis et le CNGS en Europe.

3.4.1 K2K

L'expérience K2K utilise le faisceau de ν_μ créé par le synchrotron KEK. L'expérience bénéficie de deux détecteurs Tcherenkov à eau : un proche de la source de neutrinos et l'autre situé à 250 km, correspondant au détecteur Super-Kamiokande (figure 3.20). La probabilité de disparition de ν_μ est mesurée en comparant le taux de neutrinos obtenus sur les deux détecteurs ainsi que la forme du spectre de neutrinos. Cette étude est possible à partir de l'interaction quasi-élastique $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ qui donne un seul anneau Tcherenkov : la direction du muon produit et son énergie permettent de remonter à l'énergie du neutrino.

Une analyse basée sur la forme du spectre de neutrinos nécessite de connaître avec précision ce spectre avant oscillation. Pour cela, le détecteur proche est constitué d'un détecteur Tcherenkov à eau de 1 kt (facilite la comparaison des mesures avec SK) et d'un détecteur à

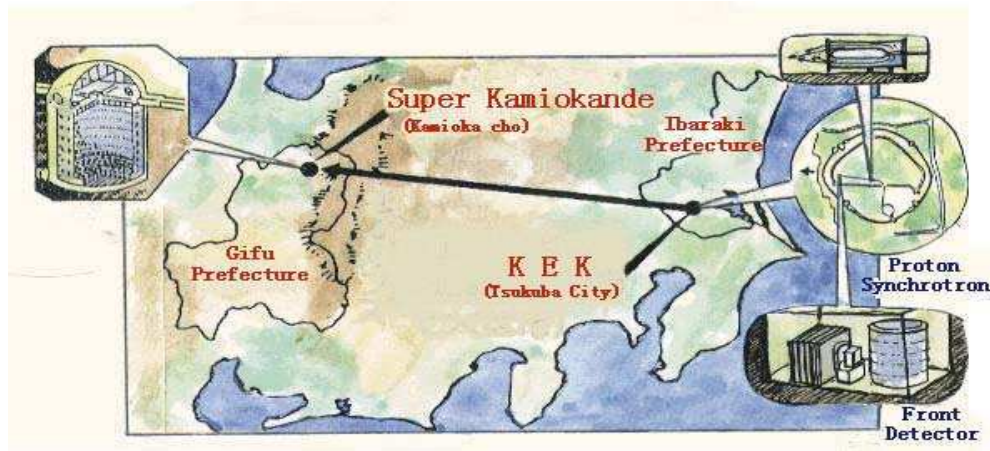


FIG. 3.20 – Schéma illustrant les 2 détecteurs distants de 250km de K2K.

grains fins. Le faisceau contient 98% de ν_μ avec une énergie de 1.3 GeV, $\sim 1\%$ de ν_e et $\sim 1\%$ de $\bar{\nu}_\mu$. Une synchronisation entre les extractions du faisceau au KEK et les événements détectés à Super-Kamiokande permet de rejeter le bruit de fond dû aux rayons cosmiques et aux neutrinos atmosphériques. Le flux de ν_μ à SK est estimé en extrapolant la mesure du flux à KEK avec un rapport ϕ_{SK}/ϕ_{KEK} prédit par la simulation.

Résultats L'analyse concerne les données prises entre juin 1999 et juillet 2001 (phase K2K-I, [48]). Le nombre d'événements détectés est de 56 au lieu des 80.6 attendus sans oscillation. Les figures 3.21 et 3.22 montrent le nombre total d'événements et le spectre en énergie des événements donnant un seul anneau Tcherenkov (événements QE μ like). Le déficit est très bien interprétable en terme d'oscillation et une analyse combinant la forme du spectre et le taux mesuré conduit aux paramètres d'oscillation suivants :

$$\begin{array}{lll} 90\% \text{ C.L.} & 1.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 < \Delta m^2 < 3.9 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 & \sin^2 2\theta = 1 \\ \text{meilleur ajustement} & \Delta m^2 = 2.7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 & \sin^2 2\theta = 1 \end{array}$$

Les résultats de K2K sont consistants avec ceux de Super-Kamiokande et une comparaison des régions obtenues par les deux expériences est montrée sur la figure 3.21. Le déficit observé a une signification statistique de 2.7σ .

Le détecteur Super-Kamiokande prend de nouveau des données depuis décembre 2002 (phase K2K-II, figure 3.23) mais K2K ne permettra pas de donner une conclusion statistique significative sur l'oscillation des neutrinos atmosphériques.

3.4.2 MINOS

Le faisceau NUMI (Neutrino at Main Injector) est produit à partir de protons de 120 GeV et dirigé vers la mine de SOUDAN où se trouve le détecteur. La distance source-détecteur est de 732 km donc similaire à la distance du projet CNGS. L'expérience bénéficie d'un détecteur proche (ND) permettant de mesurer les caractéristiques du faisceau (spectre en énergie et contamination en ν_e). Trois faisceaux de ν_μ d'énergie différente entre 3-18 GeV (Ph2he pour haute énergie, Ph2le pour basse énergie, ph2me pour énergie intermédiaire) étaient prévus

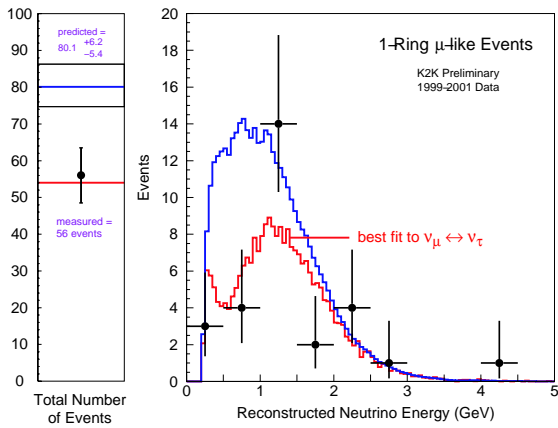


FIG. 3.21 – Nombre total d'événements et spectre en énergie des événements donnant un seul anneau Tcherenkov (QE μ like). Les résultats en bleu sont ceux attendus sans oscillation, en rouge en supposant une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

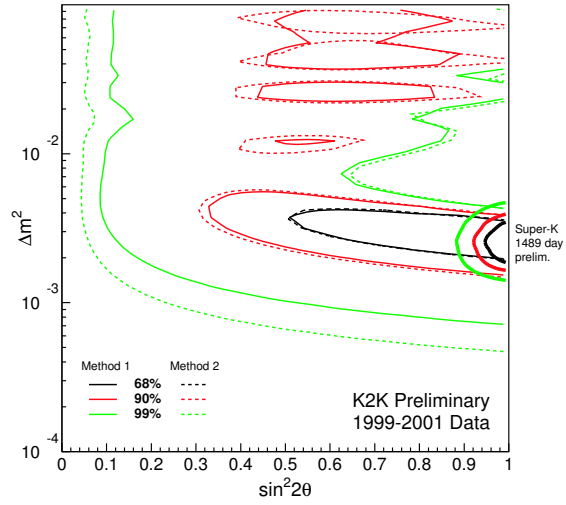


FIG. 3.22 – Régions autorisées à 68%, 90% et 99% C.L. obtenues en combinant l'analyse du taux total d'événements et la forme du spectre en énergie. Les résultats obtenus avec deux méthodes de traitement des erreurs systématiques sont montrées.

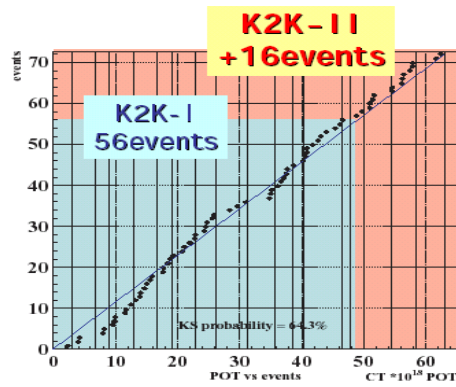


FIG. 3.23 – Prise de données de K2K-I et K2K-II ([49]).

de façon à s'adapter à la valeur de Δm^2 , le projet ayant été conçu au début des années 90. Compte-tenu de l'ordre de grandeur du Δm^2 , MINOS utilisera le faisceau de basse énergie.

Le détecteur lointain (FD) est installé dans la mine de SOUDAN (Minnesota) à 713 m sous terre. Il est composé de 486 plans de fer magnétisés ($B=1.5$ T) de 2.54 cm d'épaisseur alternés avec des plans de scintillateurs pour une masse totale de 5400 t (masse fiducielle de 3300 t). Un plan de scintillateur est constitué de barreaux de 1 cm d'épaisseur, 8 m de long et 4 cm de large lus de chaque côté par des fibres à décalage d'indice. La figure 3.24 montre un module du détecteur lointain sachant que le détecteur final en comportera deux. Le détecteur proche a une structure similaire mais de taille beaucoup plus petite puisqu'il ne pèse que 1 kt.

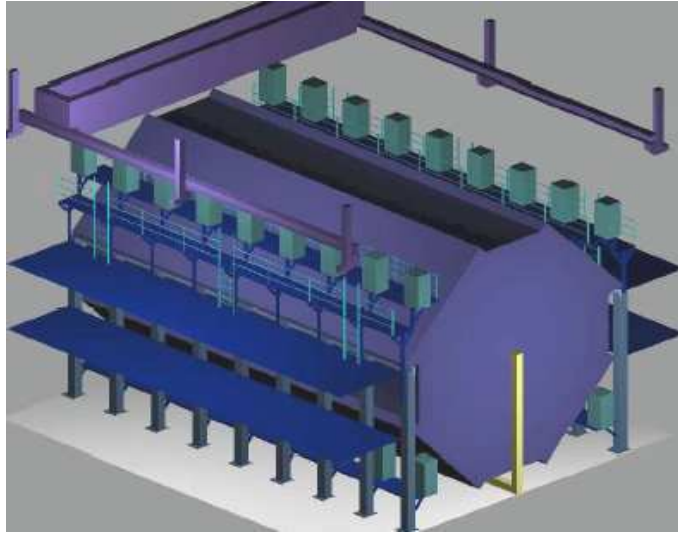


FIG. 3.24 – Schéma d'un module du détecteur lointain de MINOS.

oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ La longueur de la trace du muon permet de distinguer les événements ν_μ CC des événements classifiés courants neutres (incluant les interactions ν_e CC). L'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ est recherchée par l'étude du taux et du spectre en énergie des ν_μ CC. Les distributions en énergie des ν_μ CC attendues par MINOS à 732 km sont montrées sur la figure 3.25 pour trois valeurs de Δm^2 ($\sin^2 2\theta = 0.9$) et sont comparées à celles obtenues sans oscillation. La figure 3.26 montre les limites à 90% sur les paramètres d'oscillation pour les trois faisceaux. Le rapport $\phi_{\nu_\mu}^{FD} / \phi_{\nu_\mu}^{ND}$ est également représenté et les paramètres d'oscillation seront extraits à partir de la distorsion du spectre. Les contours sur les paramètres d'oscillation à 90% C.L. obtenus par l'analyse de ces distributions sont représentés sur la figure 3.27. MINOS devrait être capable de mesurer Δm^2 à 10% près.

oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ Le choix du faisceau à basse énergie empêche la production du τ lors des interactions ν_τ CC. Par conséquent, seule une étude des événements classifiés NC (sans muon identifié) peut permettre de distinguer les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$. Dans le cas d'une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, le rapport $R=NC/CC$ mesuré avec le détecteur lointain devrait être plus élevé que celui mesuré au détecteur proche, la production du τ étant impossible, le nombre d'événements CC n'est pas contaminé par les interactions ν_τ CC. Dans le cas d'une

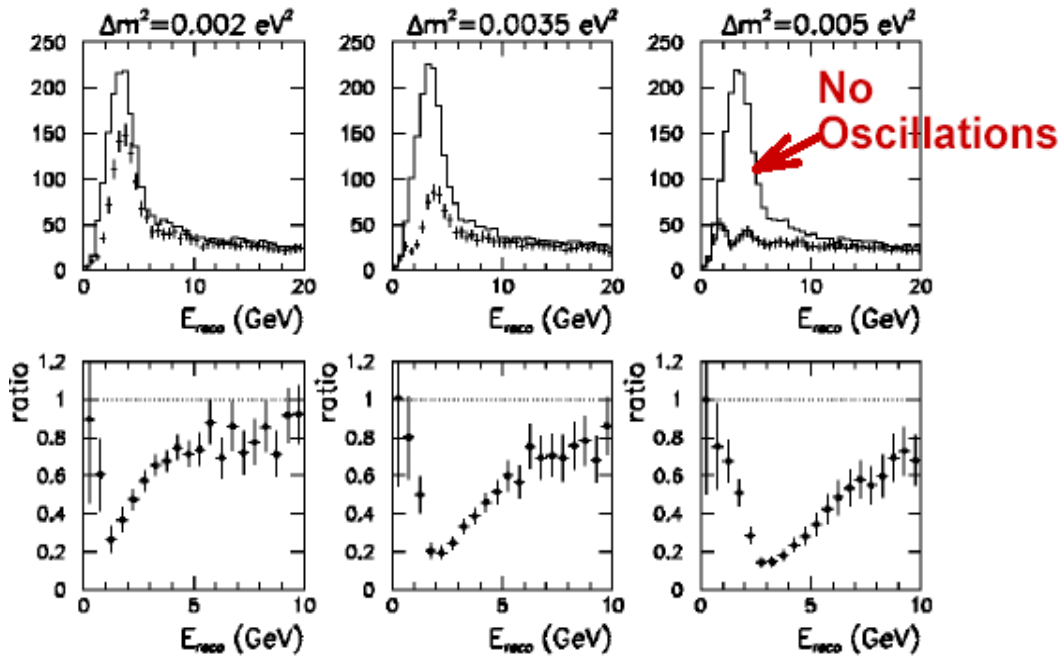


FIG. 3.25 – Spectre en énergie des événements ν_μ CC attendu sans oscillation et avec oscillation pour trois valeurs de Δm^2 ainsi que le rapport du flux de neutrinos détecteur loin/détecteur proche (prise de données de deux ans, faisceau de basse énergie).

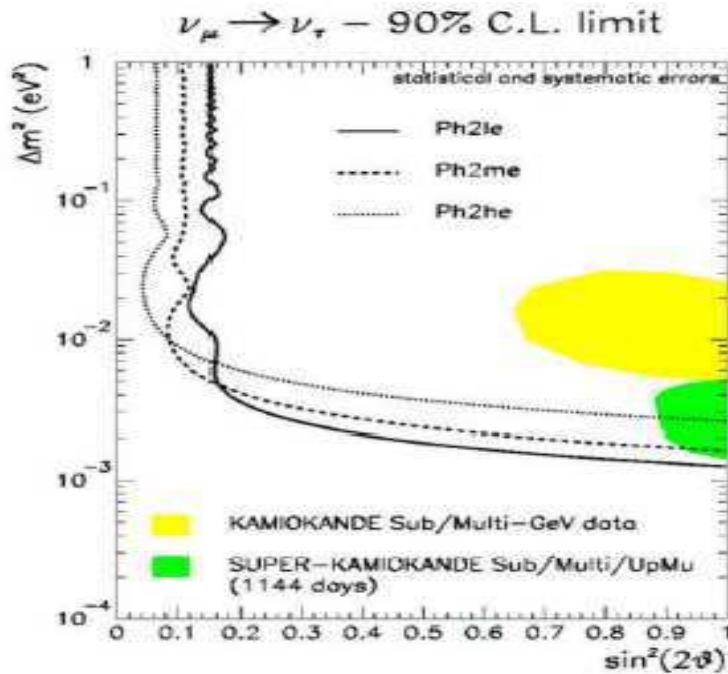


FIG. 3.26 – Sensibilité de MINOS (10 kt) pour $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ avec les trois faisceaux. Les régions permises de Kamiokande et de Super-Kamiokande (2002) à 90% C.L. sont représentées.

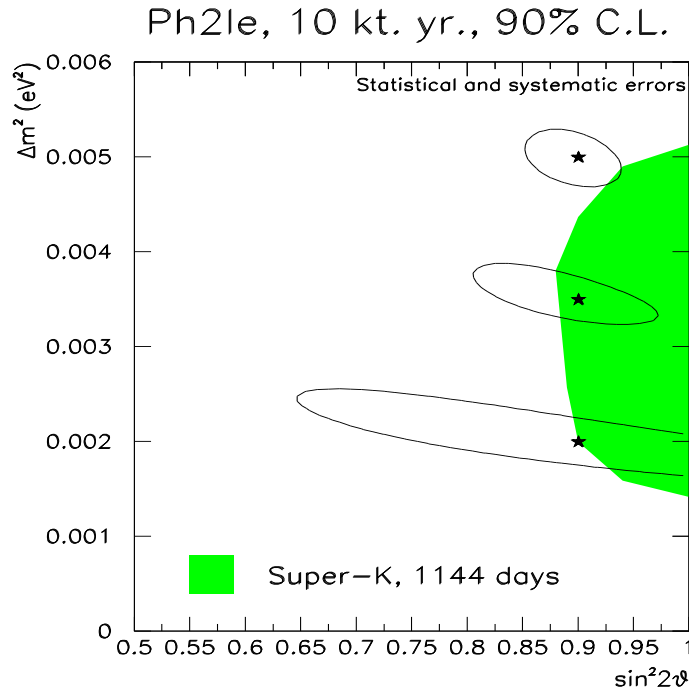


FIG. 3.27 – Précision des mesures de Δm^2 de MINOS obtenue par l’analyse des distributions (spectre et rapport) des événements ν_μ CC.

oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$, le rapport doit être le même pour les deux détecteurs puisque le neutrino stérile n’interagit pas avec la matière.

oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ La recherche de l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ est possible par la présence même faible de ν_e dans le faisceau (moins de 1%) et à une identification grossière des électrons basée sur la topologie de la gerbe électromagnétique. L’étude se fait par la définition d’un échantillon d’événements ν_e CC parmi les événements NC. Les contours sur les paramètres d’oscillation sont montrés sur la figure 3.28 et dépendront de l’efficacité de la définition du lot de ν_e CC.

Bien que l’expérience MINOS ne détecte pas de ν_τ , elle peut être considérée comme une expérience “d’apparition indirecte” de ν_τ grâce à l’étude des événements NC qui permet de distinguer l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$.

3.4.3 ICARUS/OPERA

ICARUS et OPERA font partie du programme CNGS utilisant un faisceau de ν_μ produit au CERN et envoyé en direction du laboratoire sous-terrain du Gran Sasso en Italie, le faisceau étant optimisé pour l’apparition du τ . La distance source-détecteur est de 732 km ce qui permet la recherche d’oscillation dans le secteur des neutrinos atmosphériques.

ICARUS Le détecteur ICARUS est une TPC à argon liquide permettant une reconstruction 3D des événements. Le but de l’expérience est multiple : étude de la désintégration du proton, étude des neutrinos solaires et atmosphériques, et recherche d’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ sur le faisceau CNGS. C’est un très bon calorimètre électromagnétique et hadronique.

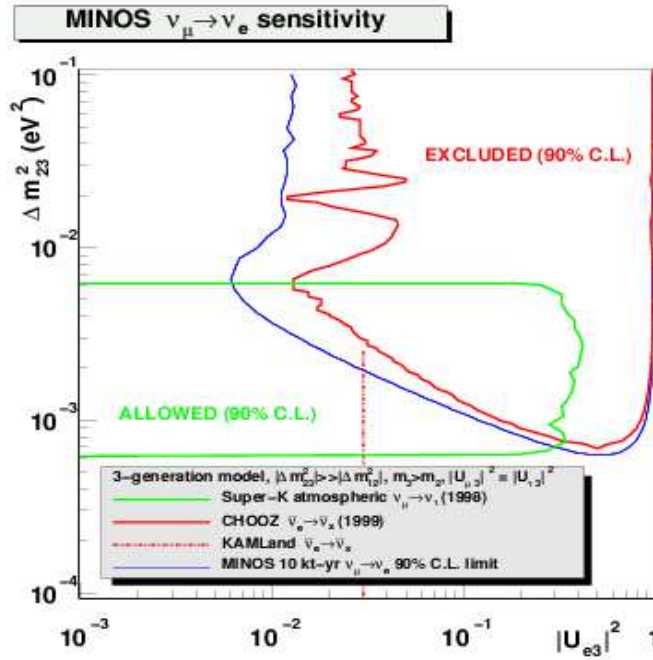


FIG. 3.28 – Région exclue par MINOS à 90% C.L. pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ si aucun excès de ν_e n'est observé avec un détecteur de 10kt. La région d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ permise par SK est représentée. A noter que $|U_{e3}|^2 = 1/4 * \sin^2 2\theta_{13}$.

Le principe est basé sur l'ionisation engendrée par le passage de particules chargées dans l'argon (figure 3.29) : les électrons produits dérivent vers une anode et produisent un courant qui est mesuré. L'ionisation doit dériver sur plus de 1m d'argon avant d'atteindre les électrodes ce qui nécessite une grande pureté de l'argon pour éviter toute absorption. Deux plans d'électrodes orthogonales permettent d'obtenir les coordonnées. La présence d'un troisième plan d'électrodes permet de connaître le temps de dérive (troisième coordonnée) mesuré par rapport à la lumière de scintillation émise au début de l'ionisation (référence en temps). La résolution spatiale obtenue est ~ 1 mm. La mesure de dE/dx permet d'identifier la particule. Un module T600 de 600t a été testé et devrait bientôt être installé au Gran Sasso. Quatre autres modules doivent ensuite le compléter pour atteindre une masse totale de 3000t.

Comme pour NOMAD, le canal le plus intéressant pour ICARUS est $\tau \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ du fait de la faible contamination du faisceau en ν_e . Les techniques d'analyse sont similaires à celles de NOMAD : une méthode de vraisemblance basée sur trois variables (énergie visible de l'événement, mesure du moment transverse manquant p_T^{miss} , moment transverse de l'électron p_T^e normalisé par la somme $p_T^{miss} + p_T^e + p^{hadron}$) permet de séparer le signal du bruit de fond principalement dû aux ν_e présents dans le faisceau.

L'analyse inclut aussi le canal $\tau \rightarrow \rho^- + \nu_\tau$ suivi de $\rho^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$. Le bruit de fond vient essentiellement des événements courants neutres du fait de la présence d'un neutrino dans l'état final. La séparation signal/bruit de fond se fait avec l'aide d'une variable définie dans l'analyse de NOMAD caractérisant l'isolement de la particule ρ par rapport à la gerbe hadronique.

Pour $\Delta m_{23}^2 = 2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ et un angle de mélange maximal, ICARUS devrait observer après 5 ans de prise de données 7.6 événements ν_τ avec 0.7 événement de bruit de fond.

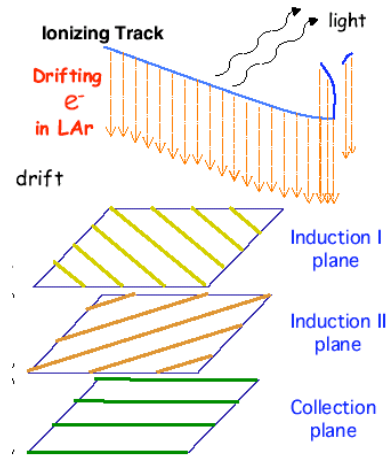


FIG. 3.29 – Principe de fonctionnement d’une TPC : les électrons d’ionisation produits lors du passage d’une particule chargée dérivent vers les électrodes. Deux plans permettent de connaître les coordonnées, le troisième permet de connaître le temps de dérive de l’ionisation. La lumière de scintillation émise au début de l’événement et collectée par des photomultiplicateurs sert de référence en temps.

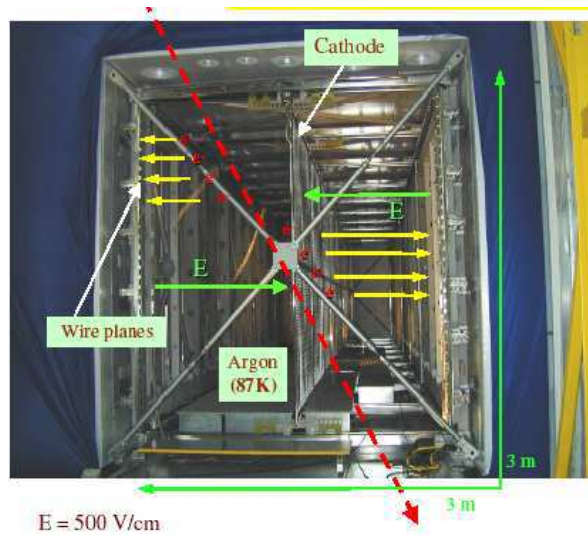


FIG. 3.30 – A droite, module T600 de dimension $3m \times 3m \times 18m$: les plans d’électrodes (anodes) sont sur les côtés, au milieu se trouve la cathode. Le trait rouge représente le passage d’un muon cosmique qui ionise l’argon. La dérive de l’ionisation est indiquée par les flèches jaunes.

Le détecteur permettant une bonne identification des électrons, ICARUS envisage d'étudier également l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ par l'intermédiaire des réactions ν_e CC.

OPERA L'expérience OPERA a opté pour la technique des émulsions photographiques développée par CHORUS de manière à observer la topologie en coude de la désintégration du τ . Elle est décrite plus en détails dans le chapitre suivant ainsi que le faisceau CNGS.

Les deux expériences ICARUS et OPERA utilisent les techniques développées par CHORUS et NOMAD au début des années 90. Elles ont des sensibilités similaires pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et aussi $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Les expériences d'apparition de ν_τ vont permettre de conclure définitivement sur l'oscillation des neutrinos atmosphériques.

Chapitre 4

CNGS/OPERA

Les expériences sur les neutrinos solaires et atmosphériques exposées précédemment sont autant d'indications du phénomène d'oscillation des neutrinos. Pour les neutrinos solaires, l'énigme est aujourd'hui résolue avec les derniers résultats de SNO et pour les neutrinos atmosphériques, bien que l'assymétrie zénithale observée par Super-Kamiokande soit très bien interprétable en terme d'oscillation, aucune preuve définitive n'a encore été avancée.

Les premières indications d'une oscillation de neutrinos atmosphériques viennent de Kamiokande avec la mesure du rapport $R_{\mu/e}$ plus faible que celui prédit par la simulation Monte Carlo. Depuis, Super-Kamiokande a montré une distorsion dans le spectre des événements ν_μ en fonction de l'angle zénithal laissant fortement supposer une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$. Aucun excès de neutrinos ν_e n'ayant été observé et l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ étant défavorisée par les effets de matière, l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ semble être la cause de l'anomalie des neutrinos atmosphériques.

Une étude plus approfondie dans la région de Super-Kamiokande est donc nécessaire pour prouver le phénomène d'oscillation et préciser les paramètres d'oscillation. Cette étude peut être réalisée avec des expériences auprès d'accélérateurs qui permettent d'obtenir un rapport L/E équivalent au domaine des neutrinos atmosphériques. Dans ce cas, en considérant l'énergie du faisceau de neutrinos (du GeV à une dizaine de GeV), la distance source-détecteur doit être de plusieurs centaines de kilomètres pour espérer voir soit une disparition soit une apparition de neutrinos. La première approche consistant à mettre en évidence une disparition de neutrinos a été choisie pour les projets K2K et NumI/MINOS décrits dans le chapitre précédent, la connaissance des caractéristiques du faisceau de neutrinos avant oscillation permettant une étude en L/E. L'autre approche visant à détecter des neutrinos de saveur différente de celle présente au départ a été choisie pour le projet CNGS (Cern Neutrino to Gran Sasso) avec les deux expériences ICARUS et OPERA. Dans l'hypothèse d'une solution $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, le faisceau de neutrinos doit alors avoir une énergie suffisamment élevée pour permettre la production du tau. Les expériences actuelles s'intéressent également à la possibilité de détecter des ν_e dans le faisceau de ν_μ qu'elles utilisent. L'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ est en effet possible dans le cadre de l'analyse à trois saveurs si l'angle de mélange θ_{13} est non nul. Actuellement, la seule limite connue sur cet angle est celle donnée par l'expérience CHOOZ avec $\theta_{13} < 11^\circ$ pour $\Delta m^2_{23} = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$.

Les deux expériences du projet CNGS apparaissent comme les successeurs de CHORUS et NOMAD : le détecteur ICARUS est un calorimètre électromagnétique et hadronique capable de reconstruire en 3D les trajectoires des particules tandis qu'OPERA est un détecteur

massif utilisant la technique des émulsions photographiques “à la CHORUS” pour observer la désintégration du lepton τ produit par interactions Courant Chargé (CC) des ν_τ :

$$\nu_\mu \xrightarrow{\text{oscillation}} \nu_\tau \xrightarrow{\text{CC}} \tau \rightarrow \begin{cases} \mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu & (17.7\%) \\ e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e & (17.8\%) \\ h^- \nu_\tau \ n\pi^0 & (49.5\%) \\ \pi^+ \pi^- \pi^- \nu_\tau \ n\pi^0 & (15\%) \end{cases}$$

OPERA est en cours d’installation dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso. Les 732 km séparant la source de neutrinos du détecteur permettront aux neutrinos d’osciller et des ν_τ seront alors observés dans le détecteur.

4.1 Faisceau CNGS

Le faisceau de neutrinos du projet CNGS sera produit par les accélérateurs du CERN et dirigé vers le laboratoire souterrain du Gran Sasso. Le faisceau de neutrinos doit avoir une faible contamination en ν_e et ν_τ et l’énergie des ν_τ issus de l’oscillation doit être telle que le lepton τ peut être produit lors des interactions ν_τ CC. Il s’agira de la première observation directe de l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

4.1.1 Description du faisceau CNGS

La figure 4.1 montre les différents accélérateurs du CERN intervenant dans la production du faisceau CNGS. L’accélérateur linéaire du CERN (linac) fournit des protons de 50 MeV au Booster qui va les accélérer jusqu’à des énergies de 1.4 GeV avant de les transférer au PS. Les protons sont alors accélérés jusqu’à 14 GeV puis transférés au SPS où ils vont atteindre l’énergie finale de 400 GeV.

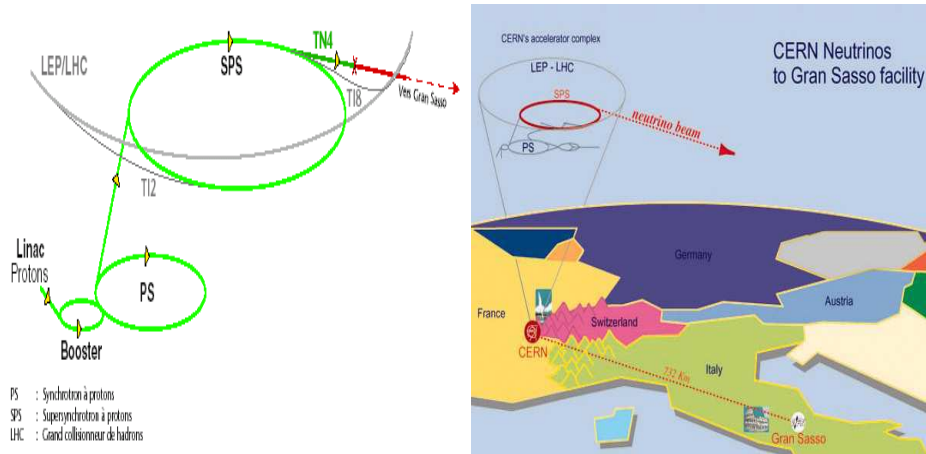


FIG. 4.1 – A gauche, les accélérateurs de protons au CERN utilisés pour le CNGS.

Ces protons sont envoyés sur une cible de 2m de long contenant une série de petits cylindres en graphite optimisés pour obtenir le maximum de particules secondaires (diamètre de 4mm et longueur de 100mm, [50]). Un système basé sur des jets d’hélium à haute pression est prévu pour refroidir les cylindres de graphite. L’intensité dans le SPS peut atteindre 4.5×10^{13} protons par cycle; les protons sont extraits par paquets de 2.4×10^{13} protons au rythme de

deux extractions de $10.5\mu\text{s}$ espacées de 50ms (notées FE pour *fast extraction* sur la figure 4.2). Pour un temps de fonctionnement de 200 jours par an, le CNGS disposera de 4.5×10^{19} protons par an sur la cible en mode partagé (partage des protons du SPS avec le LHC). Des études sont actuellement en cours pour augmenter l'intensité du faisceau d'un facteur 1.5.

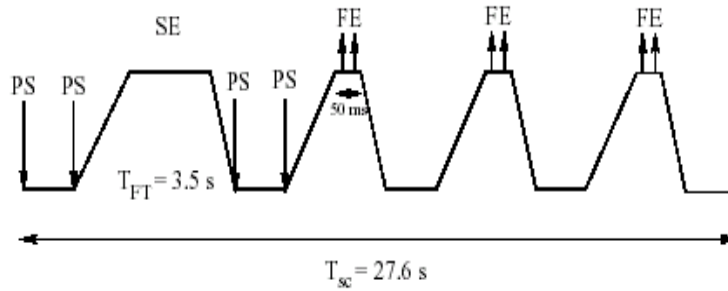


FIG. 4.2 – Représentation schématique d'un cycle du SPS en mode partagé, une extraction lente (SE) est suivie de trois cycles de 2 extractions rapides (FE).

Les particules produites, essentiellement des pions et des kaons, dans la cible sont sélectionnées par un système d'aimants appelés cornes (figure 4.4) qui focalisent les particules positives et défocalisent les particules négatives (figure 4.3). Le champ magnétique est torroïdal avec une dépendance classique en I/R où I est le courant et R la distance radiale. Les cornes ont une forme spéciale qui permet aux particules ayant une direction quasi-parallèle à la direction voulue de ne pas subir le champ magnétique et de dévier au contraire les particules fortement inclinées. Le courant dans la première corne est de 150 kA et de 180 kA dans la deuxième. Il est synchronisé avec les extractions du SPS de façon à ce que le champ magnétique soit maximal lorsque les particules les traversent. Comme illustré sur la figure 4.5, le premier système permet de diriger les particules de 35 GeV environ dans la direction souhaitée tandis que les particules d'énergie inférieure sont trop focalisées et celles d'énergie supérieure pas suffisamment. Le deuxième système, appelé réflecteur, corrige alors la déviation et les alignent selon l'axe de façon à avoir un maximum de pions et de kaons en direction de l'expérience. Sans le premier système, le flux serait réduit de 90% et sans la deuxième, la réduction serait de 50%.

Les neutrinos (anti-neutrinos) sont issus de la désintégration des pions (ν_π) et des kaons (ν_K) chargés positivement (négativement). Ces particules vont se désintégrer dans un cylindre de 2.45m de diamètre et de 1 km dans lequel le vide sera fait pour minimiser les pertes dues aux interactions des pions et des kaons avec les molécules de l'air.

Les ν_π emportent jusqu'à 43% de l'énergie du pion et les ν_K la quasi-totalité de celle des kaons⁵. Pour optimiser le nombre d'interactions ν_τ , les pions et les kaons de 35 GeV en moyenne sont sélectionnés au niveau des cornes. A cette énergie, la longueur de désintégration des pions⁶ est de ~ 2 km et pour donner un ordre de grandeur, vers la moitié du tunnel, environ 23% des pions se seront désintégrés. A la sortie du tunnel, un bloc de 3 m de graphite et de 15 m de fer servira à stopper les hadrons non désintégrés.

Enfin, deux stations à muon une située après le "stoppeur" de hadrons et l'autre 70 m plus loin permettront de contrôler indirectement le faisceau de neutrinos, les muons étant produits en même temps que les neutrinos (figure 4.6).

Les spectres en énergie des neutrinos attendus au Gran Sasso sont montrés sur la figure 4.7.

⁵proportionnelle à $(m_{\pi/K}^2 - m_\mu^2)/m_{\pi/K}^2$

⁶ $m_\pi = 140\text{MeV}$, $c\tau = 7.8\text{m}$

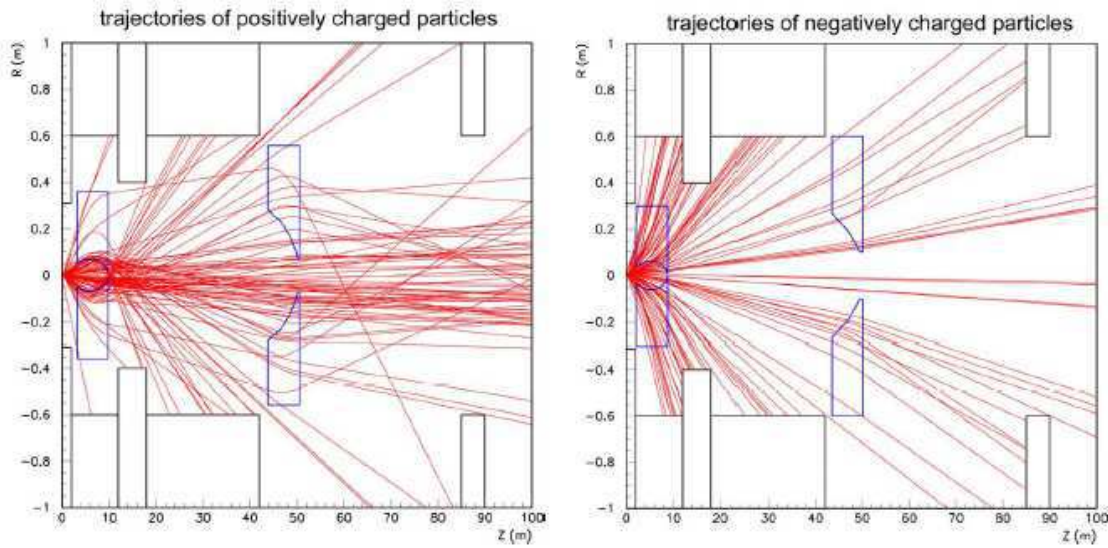


FIG. 4.3 – Trajectoires des particules chargées positivement (à gauche) et négativement (à droite).

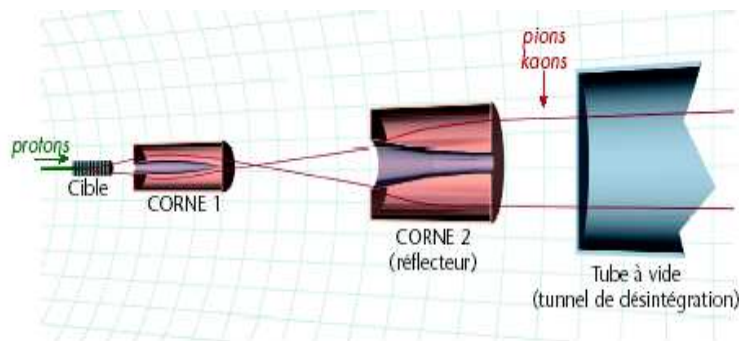


FIG. 4.4 – Focalisation des pions et des kaons ; la première corne permet de sélectionner les particules positives (énergie moyenne de 35 GeV) tandis que la seconde permet de défocaliser les particules négatives.

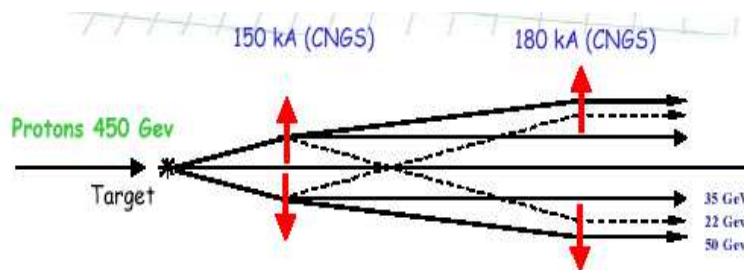


FIG. 4.5 – Illustration du rôle des cornes dans la production d'un faisceau de neutrinos : la première corne suffit pour orienter les pions et les kaons de 35 GeV en moyenne tandis que pour une énergie moyenne de 22 GeV, les particules sont trop focalisées et pour 50 GeV, elles ne le sont pas suffisamment.

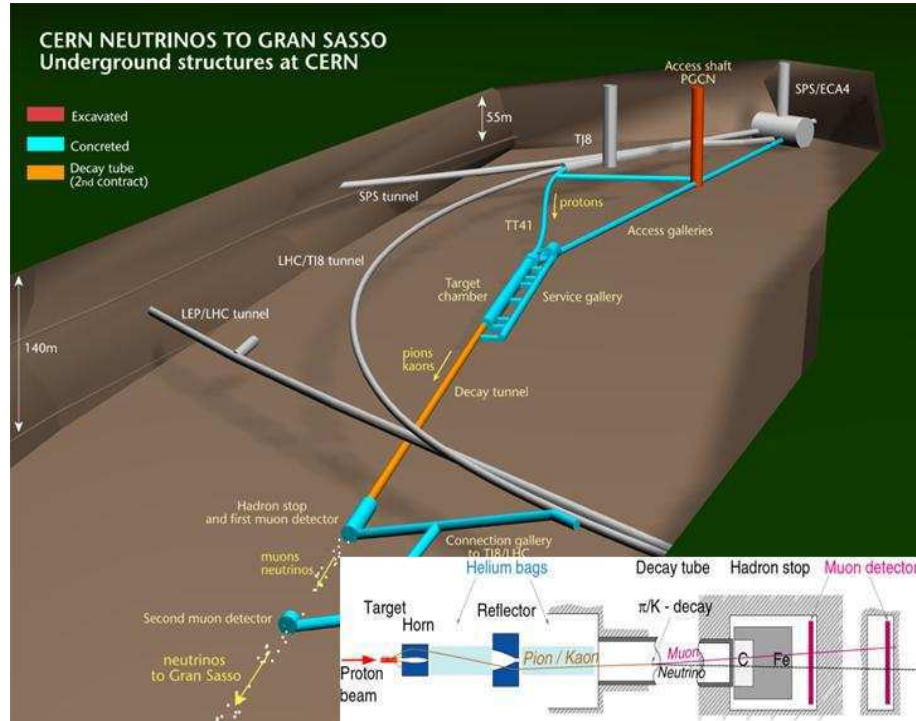


FIG. 4.6 – Principaux composants du CNNGS.

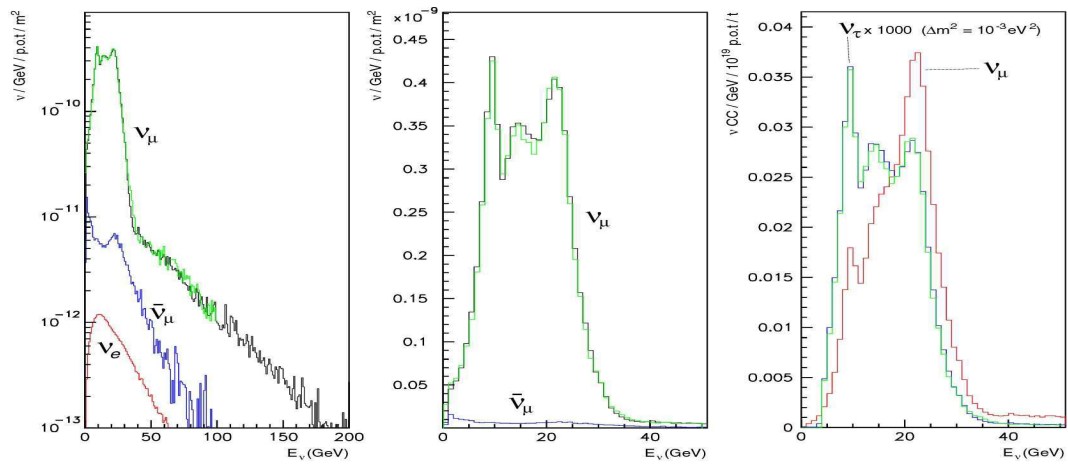


FIG. 4.7 – Distributions en énergie des flux de neutrinos attendus au Gran Sasso en échelle logarithmique (à gauche) et linéaire (au milieu). A droite sont montrés les spectres des événements ν_μ CC et ν_τ CC attendus au Gran Sasso. Les deux pics qui apparaissent sur le spectre des ν_μ CC du milieu sont dus au système optique du faisceau ([52]).

Le détecteur est en cours d'installation dans le hall C du laboratoire souterrain du Gran Sasso (figure 4.8). L'ingénierie civile est aujourd'hui terminée et le tuyau de désintégration ainsi que le stoppeur de hadrons sont mis en place. Le vide dans le tuyau de désintégration, opération délicate à réaliser, a été fait avec succès au cours de tests.

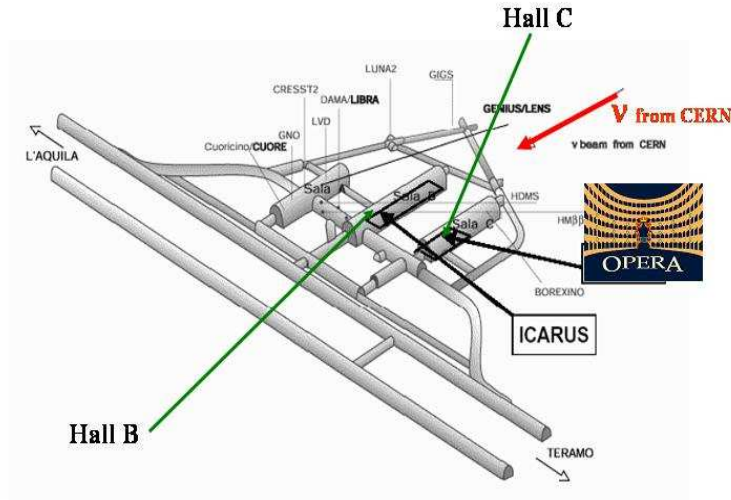


FIG. 4.8 – Installation du détecteur OPERA dans l'un des trois tunnels du laboratoire souterrain du Gran Sasso.

4.1.2 Interaction des neutrinos dans la matière

L'interaction des neutrinos avec la matière peut se faire soit par courant chargé avec échange d'un boson W soit par courant neutre avec échange d'un boson Z . Dans chaque cas, trois interactions différentes sont possibles selon l'énergie du neutrino : quasi-élastique, profondément inélastique et résonnant.

Courant Chargé

- Quasi-Elastique (QE) :

Le neutrino frappe le nucléon et change la nature de celui-ci.

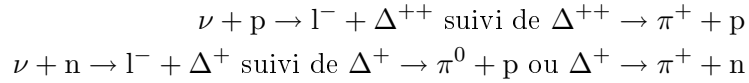
$$\begin{aligned}\nu + n &\rightarrow l^- + p \\ \bar{\nu} + p &\rightarrow l^+ + n\end{aligned}$$

Pour les ν_μ , le seuil de la réaction est de l'ordre de 112 MeV tandis que pour le ν_τ , le seuil est de 3.46 GeV. La section efficace d'interaction QE augmente avec l'énergie puis se stabilise à partir de 1 GeV autour de $\sigma_{QE} \approx 0.45 \times 10^{-38} \text{ cm}^2$.

- Processus résonnant :

le neutrino excite le nucléon et si l'énergie transférée est suffisante, il apparaît des

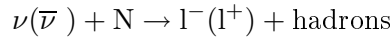
résonnances Δ ou N^* . Les courants chargés s'écrivent, par exemple, dans le cas de la production de Δ :



Pour les processus QE et résonnant, l'énergie de la gerbe hadronique est faible (elle est directement liée à Q^2 qui est limité par les facteurs de forme du nucléon) contrairement au processus profondément inélastique (faisant intervenir les fonctions de structure). Par la suite, le terme QE désignera toujours l'ensemble des deux processus quasi-élastique et résonnant.

– Profondément inélastique (DIS) :

L'énergie transférée est telle que le neutrino voit la structure en quarks du nucléon (N).



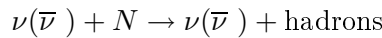
Les sections efficaces DIS sont proportionnelles à l'énergie, contrairement à celle des QE.

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{DIS}}(\nu) &\approx 0.68 \times E_{\text{GeV}} \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \\ \sigma_{\text{DIS}}(\bar{\nu}) &\approx 0.5 \sigma_{\text{DIS}}(\nu) \end{aligned}$$

Pour des neutrinos d'énergie supérieure à 1 GeV, c'est le processus profondément inélastique qui est prédominant.

Courant Neutre

L'interaction est la même pour les trois saveurs de neutrinos et peut se faire par les trois processus quasi-élastique, résonnant et profondément inélastique. Le neutrino de même saveur est présent dans l'état final :



Les réactions courant neutre de type QE, à cause de la faible énergie hadronique, ne sont pas détectables dans OPERA. Les sections efficaces DIS pour les courants neutres sont environ trois fois plus faibles que celle des courants chargés :

$$\frac{\sigma_{NC}(\nu)}{\sigma_{CC}(\nu)} \approx 0.33 \text{ et } \frac{\sigma_{NC}(\bar{\nu})}{\sigma_{CC}(\bar{\nu})} \approx 0.37$$

De manière générale, les sections efficaces des neutrinos sont faibles. Leur détection est donc difficile et nécessite des cibles très denses. Les sections efficaces des ν_μ en courant chargé sont représentées sur la figure 4.9 ainsi que le rapport des sections efficaces des ν_τ CC sur ν_μ CC. Ce rapport permet de visualiser le seuil cinématique lié à la masse du τ ($m_\tau=1.777$ GeV) et l'évolution de la suppression cinématique en fonction de l'énergie du neutrino. La section efficace QE représentée englobe les processus QE et résonnant.

La proportion de DIS et de QE (quasi-élastique+résonnant) pour les ν_μ est évaluée en intégrant les sections efficaces sur la gamme d'énergie du faisceau CNGS. Pour les ν_τ , les

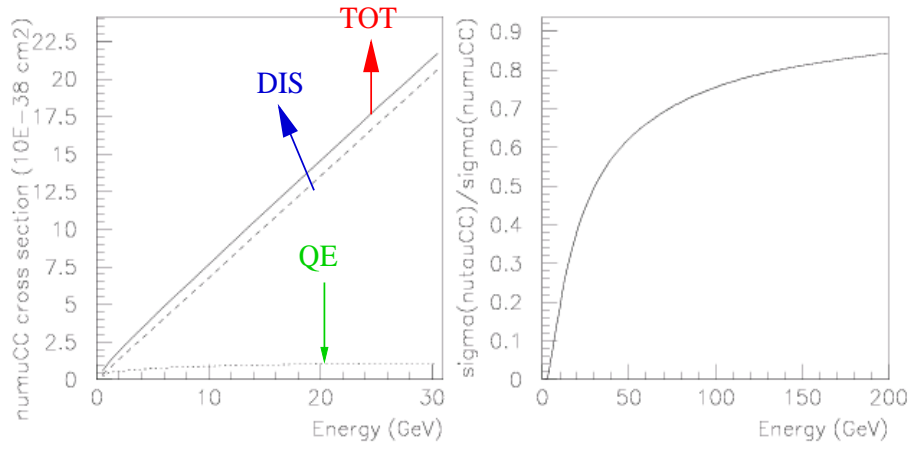


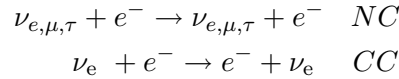
FIG. 4.9 – Section efficace en courant chargé des neutrinos muoniques QE, DIS et totale. A droite est représenté le rapport de la section efficace d’interaction CC des ν_τ sur celle des ν_μ montrant les effets de seuil cinématique dus à la masse du τ . Ces sections efficaces sont celles utilisées dans le projet CNGS ([52])

sections efficaces sont calculées de la même manière mais avec une pondération due à la probabilité d’oscillation qui privilégie les neutrinos de basse énergie :

	ν_μ CC	ν_τ CC
Pourcentage de QE/σ_{tot}^{CC}	11.46%	35.5%

Diffusion élastique des neutrinos sur les électrons

Au cours de cette réaction, le neutrino transfère une partie de son énergie à un électron initialement au repos. Pour les ν_μ et ν_τ , la diffusion sur électron ne peut se faire que par courant neutre tandis que pour les ν_e , elle peut se faire également par courant chargé.



Les sections efficaces sont de la forme :

$$\begin{aligned} \sigma &= A \times 10^{-42} E_{\text{GeV}} \text{ cm}^2 \\ A_{\nu_e} &\approx 9.5 & A_{\nu_\mu, \nu_\tau} &\approx 1.6 \\ A_{\bar{\nu}_e} &\approx 3.4 & A_{\bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau} &\approx 1.3 \end{aligned}$$

La mesure du recul de l’électron issu de la diffusion est utilisée pour détecter les neutrinos solaires, par exemple dans l’expérience Super-Kamiokande. Cette interaction n’est pas intéressante pour OPERA (sections efficaces trop faibles).

4.1.3 Optimisation du nombre de ν_τ

Le nombre de ν_τ CC dans une expérience d’apparition est donné par :

$$R_\tau = A \int \phi_{\nu_\mu}(E) \times P_{osc} \times \sigma_{\nu_\tau}(E) \times \epsilon(E) \times dE$$

- A : nombre de nucléons dans le détecteur ;
- $\phi_{\nu_\mu}(E)$: flux de ν_μ au Gran Sasso ;
- $\epsilon(E)$: efficacité de détection des événements ν_τ ;
- $\sigma_{\nu_\tau}(E) = \sigma_0 \times E \times f_\tau(E)$: section efficace d'interaction en courant chargé des ν_τ , la fonction f_τ traduit les effets de seuil en énergie liés à $m_\tau = 1.777\text{GeV}$;
- P_{osc} : probabilité d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

$$P_{osc} = \sin^2(2\theta) \sin^2(1.27 \times \Delta m^2 \times L/E)$$

L'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ est considérée dans la région des paramètres des neutrinos atmosphériques avec un $\Delta m^2_{\text{atmosphérique}}$ variant de $1.3 \times 10^{-3} eV^2$ à $3. \times 10^{-3} eV^2$ d'après les derniers résultats de Super-Kamiokande (zone à 90% CL). En tenant compte des faibles valeurs de Δm^2 , l'expression de R_τ précédente peut s'écrire :

$$P_{osc} = \sin^2(2\theta) \times (1.27 \times \Delta m^2 \times L/E)^2$$

$$R_\tau = A \times \sin^2(2\theta) \times \sigma_0 \times 1.27^2 \times L^2 \times (\Delta m^2)^2 \int \phi_{\nu_\mu}(E) \times \frac{f_\tau(E)}{E} \times \epsilon(E) \times dE$$

Puisque le flux de neutrinos varie en $1/L^2$ à cause de l'angle solide, R_τ ne dépend plus de L et par conséquent, le rapport signal/bruit de fond augmente avec la distance (figure 4.10). L'optimisation de R_τ passe par l'optimisation de l'intégrale donc par celle du faisceau, qui est indépendante de la valeur de Δm^2 . La figure 4.11 montre le spectre en énergie du faisceau obtenu comparé au produit $P_{osc} \times \sigma_{osc}$ pour $\Delta m^2 = 10^{-3} eV^2$ ([51]). En revanche, le nombre d'événements ν_τ varie en $(\Delta m^2)^2$: une faible valeur de Δm^2 conduit donc à un faible nombre d'événements et inversement, un petit nombre d'événements détectés permet de mettre des limites strictes sur Δm^2 .

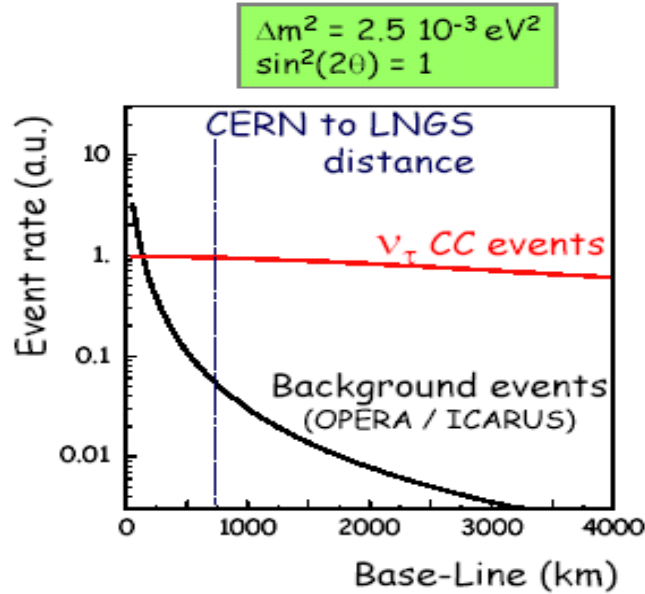


FIG. 4.10 – Evolution du signal et du bruit de fond en fonction de la distance source-détecteur.

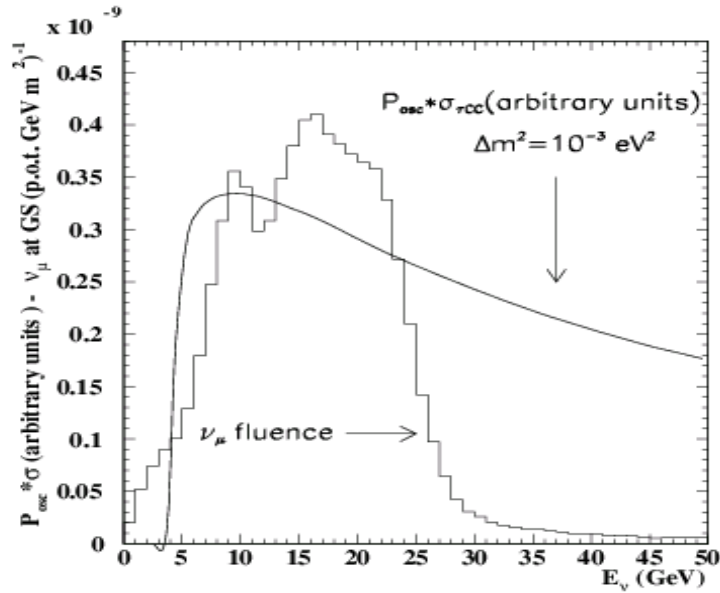


FIG. 4.11 – Flux de ν_μ comparé au produit de la probabilité d’oscillation des ν_μ en ν_τ par la section efficace d’interaction CC des ν_τ pour $L=732$ km et $\Delta m^2 = 10^{-3} eV^2$.

4.1.4 Les caractéristiques du faisceau

Composition du faisceau

Le tableau 4.1 présente les différentes proportions des saveurs de neutrinos dans le faisceau et montre que la principale contamination est en $\bar{\nu}_\mu$. Ces $\bar{\nu}_\mu$ proviennent majoritairement de la désintégration des π^- et K^- au niveau des cornes avant le tunnel de désintégration. Ils sont également produits lors de la désintégration des μ^+ mais leur énergie est faible puisqu’ils s’agit de la désintégration de particules secondaires. Les ν_e sont issus principalement de la désintégration K_{e3}^+ ($K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$) dont le rapport de branchement est de l’ordre de 4.9%. La proportion de ν_τ est négligeable ($\sim 3 \times 10^{-6}$, [53]).

TAB. 4.1 – Composantes du faisceau.

$\langle E\nu_\mu \rangle$	17 GeV
ν_e / ν_μ	0.8 %
$\bar{\nu}_\mu / \nu_\mu$	2.1 %
$\bar{\nu}_e / \nu_\mu$	0.07%

Nombre d’événements attendus

Les tableaux 4.2 et 4.3 donnent les nombres d’événements attendus sur cinq ans pour une cible de 1.597kton, en supposant 4.5×10^{19} pot/an et 200 jours de faisceau par an⁷. Pour

⁷la réduction de la masse de la cible est prise en compte car les briques extraites ne sont pas remplacées. Ce point est précisé dans la suite.

$\Delta m^2 = 2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, 95 interactions ν_τ CC sont attendues dans le détecteur OPERA.

TAB. 4.2 – Nombre d'événements attendus sur 5 ans pour une masse de 1.597 kton, $4.5 \times 10^{19} \text{ pot/an}$.

ν_μ CC	23300
ν_μ NC	7000
$\bar{\nu}_\mu$ CC	490
ν_e CC	186
$\bar{\nu}_e$ CC	16

TAB. 4.3 – Nombre d'interactions CC ν_τ attendues sur 5 ans pour différentes valeurs de Δm^2 ($m = 1.597 \text{ kton}$, $4.5 \times 10^{19} \text{ pot/an}$).

$\Delta m^2 \text{ eV}^2$	ν_τ CC
1×10^{-3}	24
2×10^{-3}	95
3×10^{-3}	214

Le faisceau de neutrinos arrivant au Gran Sasso aura une largeur transversale totale de l'ordre de 2.8 km. La figure 4.12 montre la distribution radiale des événements ν_μ CC attendue à 732 km de la cible : elle est plate près du centre sur une largeur de quelques centaines de mètres.

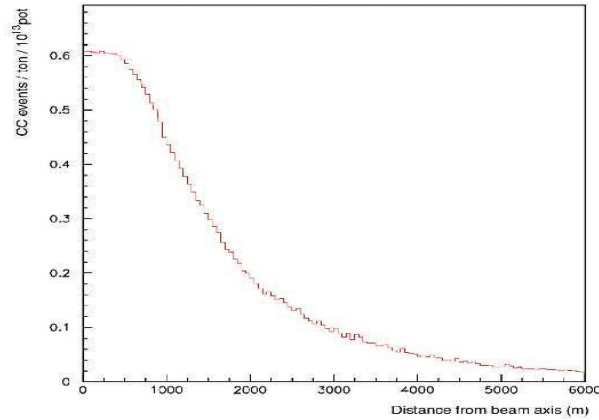


FIG. 4.12 – Distribution radiale des ν_μ CC au Gran Sasso à 732 km de la cible.

L'erreur systématique sur le flux de ν_e est estimée à 10%. Les fluctuations statistiques seront cependant le facteur limitant pour la recherche de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

4.2 Description du détecteur

Le but de l'expérience est l'observation directe des interactions ν_τ CC par l'observation de la désintégration du τ . Pour les canaux muonique, électronique et hadronique (1 hadron)

la topologie de désintégration du τ est une topologie en coude c'est-à-dire qu'il y a un angle caractéristique entre la direction du tau et celle du produit de désintégration (figure 4.13).

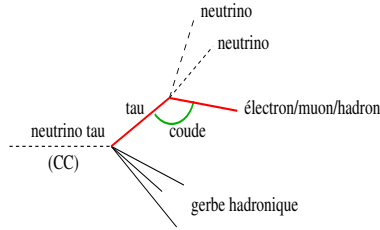


FIG. 4.13 – Illustration de la topologie en coude de désintégration du tau dans le canal $\tau \rightarrow e$, $\tau \rightarrow \mu$ et $\tau \rightarrow h$.

Compte tenu de l'énergie moyenne du faisceau de ν_μ (17GeV), le tau parcourt en moyenne 0.6 mm avant de se désintégrer. Par conséquent, pour mettre en évidence l'angle entre la direction du τ et celles des produits de désintégration, le détecteur doit avoir une résolution spatiale de l'ordre du micron. Seule la technique des émulsions photographiques ("à la CHORUS") permet de mesurer de si petites traces.

Le détecteur est fait de briques de plomb et d'émulsions photographiques qui sont empliées pour former des murs. Chaque mur est suivi par deux plans de scintillateurs et forment un *module*. La cible faite de 31 murs et un spectromètre placé derrière elle constituent un *supermodule*. Le détecteur final sera fait de deux supermodules ([54]).

4.2.1 L'élément de base du détecteur

Structure Le détecteur doit répondre à deux critères : il doit être suffisamment massif pour que les neutrinos interagissent tout en ayant une haute résolution spatiale. L'association plomb/émulsion permet de concilier ces exigences avec le coût de l'expérience.

La brique est l'unité de base du détecteur OPERA. Il s'agit d'une succession de feuilles de plomb radiopure de 1 mm (faible radioactivité) et de films d'émulsions photographiques (50 μm de couche d'émulsion de chaque côté d'une couche plastique de 200 μm). L'ensemble Pb+émulsion compose une cellule appelée ECC pour Emulsion Cloud Chamber. Chaque brique de dimensions $10.2 \times 12.7 \times 7.54 \text{ cm}^3$ pèse 8 kg, comprend un film d'émulsion photographique et 56 cellules ECC. La résolution intrinsèque obtenue avec cette structure est de 0.6 μm . Les briques sont emballées avec du papier aluminium sous vide (figure 4.14) pour éviter tout mouvement des feuilles puis assemblées en murs.

Motivations Les conditions de détection du coude de désintégration étant remplies, la brique a été optimisée pour :

- l'étude du canal $\tau \rightarrow e$:

l'épaisseur équivalente à $10 X_0$ permet à la gerbe électromagnétique de se développer. L'identification des électrons ainsi que la mesure de leur énergie se fait par une mesure de la densité de traces comprises dans un cône de 50 mrad centré sur la direction de la gerbe. La résolution en énergie obtenue avec cette méthode à partir d'une simulation Monte Carlo est de $\Delta E/E = 30\%$ pour des électrons $E < 1 \text{ GeV}$ et $\Delta E/E = 20\%$ pour des électrons d'énergie plus élevée. Une épaisseur de $5 X_0$ est suffisante pour une bonne identification des électrons, ce qui implique une brique de dimension $10 X_0$, la probabilité d'interaction du neutrino étant uniforme dans la brique. La figure 4.15 montre

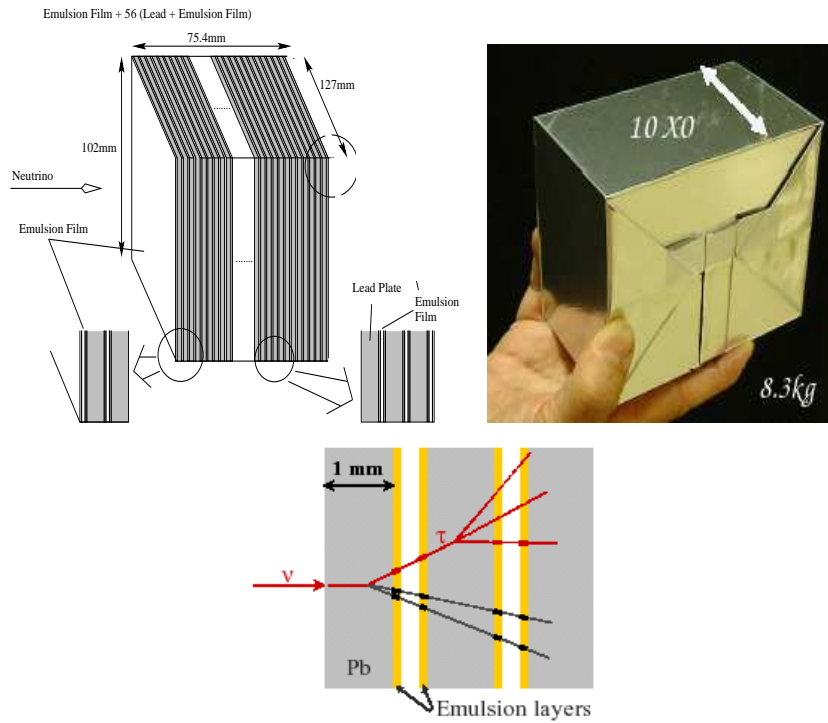


FIG. 4.14 – Structure d’une brique constituant l’unité de base du détecteur OPERA. Les feuilles de plomb ont une épaisseur de 1 mm, la reconstruction du coude de désintégration du τ se fait à partir des micro-traces observées dans les cellules ECC (couche d’émulsion de $50 \mu\text{m}$ (en jaune sur le schéma) de chaque côté d’une base plastique (en blanc) de $200 \mu\text{m}$).

le développement d’une gerbe électromagnétique produite par un électron de 8GeV sur une épaisseur de brique de 5 cm.

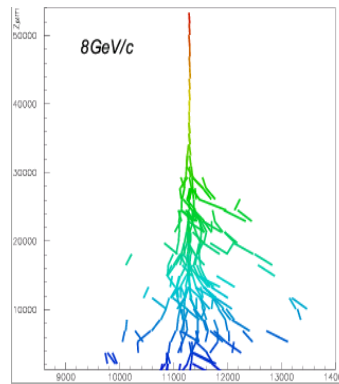


FIG. 4.15 – Simulation d’une gerbe électromagnétique produite par un électron de 8GeV dans une brique. Les échelles sont en μm . L’épaisseur de brique traversée est en ordonnée et équivaut ici à 5cm ; la gerbe électromagnétique s’étale sur environ 1mm (abscisse).

– la mesure de l’énergie des photons :

la plupart des γ produits au vertex d’interaction est converti en paire e^+e^- dans la brique ce qui permet de les détecter ($X_0=7.2 \text{ mm}$). Cette détection permet la mesure

du moment transverse manquant p_t de l'événement étudié ce qui est un aspect important pour la réduction du bruit de fond. Par ailleurs, elle rend possible l'étude du canal de désintégration $\tau^- \rightarrow \rho^- \nu$ (BR=27%) par la reconstruction de la masse du ρ à travers $\rho^- \rightarrow \pi^- \pi^0$, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

– l'étude du canal $\tau \rightarrow h$:

ce mode de désintégration a le rapport de branchement le plus élevé mais les réinteractions des hadrons constituent un bruit de fond important et nécessitent des coupures cinématiques fortes. L'impulsion des hadrons est mesurée par diffusion multiple dans le plomb avec une épaisseur moyenne de brique équivalente à $5 X_0$ ($\Delta p/p=20\%$).

– la mesure du dE/dx :

pour le canal $\tau \rightarrow \mu$, la localisation du vertex d'interaction est facilitée par la présence du muon identifiable par la longueur de sa trace. Toutefois, les muons de faible énergie ($E < 3\text{GeV}$) laissent une trace comparable à celle d'un hadron. Dans ce cas, la mesure du dE/dx à partir de la densité de grains dans les émulsions en fin de trace peut permettre de distinguer un muon d'un hadron. Des études sont actuellement en cours pour approfondir cette méthode (figure 4.16).

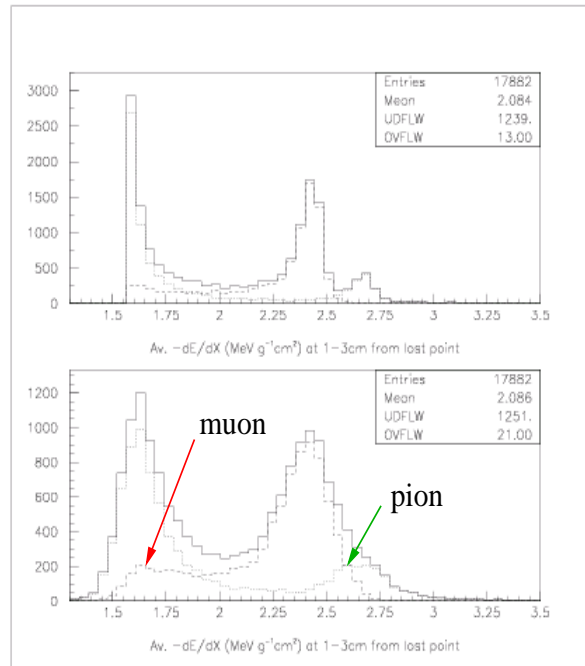


FIG. 4.16 – Perte d'énergie dE/dx moyenne : distributions Monte-Carlo sans (en haut) et avec erreurs statistiques (en bas) liées au comptage des grains dans les émulsions.

La brique constitue donc un détecteur à part entière. La cible d'OPERA contiendra 31 murs de 52×64 briques.

4.2.2 Les trajectographes

La localisation de la brique dans laquelle le neutrino a interagi se fait uniquement à partir des détecteurs électroniques. C'est également eux qui vont permettre la reconstruction de la trace du muon.

Deux plans de scintillateurs plastiques sont disposés après chaque mur de briques. Ils sont constitués de barreaux de 2.6 cm de large, 6.7 m de haut pour une épaisseur de 1 cm et sont fait de polystyrène, 2% p-Terphenyl et 0.02% de POPOP. Les barreaux sont peints avec une couche de TiO_2 (0.15mm). Chacun d'entre eux contient une fibre à décalage d'indice (WLS, figure 4.17) qui capture les photons produits par le passage d'une particule chargée (573.2 cm de longueur d'atténuation). Les fibres sont lues à chaque extrémité par des photomultiplicateurs multi-anodes (figure 4.18). Un plan de scintillateur est formé de 4 unités (figure 4.19) de 64 barreaux correspondant au nombre de canaux des PMT ce qui fait un total de 256 barreaux par plan ($6.7 \times 6.7\text{m}^2$). L'association de deux plans de scintillateurs, l'un avec des barreaux verticaux, l'autre avec des barreaux horizontaux, permet d'avoir les projections XZ et YZ de l'événement. La figure 4.20 montre une photographie d'une unité de scintillateur avec les 64 fibres WLS qui collectent et transportent la lumière de scintillation jusqu'aux PMT ainsi que le nombre de photoélectrons collectés au niveau des PMT : dans la pire situation, c'est à dire passage d'une particule au milieu du barreau, environ quatre photoélectrons sont collectés de chaque côté du scintillateur ce qui permet d'avoir une efficacité de détection supérieure à 98%.

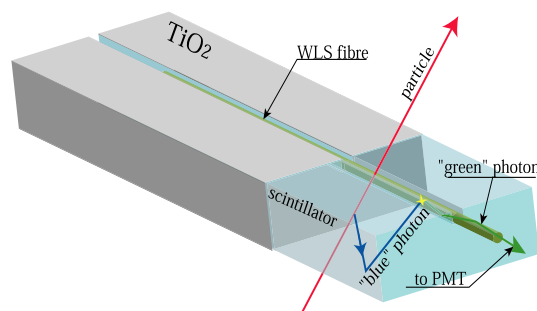


FIG. 4.17 – Principe de détection d'une particule dans un barreau de scintillateur : la fibre absorbe les photons de scintillation dans le bleu et les émet dans la gamme du vert, ce qui permet une bonne propagation de la lumière jusqu'aux photomultiplicateurs.

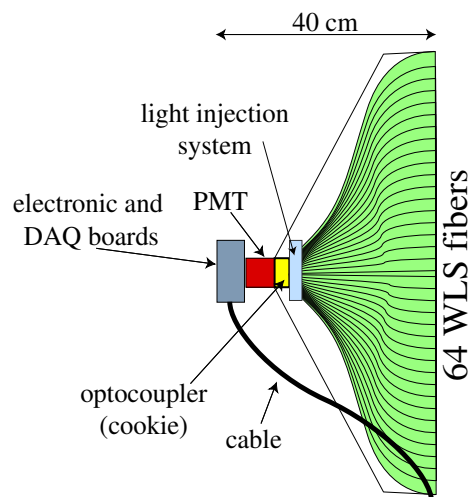


FIG. 4.18 – Lecture des fibres WLS par un photomultiplicateur en bout de scintillateur.

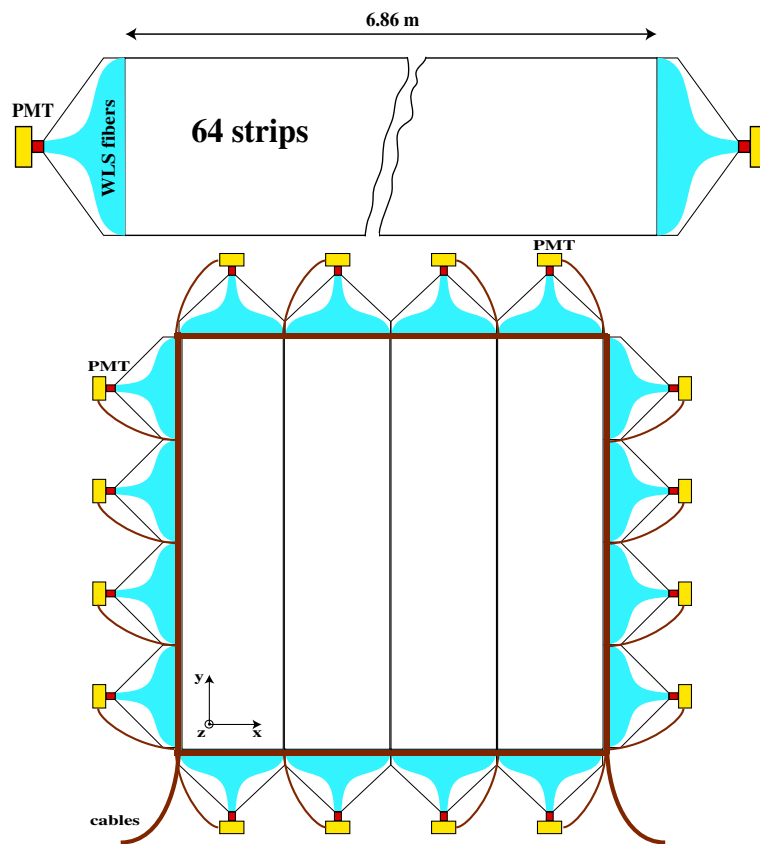


FIG. 4.19 – Schéma d’une unité de 64 barreaux de scintillateur (en haut), un plan de scintillateur en comprenant 4. Un module de scintillateur (en bas) comprend un plan avec des barreaux horizontaux et un plan avec des barreaux verticaux.

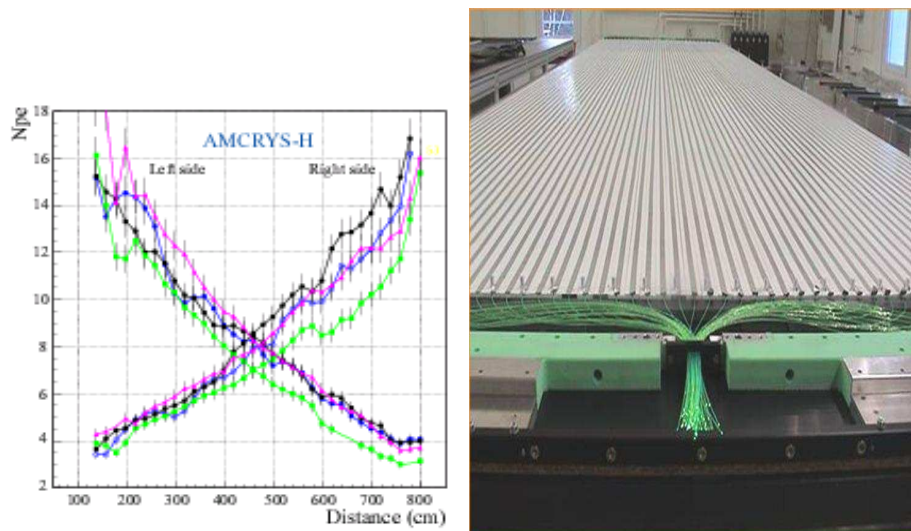


FIG. 4.20 – A gauche, nombre de photoélectrons collectés en fonction de la distance par rapport aux PMT. A droite, photographie d’un plan de 64 barreaux de scintillateurs avec les fibres WLS.

Etant donné l'épaisseur des briques ($10X_0, 0.3\lambda$), la reconstruction des traces n'est pas évidente sauf dans le cas du muon, à condition qu'il soit suffisamment énergétique (l'efficacité d'identification du muon commence à diminuer pour $E=3\text{GeV}$). La figure 4.21 montre un exemple d'événement ν_τ CC avec désintégration $\tau \rightarrow \mu$ de type DIS : le muon se distingue nettement du système hadronique grâce à la longueur de sa trace tandis que la reconstruction des traces au niveau de la gerbe est plus difficile. L'énergie de cette gerbe hadronique est reconstruite avec une résolution $\Delta E/\sqrt{E} = 80\%$.

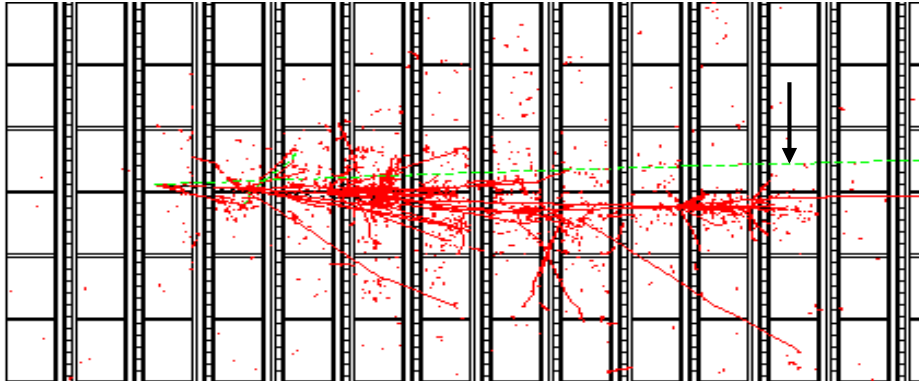


FIG. 4.21 – Simulation d'un événement $\tau \rightarrow \mu$ dans le détecteur OPERA. Le faisceau de neutrino vient de la gauche. L'interaction a lieu dans le troisième mur de briques. Chaque mur est suivi de 2 plans de scintillateurs permettant d'avoir les projections XZ et YZ de l'événement. La trace du muon correspond à la plus longue trace (pointée par la flèche).

4.2.3 Le spectromètre

Un spectromètre placé après la cible contribue à l'identification du muon avec la mesure de sa longueur de parcours, de son impulsion et de sa charge. L'identification du muon est importante pour la détection du canal $\tau \rightarrow \mu$ et la réduction du bruit de fond dû à la production d'une particule charmée commun aux trois canaux. La mesure de la charge du muon permet de réduire davantage ce bruit de fond pour le canal $\tau \rightarrow \mu$ (production d'un μ^- par la désintégration du τ et d'un μ^+ par désintégration d'une particule charmée). Le spectromètre dépasse la cible d'environ 2 m de chaque côté pour récupérer les muons s'échappant sur les bords. Il comprend :

- un aimant dipolaire : les deux parties de l'aimant mesurent 10 m de haut, 8.75 m de large, 0.82 m d'épaisseur et sont séparées l'une de l'autre par 1 m (figure 4.22). Chaque mur contient 12 plans de fer de 50 mm d'épaisseur alternés avec des plans de RPC (Resistive Plate Chamber) pour permettre la reconstruction x-y des traces. L'efficacité d'identification du muon pour les ν_μ CC est de 92.9% et de 80.3% pour les $\tau \rightarrow \mu$ ([63]).
- de tubes à dérive : des plans de $8.75\text{m} \times 8\text{m}^2$ comportant trois couches de 256 tubes sont placés en amont et en aval de l'aimant et entre les deux plans de l'aimant (figures 4.23, 4.24). Ce sont des tubes métalliques de diamètre externe 34 mm. Les fils à l'intérieur ont un diamètre de 50 μ m. Ces tubes à dérive permettent de mesurer précisément la direction du muon avec une résolution spatiale de 2-3 cm et de déduire son impulsion et sa charge. Pour une impulsion moyenne de $\langle p \rangle = 6.5 \text{ GeV}/c$, la résolution est de $\Delta p/p = 20\%$. La charge du muon est déduite à partir de la trajectoire du

muon dans le champ magnétique de $\sim 1.5\text{T}$ avec une erreur sur sa mesure de 0.1-0.3%. Entre deux plans de tubes à dérives sont disposés des plans de RPC dont les *strips* sont inclinées de $+45^\circ$ et -45° (XPC).

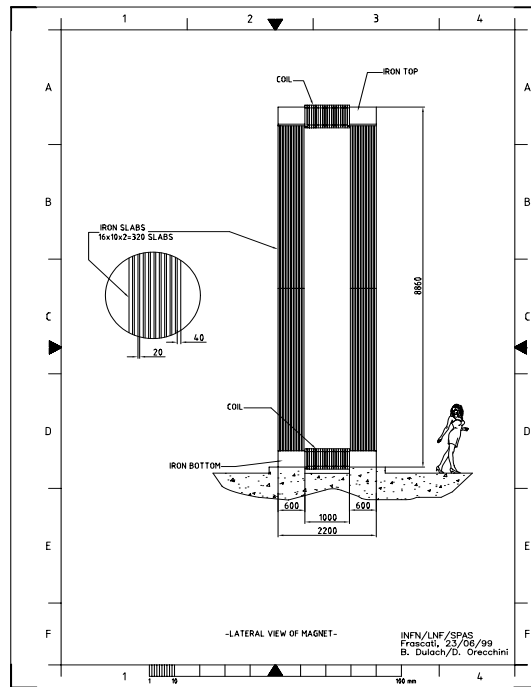


FIG. 4.22 – Illustration de l'aimant dipolaire (vu de côté).

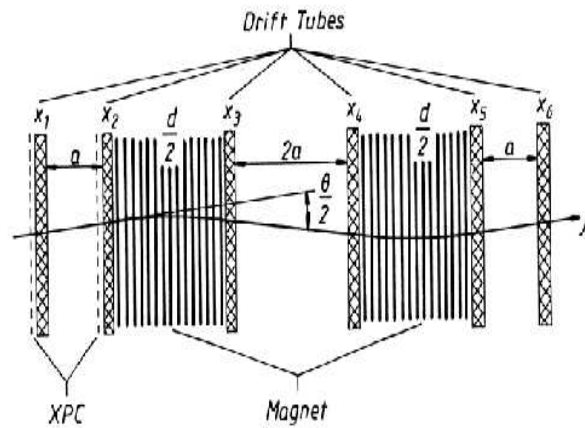


FIG. 4.23 – Position des tubes à dérives dans le spectromètre.

La cible comportera 31 murs de 52×64 briques. L'ensemble cible+spectromètre forme un supermodule. Le détecteur final, fait de deux supermodules, est représenté sur la figure 4.25.

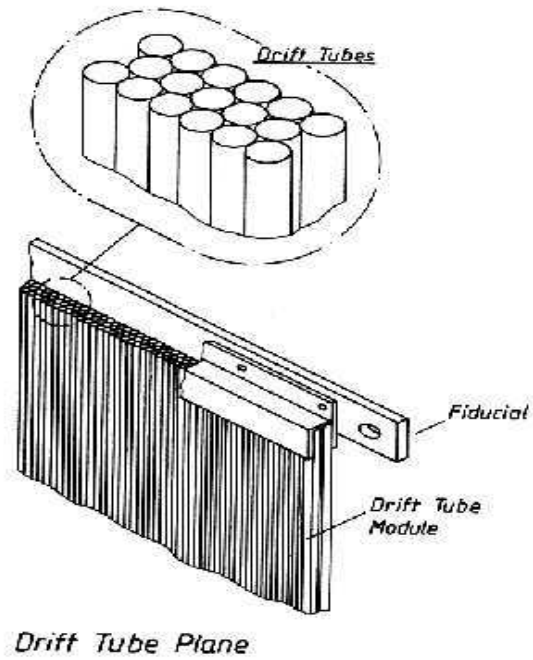


FIG. 4.24 – Vue schématique d'un plan de tubes à dérive.

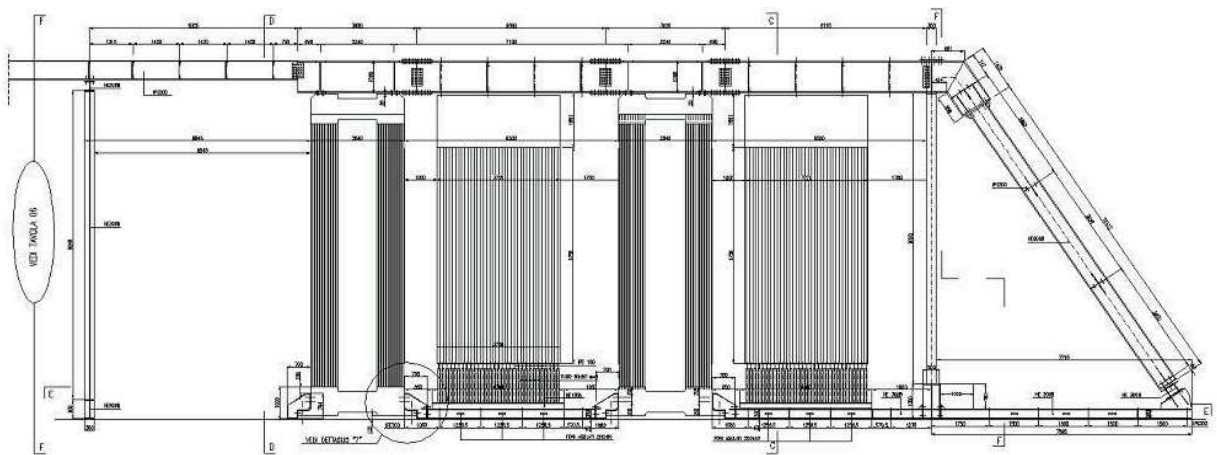


FIG. 4.25 – Schéma du détecteur final avec deux super-modules. Le faisceau de neutrinos viendra de la droite.



FIG. 4.26 – Photographie de l'état actuel de l'installation du détecteur OPERA dans le tunnel du Gran Sasso. La construction du premier aimant est pratiquement terminée : un plan de détecteur RPC (plus précisément les strips de lecture) est visible au premier plan et deux plans de fer (en gris) sont installés sur le côté gauche.

4.2.4 Extraction des briques

Pour l'installation des briques au démarrage de l'expérience ainsi que pour l'extraction des briques au cours des 5 ans de prise de données, un système de manipulation des briques d'émulsions a été conçu (figure 4.27). La structure métallique du mur (figure du haut, à gauche) est faite de telle sorte que les briques ne peuvent être introduites ou retirées que sur les côtés. La manipulation de la brique se fera avec un robot (figure du haut, à droite) doté d'une ventouse qui lui permettra de s'accrocher. Pour retirer une brique au milieu d'une rangée, le robot devra extraire la moitié de la rangée, récupérer la brique voulue et replacer les autres. Les briques seront positionnées avec une précision de 1 mm.



FIG. 4.27 – Photographies du système de manipulation des briques d'OPERA. En haut, à gauche, vue de la structure métallique d'un mur et remplissage d'une rangée de briques ; en haut, à droite, vue du robot avec la ventouse ; en bas, vue d'ensemble.

Exposition aux rayons cosmiques La brique extraite sera exposée dans un laboratoire en surface aux rayons cosmiques durant une à deux heures. Cette exposition fournira une à

deux traces/mm² perpendiculaires à la surface ce qui permettra de connaître l'alignement des 56 feuilles d'émulsion, information indispensable pour la reconstruction des traces dans les émulsions et donc du coude de désintégration du τ .

Une fois extraites, les briques ne seront pas remplacées et par conséquent toute erreur de localisation, notamment due à des particules rétrodiffusées nécessitant l'extraction de plusieurs briques, entraînera une perte de signal (réduction de la masse de la cible synonyme de diminution du nombre d'interactions neutrino). Une grande attention est donc portée sur les algorithmes de recherche de la brique.

Scanning Après l'exposition aux cosmiques, la brique est ouverte et démantelée. Les feuilles sont numérotées et les émulsions photographiques sont développées par un système semi-automatique (jusqu'à 600 films/jour équivalent à 10 briques). Cette étape peut être réalisée en surface si le temps entre le démantèlement de la brique et le développement des émulsions n'excède pas une heure à cause des cosmiques.

La dernière étape est bien entendu le scanning des émulsions photographiques (figure 4.28). C'est seulement à ce moment qu'il sera possible de dire s'il s'agit d'un événement τ ou d'un autre (ν_μ). Elle se divise en trois étapes :

- dans un premier temps, toutes les traces telles que $\tan \theta < 0.4$ (θ étant l'angle entre la trace et la direction du faisceau) sont recherchées (*general scan*) ;
- ensuite, seule une dizaine de traces relatives à une interaction neutrino doivent être isolées et sélectionnées (*scan-back*). Une trace est dite finie si elle n'est plus vue dans deux films consécutifs ;
- une zone autour des points d'arrêt de chacune des traces est définie et scannée sur quatre films consécutifs pour rechercher un vertex d'interaction (*vertex confirmation*). Cette zone est de l'ordre de $5 \times 5\text{mm}^2$.

Dans le cas où un vertex a été trouvé, le tau parcourant en moyenne 1 mm avant désintégration, une région plus large autour de la position du vertex doit être scannée. Une première sélection (*Decay candidate selection*) basée principalement sur des critères topologiques est faite (mesure des impulsions des particules par diffusion multiple pour éliminer les coudes dus à des particules de faible impulsion). Elle nécessite de scanner une région d'environ $5 \times 5\text{mm}^2$ sur 10 films.

Une analyse complète (*Full data taking*) est réalisée pour les événements ayant passé la sélection précédente. A ce stade de l'analyse, la connexion des traces des émulsions avec les détecteurs électroniques ainsi qu'avec le spectromètre est réalisée. Toutes les briques relatives à l'événement seront extraites à leur tour de façon à reconstruire précisément l'interaction neutrino et à identifier les candidats muons de faible énergie par la mesure de l'ionisation en fin de trace (séparation π/μ). Le but de cette analyse est de rejeter les événements bruit de fond pouvant être confondus avec une désintégration du τ . Les différents critères de sélection des événements candidats τ sont exposés dans la section suivante.

Changeable Sheet Une feuille d'émulsion supplémentaire appelée *Changeable Sheet* (CS) sera ajoutée et "collée" à l'extérieur de la brique (figure 4.29). Cette feuille d'émulsion sera retirée avant l'exposition de la brique aux rayons cosmiques. Il sera ainsi possible de distinguer dans la brique les traces dues aux rayons cosmiques et celles dues à une interaction neutrino. Les traces présentes dans la CS serviront à réduire la région à scanner en délimitant une zone de $400 \times 400\mu\text{m}^2$ au moment du *scan back*.

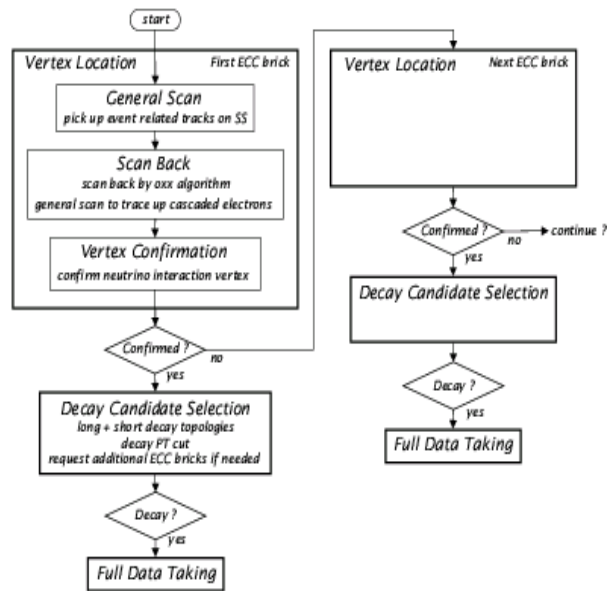


FIG. 4.28 – Organigramme représentant les différentes étapes de l’analyse d’une brique.

Leur rôle éventuel dans la localisation de la brique d’interaction est abordé dans la section 6.3.2.

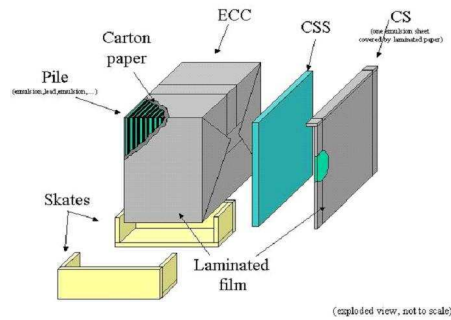


FIG. 4.29 – Feuille d’émulsion supplémentaire placée à l’extérieur de la brique (Changeable Sheet).

4.3 Efficacité de détection du τ

La détection de ν_τ se fait à travers l’observation directe de la topologie en coude de la désintégration du lepton τ produit lors des réactions $\nu_\tau CC$ ($\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X$) :

- si la désintégration du τ a lieu dans la même feuille de plomb que l’interaction du neutrino, alors l’événement est classifié “court” ;
- si la désintégration du τ a lieu dans une feuille de plomb différente de celle où le neutrino a interagi, l’événement est classifié “long” (figure 4.30).

Pour les événements courts, la reconstruction de l'angle du coude de désintégration est impossible. Ces événements représentent environ 60% des événements ν_τ CC. La mesure du paramètre d'impact (IP) de la particule fille (produit de désintégration) par rapport aux traces issues du vertex primaire permet de récupérer une petite fraction de ces événements. Pour les événements longs, il est possible d'identifier un τ en mesurant l'angle entre la particule chargée mère et le produit de désintégration avec un critère de sélection $20\text{mrad} < \theta_{\text{coude}} < 500\text{mrad}$, la coupure supérieure étant nécessaire pour des questions d'efficacité de développement des microscopes.

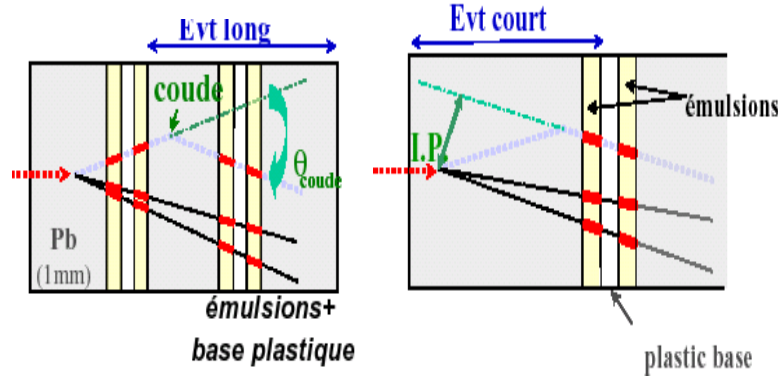


FIG. 4.30 – Illustration de l'interaction d'un neutrino tau suivie de la désintégration du tau dans la brique : à gauche, l'interaction et la désintégration ont lieu dans des feuilles de plomb différentes ce qui permet la reconstruction de l'angle θ_{coude} ; à droite, l'interaction et la désintégration se passent dans la même feuille de plomb et seule la mesure du paramètre d'impact peut permettre de conclure à un signal ν_τ .

Le tableau 4.4 donne les efficacités de détection du τ multipliées par le rapport de branchement du canal associé pour les différentes classes d'événements. Les événements sont séparés selon la nature de l'interaction du neutrino, profondément inélastique (DIS) ou quasi-élastique et résonnant (QE) : seuls les événements courts profondément inélastiques apparaissent, la présence de traces issues du vertex primaire étant indispensable pour le calcul du paramètre d'impact.

TAB. 4.4 – Efficacités de détection du τ multipliées par le rapport de branchement de chaque canal de désintégration pour les différentes classes d'événements ($\epsilon_{\text{detection}\tau} * BR(\%)$). L'efficacité totale correspond à la somme (pondérée) des QE et DIS. Le nombre d'événements signal correspondant est calculé pour $\Delta m^2 = 2 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, 1.8kt, 4.5×10^{19} pot/an la réduction de la masse de la cible étant prise en compte, à comparer au nombre d'événements bruit de fond donné dans la dernière colonne du tableau (voir tableau 4.6 pour détails).

canal	DIS Long	QE Long	DIS court	Total	Nbre d'evts	Bruit de fond
$\tau \rightarrow e$	2.7	2.3	1.3	3.4%	2.7	0.210
$\tau \rightarrow \mu$	2.4	2.5	0.7	2.8%	2.3	0.219
$\tau \rightarrow h$	2.8	3.5	-	2.9%	2.3	0.278
Total	8.0	8.3	1.3	9.1%	7.3	0.707

Critères de sélection Pour les événements classifiés courts, le bruit de fond vient principalement de la désintégration de particules charmées (détaillée dans le paragraphe suivant) ; une coupure cinématique sur la masse invariante du système hadronique permet de réduire le bruit de fond d'un facteur 1000 tout en gardant environ 15% du signal.

Dans le cas d'événements longs, les désintégrations leptoniques et hadroniques sont étudiées séparément :

- pour les leptoniques, une coupure sur le moment de la particule fille (électron ou muon) $p > 1 \text{ GeV}/c$ permet de minimiser les erreurs d'identification de la particule et une autre pour $p < 15 \text{ GeV}/c$ permet de réduire le bruit de fond relatif au faisceau, les leptons produits lors des ν_e CC et ν_μ CC étant plus énergétiques que ceux issus de la désintégration du tau. Une coupure supplémentaire sur le moment transverse calculé au vertex de désintégration ($p_T^{\text{coude}} > 100 \text{ MeV}/c$ pour $\tau \rightarrow e$ et $p_T^{\text{coude}} > 250 \text{ MeV}/c$ pour $\tau \rightarrow \mu$) conduit à un taux de bruit de fond raisonnable ;
- pour le canal hadronique, le bruit de fond vient principalement des réinteractions des hadrons. L'analyse cinématique au niveau du vertex de désintégration est similaire à celle des canaux leptoniques mais avec des coupures sur p et sur p_T^{coude} plus fortes : la coupure $p_T^{\text{coude}} \geq 600 \text{ MeV}/c$ permet d'éliminer les interactions de pions ($\langle p_T(\pi) \rangle \leq 100 \text{ MeV}/c$ alors que $p_T^{\text{max}} \sim 900 \text{ MeV}/c$ pour les réinteractions de hadrons issus du τ) et la coupure $p > 2 \text{ GeV}/c$ permet d'éliminer les hadrons de basse énergie produits lors des ν_μ CC.

Une analyse supplémentaire au niveau du vertex primaire est faite à partir du moment transverse manquant p_T^{miss} et de l'angle ϕ défini entre la trace de la particule mère et la direction de la gerbe hadronique (figure 4.32) :

- pour les événements NC, p_T^{miss} sera grand à cause de la présence du neutrino dans l'état final contrairement aux événements CC (il devrait être inférieur à $1 \text{ GeV}/c$ dans le canal $\tau \rightarrow h$, figure 4.31).

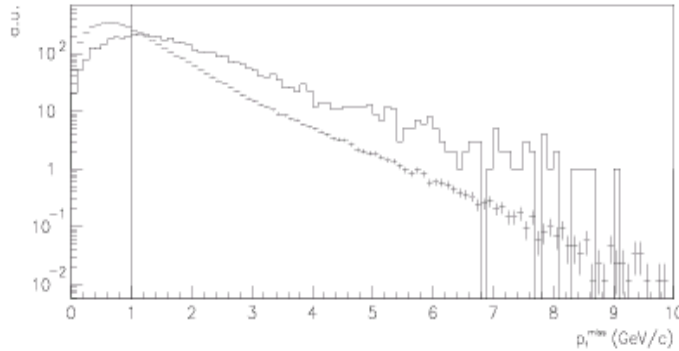


FIG. 4.31 – Impulsion transverse manquante reconstruite pour les désintégrations $\tau \rightarrow h$ de type DIS (croix) et pour les événements NC (ligne continue). la coupure à $1 \text{ GeV}/c$ est indiquée.

- pour les interactions ν_τ CC, le tau et la gerbe hadronique sont produits dos à dos dans le plan transverse donc ϕ doit être voisin de π tandis que pour les NC, les réinteractions hadroniques ayant lieu dans la gerbe hadronique, ϕ doit être proche de 0. Les événements candidats $\tau \rightarrow h$ doivent répondre au critère $\phi > \pi/2$.

Le tableau 4.5 résume les différents critères de sélections des événements candidats τ .

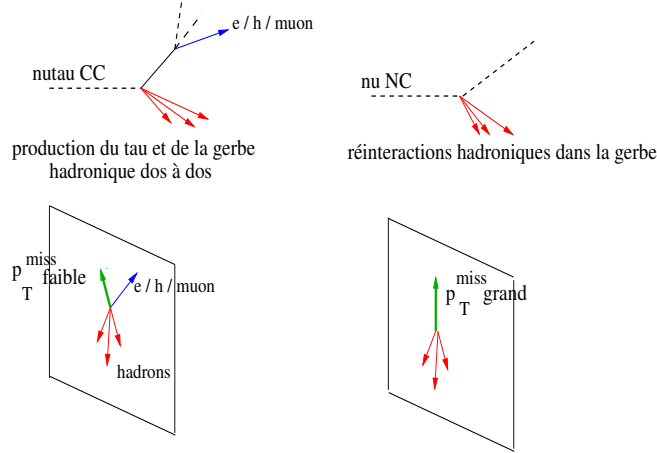


FIG. 4.32 – Interaction ν_τ CC et ν_τ NC : une coupure sur p_T^{miss} et sur ϕ (angle défini dans le plan transverse entre la particule mère et la direction de la gerbe hadronique) permettent de réduire le bruit de fond dans le canal $\tau \rightarrow h$.

TAB. 4.5 – Sélection des événements candidats tau ($20 \text{ mrad} < \theta_{\text{coude}} < 500 \text{ mrad}$) à partir de critères cinématiques au niveau du vertex de désintégration (impulsion de la particule fille (p), impulsion transverse manquant (p_T^{coude})) et au niveau du vertex primaire (impulsion transverse manquant p_T^{miss} et angle entre la trace de la particule mère et la direction de la gerbe hadronique).

	$\tau \rightarrow e$	$\tau \rightarrow \mu$	$\tau \rightarrow h$
p	$>1 \text{ GeV}/c$ $<15 \text{ GeV}/c$	$>1 \text{ GeV}/c$ $<15 \text{ GeV}/c$	$>2 \text{ GeV}/c$ $<15 \text{ GeV}/c$
p_T^{coude}	$>100 \text{ MeV}/c$	$>250 \text{ MeV}/c$	$>600 \text{ MeV}/c$
p_T^{miss}	-	-	$<1 \text{ GeV}/c$
ϕ	-	-	$>\pi/2$

4.4 Bruit de fond

Il y a essentiellement trois bruits de fond ([55]) :

- la diffusion multiple à grand angle dans le plomb du muon produit lors des interactions ν_μ CC peut être confondue avec un événement $\tau \rightarrow \mu$. Avant la rédaction de la proposition d'expérience (*proposal*), le bruit de fond était estimé à partir d'une simulation GEANT3 mais l'expérience NOMAD a montré qu'elle n'était pas réaliste parce que le noyau était considéré comme une particule ponctuelle. Un calcul tenant compte des facteurs de forme nucléaires donne un bruit de fond cinq fois plus faible mais pour l'instant, le taux est fixé par précaution à $1.10^{-5} N_{\nu_\mu CC}$ (limite supérieure donnée par l'expérience CHORUS), l'incertitude étant de 50% ($\theta > 20$ mrad et $p_T > 250$ MeV).
- les réinteractions hadroniques lors des interactions ν_μ NC et ν_μ CC dans le cas où le muon n'est pas identifié constituent un bruit de fond pour le canal $\tau \rightarrow h$. Cependant, dans le cas d'une interaction ν_μ NC, il arrive qu'un muon soit identifié par erreur et connecté avec une trace hadronique au niveau des émulsions; une réinteraction hadronique peut alors simuler une désintégration $\tau \rightarrow \mu$. Le bruit de fond est estimé par une simulation utilisant FLUKA avec une incertitude systématique supposée égale à 50%, suite au manque de données permettant une vérification.
- la production de particules charmées (figure 4.33) pose problème dans le cas d'interactions ν_μ CC (ν_e CC $\sim 1/1000$ ν_μ CC) pour lesquelles le muon (électron) n'est pas identifié. Pour 3.3% des ν_μ CC une particule charmée est produite dans la gerbe ha-

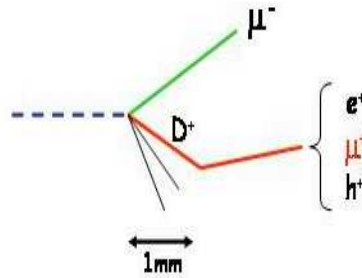


FIG. 4.33 – Interaction ν_μ CC avec production d'une particule charmée. Les canaux de désintégration de cette particule sont identiques à ceux du τ de même que la longueur de désintégration. Dans le cas d'une désintégration muonique, le muon produit est de charge positive contrairement à celui produit par la désintégration du τ . Par conséquent, la mesure de la charge de ce muon réduit considérablement le bruit de fond pour le canal $\tau \rightarrow \mu$.

dronique. Elle a la particularité d'avoir les mêmes canaux de désintégration avec une longueur moyenne de désintégration équivalente à celle du τ . Pour 5% de ces événements, le μ^- produit au vertex d'interaction n'est pas identifié et dans ce cas, la production de particule charmée constitue un bruit de fond commun aux trois canaux $\tau \rightarrow \mu$, $\tau \rightarrow e$, $\tau \rightarrow h$. En revanche, le bruit de fond est réduit pour le canal $\tau \rightarrow \mu$ par la mesure de la charge positive du muon issu de la désintégration du méson.

Des analyses sont actuellement menées pour réduire le bruit de fond dans les 3 canaux. Elles concernent les points suivants :

- Efficacité d'identification du muon : la méthode du dE/dx consistant à mesurer la densité de grains dans les émulsions à la fin d'une trace devrait permettre de distinguer un muon

d'un hadron (pion) et ainsi réduire le bruit de fond dû aux réinteractions hadroniques ou à une désintégration de particule charmée de 40%.

- Diffusion à grand angle du muon : Un test prévu fin 2004 devrait permettre de vérifier les nouveaux calculs intégrant les facteurs de forme nucléaires et, en cas de validation, le bruit de fond sera réduit d'un facteur 5.
- Réinteractions hadroniques : une comparaison entre simulation/données expérimentales (CHORUS) est actuellement en cours et devrait permettre de réduire cette incertitude autour de 15%.

Cependant, des résultats récents de CHORUS laissent à penser que la production de particules charmées dans les interactions neutrinos est 40% plus importante que celle estimée au moment du proposal d'OPERA. Les analyses sont en cours. Les différents taux de bruit de fond attendus sont résumés dans le tableau 4.6.

TAB. 4.6 – Résumé des différents bruits de fond dans les trois canaux de désintégration du tau (4.5×10^{19} pot/an). Entre parenthèses sont montrés les taux espérés avec les améliorations décrites plus haut ([55]).

	$\tau \rightarrow e$	$\tau \rightarrow \mu$	$\tau \rightarrow h$	Total
Charme	0.210 (0.117)	0.010 (0.007)	0.162 (0.160)	0.382 (0.284)
Diffusion multiple à grand angle du μ	-	0.116 (0.023)	-	0.116 (0.023)
Réinteractions had.		0.093 (0.093)	0.116 (0.116)	0.209 (0.209)
Total/canal	0.210 (0.117)	0.219 (0.123)	0.278 (0.276)	0.707 (0.516)

4.5 Sensibilité

4.5.1 Oscillation $\nu_\mu \nu_\tau$

Seulement quelques événements ν_τ sont attendus dans le détecteur OPERA (tableau 4.7) mais le faible taux de bruit de fond permettra à l'expérience de conclure sur l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

TAB. 4.7 – Nombre d'événements τ attendus (4.5×10^{19} pot/an, 1.8kt) pour 3 valeurs de Δm^2 dans la région à 90% de Super-Kamiokande (angle de mélange maximal). Entre parenthèses sont montrés les nombres attendus dans l'hypothèse d'une augmentation de l'intensité du faisceau d'un facteur 1.5 ([56]).

$\Delta m^2 = 1.3 \times 10^{-3} eV^2$	$\Delta m^2 = 2 \times 10^{-3} eV^2$	$\Delta m^2 = 3 \times 10^{-3} eV^2$	Bruit de fond
3.1 (4.7)	7.3 (11.)	16.4 (24.6)	0.7 (1.06)

La figure 4.34, contenue dans le rapport de proposition de l'expérience (2000), montre les limites à 90% C.L. sur les paramètres d'oscillation pour $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ après deux ans (ligne en pointillés) et cinq ans (ligne continue) d'exposition. Les contours autorisés par Super-Kamiokande (90%) à l'époque sont également représentés : l'ajustement central se situait à un Δm^2 plus élevé $\{\Delta m^2 = 3.2 \times 10^{-3} eV^2, \sin^2 2\theta = 1\}$ et par conséquent le nombre d'événements ν_τ attendus au moment du proposal d'OPERA était de 18 (5 ans d'exposition) avec

0.6 événement de bruit de fond.

La valeur de Δm^2 de Super-Kamiokande est aujourd'hui plus basse qu'en 2000 ($\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$, angle de mélange maximal) et l'analyse d'OPERA a évolué. La sensibilité actuelle de l'expérience à l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ peut être estimée en considérant la probabilité d'OPERA de détecter un nombre d'événements ν_τ supérieur à une fluctuation statistique du bruit de fond à 4σ . Cette probabilité ($P_{4\sigma}$) est représentée sur la figure 4.35 en fonction de Δm^2 (angle de mélange maximal). L'augmentation prévue de l'intensité du faisceau par un facteur 1.5 équivaut à une réduction (invraisemblable) de 50% du bruit de fond pour OPERA. La courbe de probabilité combinant ICARUS et OPERA avec le faisceau d'origine est également représentée.

Pour un $\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$, la probabilité à 4σ pour OPERA se situe aux alentours de 95% et passerait à 99% en considérant une augmentation de l'intensité du faisceau ou en combinant les deux détecteurs (ICARUS et OPERA).

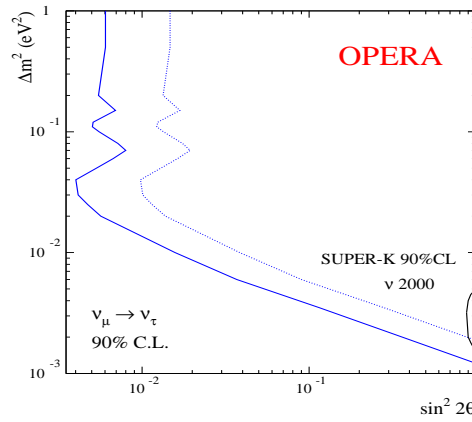


FIG. 4.34 – Sensibilité d'OPERA à l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ à 90% C.L. pour 2 (pointillés) et 5 (continue) ans d'exposition. La région permise à l'époque par Super-Kamiokande est également représentée ([54]).

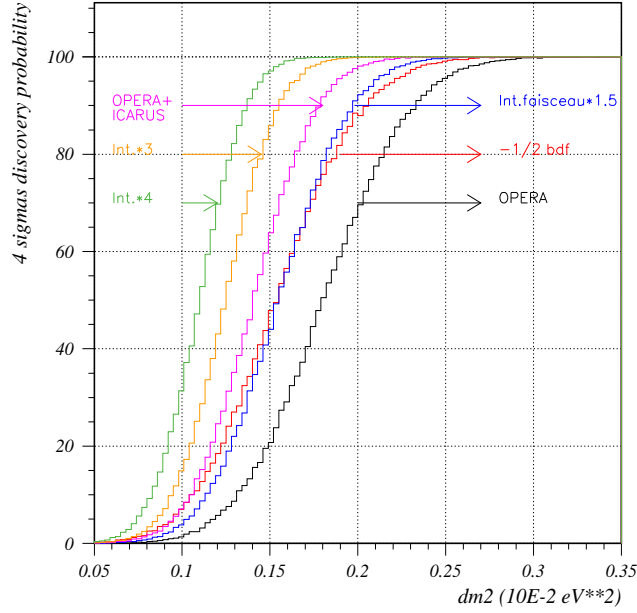
4.5.2 Oscillation $\nu_\mu \nu_e$

L'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ est possible dans le cadre d'un formalisme à 3 saveurs si l'angle de mélange θ_{13} est non nul. Actuellement, la connaissance de cet angle se limite à une valeur supérieure mise par CHOOZ égale à $\theta_{13} < 11^\circ$ pour $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$, $\sin^2 2\theta_{23} = 1$. La probabilité d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ s'écrit en première approximation :

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} \sim \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E}$$

La bonne identification des électrons dans le détecteur OPERA exploitée pour le canal $\tau \rightarrow e$ rend possible l'étude de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Les bruits de fond pour cette étude proviennent :

- des γ issus de la désintégration des π^0 produits dans les ν_μ NC ($\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$, conversion du γ en paires $e^+ - e^-$). Il peut s'agir également de ν_μ CC identifié en ν_μ NC (muon non identifié) et pour lesquels, un électron a été identifié par erreur. Le tableau 4.8 donne les efficacités d'identification des électrons et celles des pions chargés qui peuvent être confondus avec un électron ;

FIG. 4.35 – Courbes de probabilité à 4σ ([56]).

- de la désintégration $\tau \rightarrow e$;
- de la présence de ν_e dans le faisceau (1%).

TAB. 4.8 – Efficacité d'identification des électrons et des pions en fonction de l'énergie obtenue ([56, 58]). Pour les pions, il s'agit de s'intéresser à l'inefficacité d'identification donc aux chiffres complémentaires mis dans le tableau.

E(GeV)	Identification e^- (%)	Identification des π chargés(%)
0.5	57.1 ± 2.2	90.5 ± 1.0
1	87.1 ± 0.7	99.0 ± 0.2
3	98.3 ± 0.2	99.2 ± 0.1
5	99.6 ± 0.1	99.5 ± 0.1
7	100.0 ± 0.1	99.9 ± 0.1
9	99.9 ± 0.1	99.0 ± 0.1
11	99.7 ± 0.1	98.9 ± 0.2
15	100.0 ± 0.1	99.1 ± 0.1
19	100.0 ± 0.1	97.9 ± 0.2

Les efficacités de détection du signal ($\nu_\mu \rightarrow \nu_e$) et celles relatives au bruit de fond sont regroupées dans le tableau 4.9.

Le tableau 4.10 donne une idée du nombre d'événements (signal et bruit de fond) attendus dans OPERA pour $\Delta m_{23} = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$, $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ et plusieurs valeurs de θ_{13} .

De son côté, ICARUS sera également en mesure d'étudier l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (très bonne efficacité d'identification des électrons), le bruit de fond étant constitué par les ν_e présents dans

TAB. 4.9 – Efficacités de signal et de bruit de fond pour la recherche d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ dans OPERA (rapport de branchement compris pour $\tau \rightarrow e$, [58]).

signal	$\tau \rightarrow e$	ν_μ CC $\rightarrow \nu_\mu$ NC	ν_μ NC	ν_e CC (faisceau)
0.31	0.032	0.34×10^{-4}	7.0×10^{-4}	0.082

le faisceau et les électrons issus de la désintégration $\tau \rightarrow e$. La mesure du dE/dx combinée à la mesure de la distance de conversion des γ permet à ICARUS d'avoir une très bonne séparation π^0/e^- . L'expérience devrait observer un nombre d'événements signal plus grand qu'OPERA puisque la masse du détecteur est plus importante. Cependant, l'analyse devrait être plus sensible au bruit de fond venant des ν_τ .

TAB. 4.10 – Nombre d'événements (signal, bruit de fond) attendus dans OPERA pour 5 ans de prise de données avec $\Delta m_{23} = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$, $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ et différentes valeurs de θ_{13} ([56, 58]).

θ_{13}	signal	$\tau \rightarrow e$	ν_μ CC $\rightarrow \nu_\mu$ NC	ν_μ NC	ν_e CC (faisceau)
9°	9.3	4.5	1.0	5.2	18
<i>ICARUS</i>	<i>27</i>	<i>24</i>			<i>50</i>
8°	7.4	4.5	1.0	5.2	18
7°	5.8	4.6	1.0	5.2	18
5°	3.0	4.6	1.0	5.2	18
3°	1.2	4.7	1.0	5.2	18

Les limites à 90% C.L. sur θ_{13} pour CHOOZ, MINOS, le projet CNGS et le projet JHF sont indiquées dans le tableau 4.11. La région est obtenue par un ajustement de trois variables : l'énergie visible de l'événement E_{vis} , le moment transverse manquant p_{miss}^T et l'énergie de l'électron E_{e^-} . La figure 4.36 permet de visualiser les contours (90% C.L.) pour OPERA, ICARUS et une analyse combinée des deux expériences par rapport avec ceux de CHOOZ.

TAB. 4.11 – Limites à 90% C.L. en $\sin^2 2\theta_{13}$ et θ_{13} pour différentes expériences ([59]).

Expérience	$\sin^2 2\theta_{13}$	θ_{13}
CHOOZ	< 0.14	$< 11^\circ$
MINOS	< 0.06	7.1°
ICARUS	< 0.04	5.8°
OPERA	< 0.06	$< 7.1^\circ$
analyse combinée de ICARUS et OPERA (CNGS)	< 0.03	$< 5.0^\circ$
analyse combinée de ICARUS et OPERA (CNGS $\times 1.5$)	< 0.025	$< 4.5^\circ$
JHF	< 0.006	2.5°

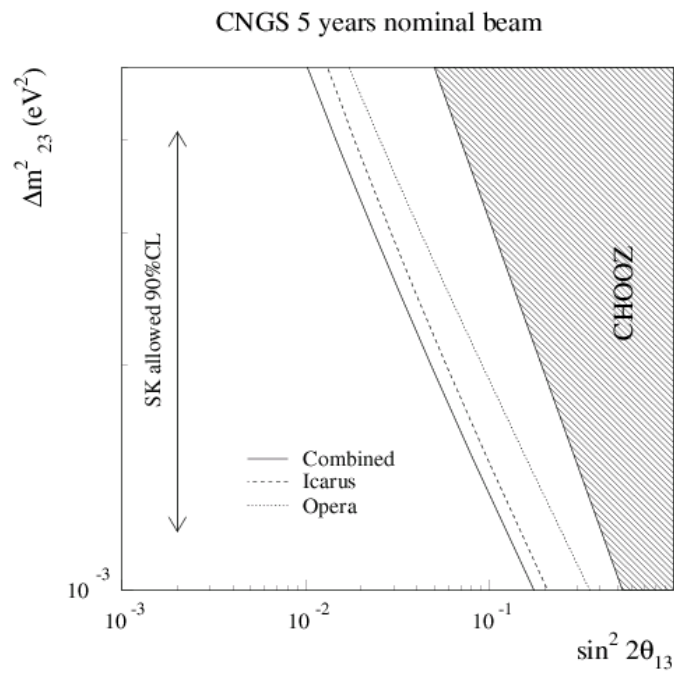


FIG. 4.36 – Sensibilité à 90% C.L. au paramètre θ_{13} de ICARUS et OPERA comparée à CHOOZ dans la région de Δm^2 de SK.

Chapitre 5

Algorithmes de localisation des briques d'interaction

5.1 Introduction

Rappelons qu'OPERA est un détecteur hybride avec comme élément de base une brique de dimensions $10.2 \times 12.7 \times 7.5 \text{ cm}^3$. Chaque brique est constituée de feuilles de plomb de 1 mm d'épaisseur et d'émulsions photographiques (deux couches de $40 \mu\text{m}$ d'émulsion séparées par une base plastique de $200 \mu\text{m}$). Cette structure permet l'observation de la topologie en coude de la désintégration du τ produit lors des interactions ν_τ CC, le τ parcourant en moyenne 0.6 mm avant de se désintégrer ($\langle E_\tau \rangle = 11.8 \text{ GeV}$, en tenant compte de l'oscillation). L'épaisseur totale d'une brique est équivalente à $10X_0$ (longueur de radiation) ou 0.3λ (longueur d'interaction) ce qui va permettre d'une part l'identification et la mesure de l'énergie des électrons (canal $\tau \rightarrow e$) et des γ , d'autre part la mesure de l'impulsion des hadrons par diffusion multiple (important pour la reconstruction cinématique dans le canal $\tau \rightarrow h$). La cible est constituée de briques empilées pour former des murs derrière lesquels sont placés deux plans de scintillateurs plastiques avec des barreaux de 2.56 cm de large, le premier ayant des barreaux orientés verticalement et le second horizontalement. Ainsi, un événement est vu selon les projections XZ et YZ.

Le détecteur comporte deux supermodules avec chacun une cible faite de 31 murs de 52×64 briques. La localisation de la brique dans laquelle le neutrino a interagi se fait uniquement à partir du signal des détecteurs électroniques. La rétrodiffusion de particules, donnant du signal sur les plans de scintillateurs précédant ceux du mur d'interaction, vient compliquer cette localisation.

Les figures 5.1 et 5.2 illustrent la situation dans le cas d'une interaction ν_τ CC avec désintégration du τ en muon. Le muon pouvant traverser plusieurs murs de briques sans interagir (excepté pour des muons de basse énergie $E_\mu < 3 \text{ GeV}$ stoppés avant leur identification), sa trace est nettement distincte par rapport à la gerbe hadronique qui s'est développée. Par ailleurs, le spectromètre placé derrière chacune des deux cibles permet de poursuivre la reconstruction de la trace du muon et de mesurer sa charge et son impulsion (figure 5.3). En revanche, la reconstruction des traces au niveau de la gerbe n'est pas toujours possible, compte tenu de la segmentation du détecteur et des interactions hadroniques.

La trace du muon va jouer un rôle primordial dans les algorithmes de recherche de la brique d'interaction et c'est pourquoi son identification est à la base d'une première classification d'événements. Cette classification sera ensuite optimisée grâce à des critères topologiques

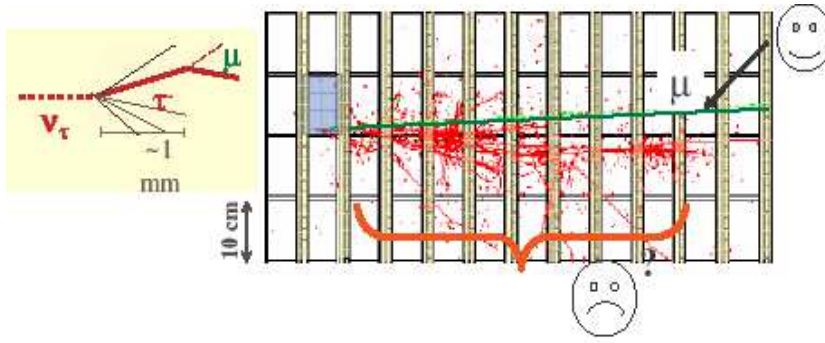


FIG. 5.1 – Interaction en courant chargé d'un ν_τ dans la cible du détecteur OPERA avec désintégration $\tau \rightarrow \mu$. Après chaque mur de briques sont placés deux plans de scintillateurs plastiques permettant la localisation de la brique d'interaction.

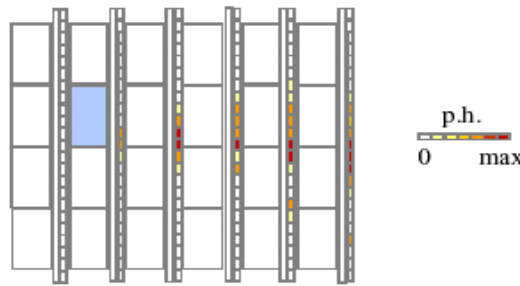


FIG. 5.2 – Même événement (ν_τ CC avec $\tau \rightarrow \mu$) mais vu au niveau des détecteurs électroniques. Par la suite, le terme "hit" sera employé pour désigner le signal d'un barreau de scintillateur.

et calorimétriques de manière à adapter la stratégie en fonction de la nature de l'interaction neutrino.

L'objectif de ce travail est de fournir une structure intégrant toutes les informations disponibles pour la recherche de la brique d'interaction afin d'optimiser les efficacités de localisation et de construire une carte tridimensionnelle de probabilité qui permettra la mise en place d'une stratégie d'extraction. Jusqu'à présent, seule l'extraction d'une brique par événement a été envisagée pour la recherche du vertex primaire et de la topologie en coude de désintégration du tau⁸. Les unités extraites n'étant pas remplacées, il s'agira de comparer le gain en efficacité obtenu en retirant 1, 2 ou n briques et la réduction supplémentaire correspondante de la masse de la cible synonyme de perte de signal.

5.2 Logique de déclenchement

La première étape de l'analyse consiste à identifier un événement neutrino dans la cible à partir des informations des détecteurs électroniques. Le bruit de fond dans OPERA, avec la logique de déclenchement prévue, provient de la radioactivité du plomb, de l'émission ther-

⁸Dans le cas d'un événement τ (observation du coude de désintégration), toutes les briques de l'événement seront ensuite extraites de façon à le reconstruire dans sa totalité.

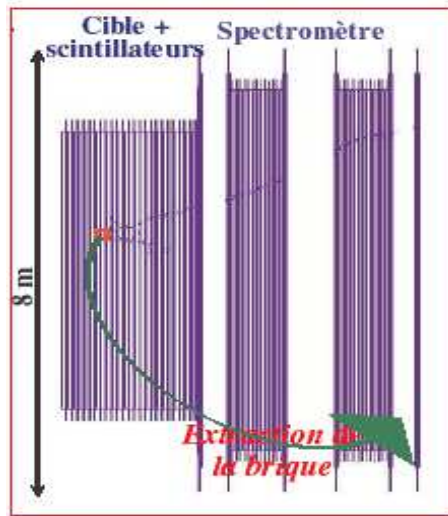


FIG. 5.3 – Événement ν_τ CC avec désintégration $\tau \rightarrow \mu$ dans un supermodule d’OPERA. Le muon est identifié dans la cible et le spectromètre.

mique de photoélectrons au niveau des PM et de la radioactivité dans le tunnel (U^{238} et Th^{232} contenus dans le béton couvrant les parois de la caverne). La seule catégorie d’événements signal pouvant être confondue avec du bruit de fond est celle des interactions ν_τ CC de type QE avec désintégration $\tau \rightarrow e$ (et les ν_e CC de type QE pour la recherche de l’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$). Pour de tels événements, seule la gerbe électromagnétique est détectable et donne dans 38% des cas un signal sur un seul module de scintillateurs, un module désignant le doublet (X,Y). Ce type d’événements est donc localisé.

Pour parvenir à sélectionner les événements neutrino, la logique de déclenchement implémentée est la suivante (figure 7.5) :

- T1 : deux modules doivent être touchés avec au moins 1 photoélectron par vue. Les événements ν_μ CC sont ainsi facilement sélectionnés (un muon traversant le scintillateur au centre donne une moyenne d’au moins 5 photoélectrons à chaque extrémité du barreau correspondant à une particule au minimum d’ionisation).
- T2 : si T1 n’est pas rempli, un module avec au minimum 5 photoélectrons par vue (T2) est exigé, ce qui permet de sélectionner les événements $\tau \rightarrow e$ QE (et ν_e CC QE) qui sont confirmés dans un seul module.

L’émission thermique de photoélectrons (environ 3Hz/canal) peut donner des coïncidences sur un module mais l’implémentation de T1 réduit considérablement la probabilité d’avoir un tel signal. Cette logique de déclenchement conduit à une efficacité de plus de 99% dans chaque catégorie d’événements, excepté pour $\tau \rightarrow e$ QE (93.9%).

Des mesures de bruit de fond naturel dans le tunnel du Gran Sasso où le détecteur OPERA sera installé ont été réalisées en mars 2001 avec des chambres RPC. A l’époque, ces détecteurs apparaissaient comme une solution alternative au trajectographe de la cible constitué de scintillateurs. Une étude complète des performances des RPC (tests sur faisceau 2000 et 2001) avec une comparaison données/simulation GEANT3 a été réalisée (rapport de stage de DEA [60]). Même si les performances étaient meilleures que les scintillateurs, les détecteurs RPC n’ont pas été adoptés pour des raisons de production industrielle (quantité de RPC

nécessaire difficile à produire en temps voulu).

La même mesure de bruit de fond avec des plans de scintillateurs a été effectuée en Juillet 2003. Au cours de ce mini-test, un mini-module de $167 \times 167 \text{ cm}^2$ entouré de murs de briques "OPERA" a été installé dans le tunnel du Gran Sasso. Cette configuration correspond aux conditions de bruit de fond les plus défavorables pour le détecteur OPERA : les dimensions transversales sont petites par rapport au mur d'OPERA (les briques périphériques constituant un blindage contre la radioactivité pour celles au centre) et le blindage transversal n'est fait que d'un seul mur de chaque côté. Le signal sur chaque vue (comptage en "single") est d'environ 1kHz et le taux de coïncidences est environ 16Hz avec un seuil de 0.3 photoélectron. L'extrapolation en terme de surface au détecteur complet (plans de $686 \times 686 \text{ cm}^2$, avec 64×4 canaux) conduit à un taux de "single" d'environ 66Hz par canal qui doit être perçu comme une limite supérieure par canal pour le détecteur OPERA⁹. La simulation de ce dispositif expérimental va permettre de valider la simulation du bruit de fond dans le détecteur complet.

La logique de déclenchement permet seulement d'indiquer qu'une interaction neutrino a eu lieu dans la cible : elle n'est pas suffisante pour la localisation de la brique d'interaction

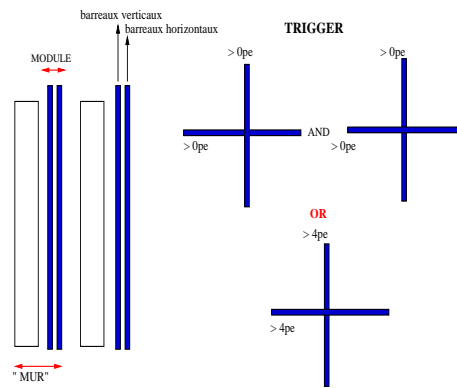


FIG. 5.4 – Illustration de la logique de déclenchement mis en place dans pour OPERA (deux modules avec au moins 1 photoélectron en X et en Y OU un module avec au moins 5 photoélectrons en X et en Y).

5.3 Simulation

La simulation d'OPERA utilisée dans ce travail est celle réalisée avec le code de simulation GEANT3. Le générateur d'événements neutrino d'OPERA provient de l'expérience NOMAD qui utilisait un faisceau de neutrinos d'énergie ($E_\nu=24 \text{ GeV}$) proche de celle du faisceau CNGS et dont le détecteur a permis la reconstruction en détail d'un grand nombre d'interactions neutrino ($1.3M \nu_\mu \text{ CC}$). Le générateur, validé au cours de l'analyse, a été adapté à l'expérience OPERA et constitue aujourd'hui le générateur officiel [61].

Les codes générant les interactions neutrino DIS, QE et RES (processus résonnant) ont été optimisés et validés par comparaison avec les données expérimentales. Par ailleurs, le phénomène de réinteractions nucléaires est à présent implémenté, contrairement à l'ancien générateur utilisé au moment du proposal. Ce point est important puisqu'il accentue le phénomène de rétrodiffusion de particules, qui est une source d'erreur pour OPERA dans la localisation

⁹conditions les plus défavorables à cause du faible blindage

du mur d'interaction du neutrino. Le programme contient une simulation complète des trajectoires des hadrons formés à l'intérieur du noyau et des interactions qu'ils peuvent subir (cascades nucléaires). Le paramètre relatif à leur temps de formation, qui détermine si elle a lieu à l'intérieur ou à l'extérieur du noyau, a été estimé expérimentalement (2fm/c) au cours de l'analyse des événements neutrino de NOMAD et validé ensuite par le très bon accord entre le taux de protons rétrodiffusés calculé et celui mesuré par NOMAD. Ce temps de formation, exprimé dans le référentiel du laboratoire, est multiplié par le facteur relativiste γ ce qui explique que les réinteractions nucléaires affectent principalement les hadrons de basse énergie.

La propagation des particules dans la matière faite par GEANT3 conduisait à un taux de particules rétrodiffusées de 30% dans le canal $\tau \rightarrow \mu$. Avec l'adaptation du générateur de NOMAD à OPERA, ce taux est passé à 50%, ce qui a entraîné une chute de 10% de l'efficacité de localisation de la brique d'interaction (avec les algorithmes développés au moment de la proposition de l'expérience OPERA). Le développement d'algorithmes plus sophistiqués, qui accordent moins d'importance à l'énergie déposée sur le premier mur et qui sont centrés sur la topologie des différentes interactions neutrinos, a été nécessaire pour compenser cette perte.

5.4 Classification des événements

La première classification des événements est basée sur la présence du muon et par conséquent sur son identification. Dans chaque catégorie, les événements sont ensuite séparés selon des critères topologiques permettant de refléter la nature de l'interaction neutrino (QE¹⁰, DIS).

5.4.1 Identification du muon

L'identification du muon est fondamentale pour OPERA dans l'étude du canal $\tau \rightarrow \mu$ et pour la réduction du bruit de fond dû à la désintégration de particules charmées commun aux trois canaux. Comme expliqué dans le chapitre 4, la production de particules charmées n'a lieu que lors des interactions neutrino en courant chargé (CC), la détection du lepton primaire pour ces événements charmés permet alors d'éliminer efficacement ce bruit de fond.

Le principe de l'identification du muon repose sur un filtrage des hadrons : les hadrons doivent être stoppés autant que possible, tout en limitant la perte d'énergie du muon. De cette façon, la distance de parcours des hadrons est plus petite que celle du muon. Un muon de basse énergie donnant une trace courte "noyée" dans la gerbe hadronique devient alors difficilement identifiable.

En prenant en considération l'épaisseur en fer du spectromètre équivalente à 10λ , les muons le traversant complètement ont une pureté proche de 100% et sont donc identifiés immédiatement (figure 5.5).

Le problème se pose pour les muons de faible énergie ($E < 3$ GeV) qui peuvent être stoppés dans la cible ou dans le spectromètre. Les algorithmes d'identification sont basés sur la distance parcourue par le muon :

- la segmentation de la cible (équivalente à 0.33λ pour les murs de briques) et celle du spectromètre (équivalente à 0.3λ pour 5 cm de fer) sont similaires ;
- la perte d'énergie d'un muon au minimum d'ionisation est de 71.4 MeV pour un mur dans la cible et de 57.1 MeV pour un plan de fer dans le spectromètre. Le rapport

¹⁰désigne à la fois le processus quasi-élastique et le processus résonnant.

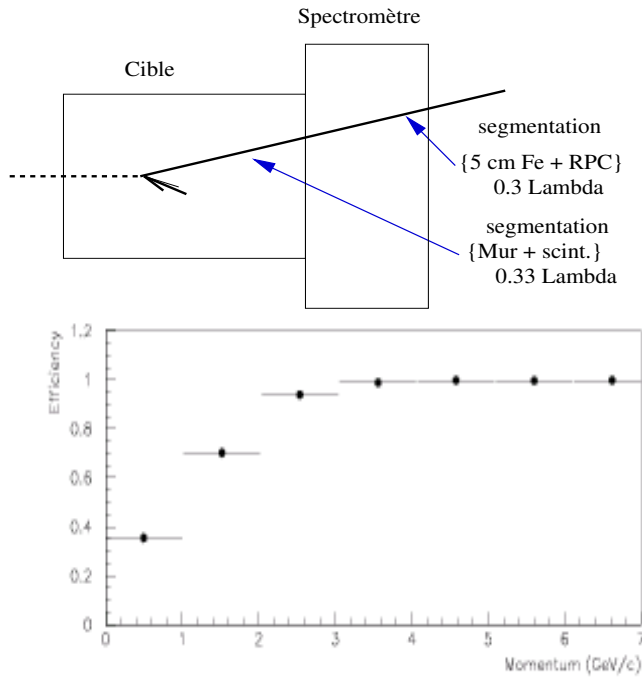


FIG. 5.5 – En haut, illustration d’une interaction ν_τ CC avec désintégration $\tau \rightarrow \mu$: le muon est ici identifié sans problème indépendamment de la connexion possible ou non entre la trace reconstruite au niveau des détecteurs électroniques et de celle dans les émulsions. En bas, efficacité d’identification du muon en fonction de l’impulsion : ϵ_{id} commence à diminuer pour $p=3\text{GeV}/c$.

($\lambda/(dE/dx)$), à la base du filtrage des hadrons par rapport au muon, est ainsi très similaire pour la cible et le spectromètre

La longueur de la trace est alors définie en terme d’un nombre de murs désignant aussi bien l’ensemble {mur,scintillateur} que l’ensemble {Fer, RPC}.

Les algorithmes d’identification du muon sont développés à partir des informations des détecteurs électroniques de la cible (scintillateurs) et du spectromètre (RPC).

- Seule la trace la plus longue obtenue dans chacune des deux projections est considérée. Dans le cas où cette trace atteint la fin du spectromètre, elle est immédiatement associée à un muon. Dans le cas contraire, le muon est identifié si la longueur de la trace correspond au moins à 9 murs (mur de briques et/ou plan de fer) et si des critères d’isolation non détaillés ici sont vérifiés [54] .
- Une fois le muon candidat identifié au niveau des détecteurs électroniques, la connexion doit être faite avec les traces reconstruites au niveau des émulsions (ECC). Compte tenu de la résolution angulaire des détecteurs électroniques ($\sim 20\text{mrad}$), la connexion avec la trace dans les ECC donnant le meilleur accord angulaire ne conduit pas toujours au résultat correct. L’efficacité de connexion est améliorée par une demande de compatibilité entre la longueur de la trace et l’impulsion du muon mesurée par diffusion multiple dans les émulsions.

La trace répondant au critère d’identification du muon et connectée aux émulsions est alors validée en tant que candidat muon. Dans le cas où la connexion avec les émulsions n’est pas possible mais qu’une trace de plus de 14 murs ou atteignant la fin du spectromètre a été reconstruite, l’événement est classifié en tant que ν_μ CC. Pour réduire le bruit de fond dû à

la production de particule charmée, il est alors rejeté.

Les efficacités d'identification (ϵ_{id}) pour les différents types d'événements sont résumées dans le tableau 5.1. Les algorithmes sont décrits en détail dans les notes mises en référence [62].

La coupure sur le nombre de murs doit concilier ϵ_{id} et le risque correspondant d'identifier un hadron en muon. Il faut alors considérer le bruit de fond dû à des événements NC (sans muon) confondus avec des événements CC (figure 5.6) :

- (A) les événements $\tau \rightarrow e$ et $\tau \rightarrow h$ (devant être classifié NC) pour lesquels un muon est identifié par erreur et connecté au vertex primaire seront traités comme événements CC avec production de particules charmées ce qui entraîne une perte de signal $\tau \rightarrow e$ et $\tau \rightarrow h$.
- (B) les événements NC avec un “faux” muon seront source de bruit de fond pour le canal $\tau \rightarrow \mu$ dans le cas où ce supposé muon est connecté au niveau des émulsions avec un hadron présentant un coude dû à une interaction avec le plomb près du vertex primaire¹¹.
- (C) enfin, les événements ν_μ CC avec production de particules charmées dont le muon primaire n'est pas identifié constituent le bruit de fond principal dans la recherche de désintégration du τ .

Des coupures souples permettent d'augmenter l'efficacité d'identification pour les $\tau \rightarrow \mu$ et de réduire le bruit de fond C mais les catégories A et B sont augmentées. Une coupure forte donne le comportement inverse. La coupure à 9 plans est apparue comme le meilleur compromis.

TAB. 5.1 – Efficacité d'identification du muon pour les événements ν_μ CC, $\tau \rightarrow \mu$ (DIS et QE) et pourcentage de ν_μ NC pour lesquels un muon est identifié par erreur ([63])

ν_μ CC	92.9%
$\tau \rightarrow \mu$	80.3 %
Charm (tous canaux)	93.9%
ν_μ NC classifié CC	9.4%

L'objectif du travail est d'exploiter les informations apportées par la reconstruction de traces pour les événements ayant une forte activité hadronique et d'optimiser la localisation du mur d'interaction pour les autres.

5.4.2 Catégories et sous-catégories

La logique de classification est illustrée sur la figure 5.7 : pour chaque événement “typique”, les deux projections sont représentées. Les points symbolisent les hits des scintillateurs et le rectangle avec le point à l'intérieur la brique d'interaction contenant le vertex. La distance en Z entre deux plans de hits correspond au mur de briques. Aucune trace n'est reconstruite volontairement, de façon à appréhender le travail à réaliser pour chaque catégorie.

¹¹situation similaire pour les événements CC avec un muon correctement identifié mais associé dans les émulsions à un hadron.

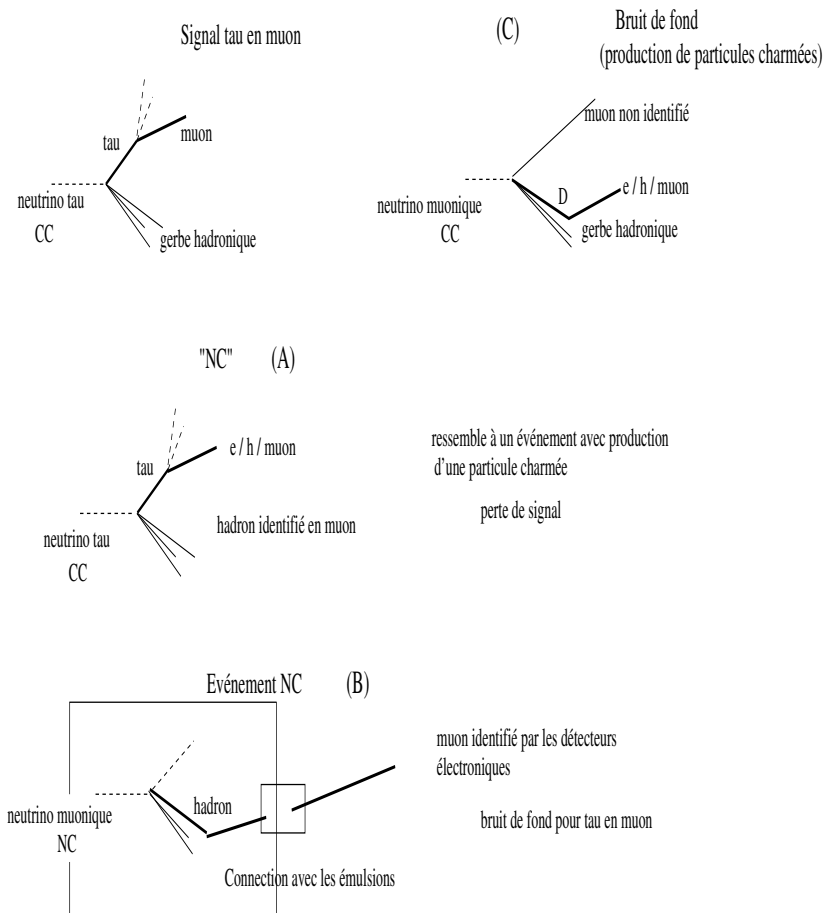


FIG. 5.6 – Illustration des différentes situations prises en compte pour la coupure à 9 murs intervenant pour l'identification du muon.

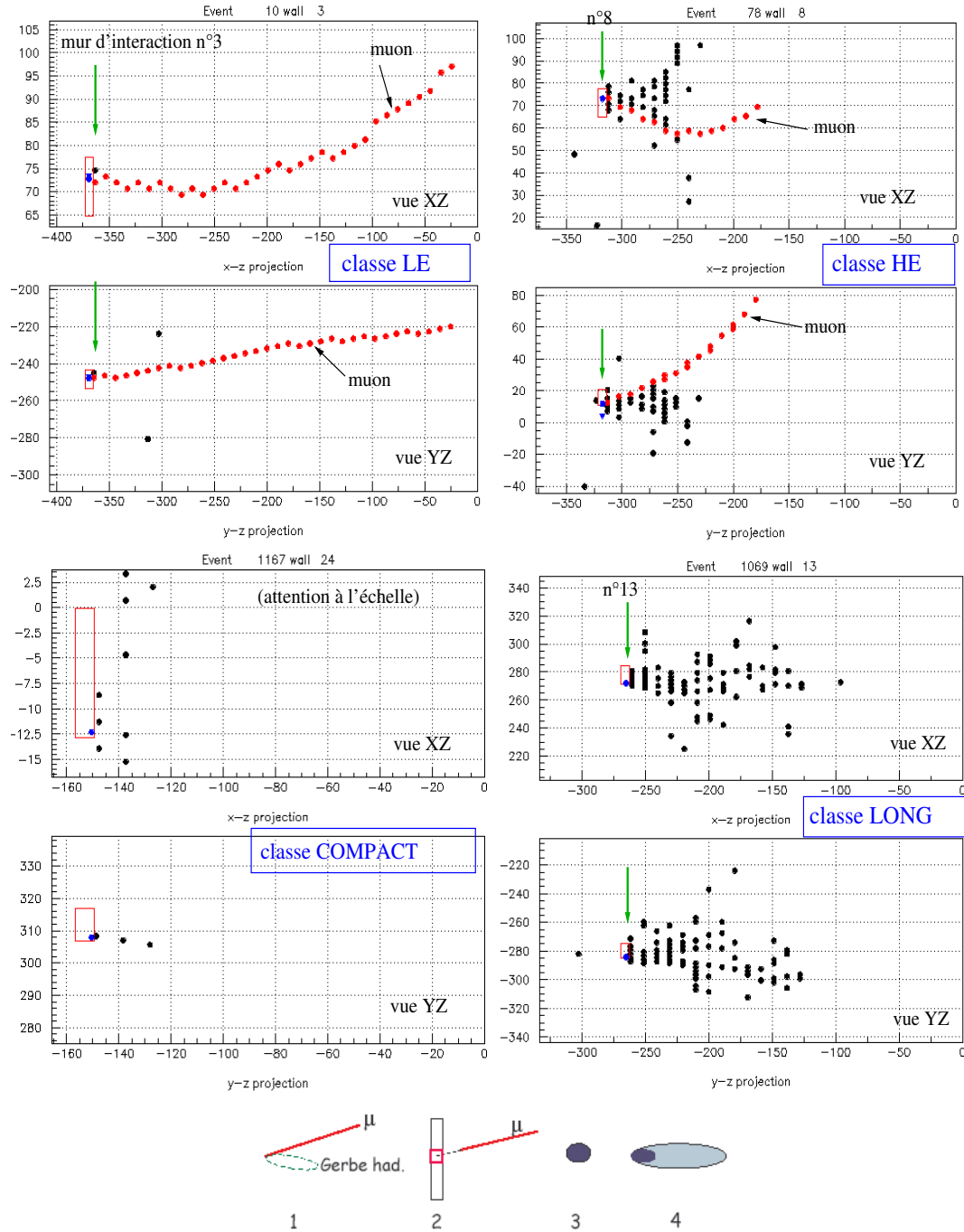


FIG. 5.7 – Événements $\tau \rightarrow \mu$ QE (en haut, à gauche), $\tau \rightarrow \mu$ DIS (en haut, à droite), $\tau \rightarrow e$ QE (en bas, à gauche) et $\tau \rightarrow e$ DIS (en bas, à droite) vus par les détecteurs électroniques (projections XZ et YZ). Le rectangle correspond à la brique d'interaction. Les schémas en bas représentent les différentes catégories définies : HEh(1), BEh(2) pour les événements CC, Compact(3) et Long(4) pour les événements NC (les échelles sont ajustées automatiquement par le programme).

Catégorie Courant Chargé (CC) Les événements pour lesquels un muon est identifié sont classifiés Courant Chargé en référence aux interactions courant chargé des ν_μ où un muon est produit (les événements $\tau \rightarrow \mu$ avec un muon identifié entrent donc dans cette catégorie). Parmi ces événements, deux sous-catégories sont définies en fonction de l'énergie de la gerbe hadronique et du nombre de hits hadroniques. Ces deux variables permettent de sélectionner des événements à Haute Energie hadronique (*HEh*) de type DIS pour lesquels le développement de la gerbe est important et des événements de plus Basse Energie hadronique (*BEh*) correspondant aux QE pour lesquels il n'y a pratiquement que la trace du muon. L'échantillon *HEh* correspond aux événements avec $E_{\text{hadron}} > 300$ photoélectrons et $n_{\text{hits hadroniques}} > 10$ (figure 5.8).

Le critère précédent appliqué aux événements $\tau \rightarrow \mu$ ayant un muon identifié conduit à classer dans la catégorie *BEh* la quasi-totalité des événements $\tau \rightarrow \mu$ QE (97.7%) et environ la moitié des événements $\tau \rightarrow \mu$ DIS (45.1%) (tableau 5.2).

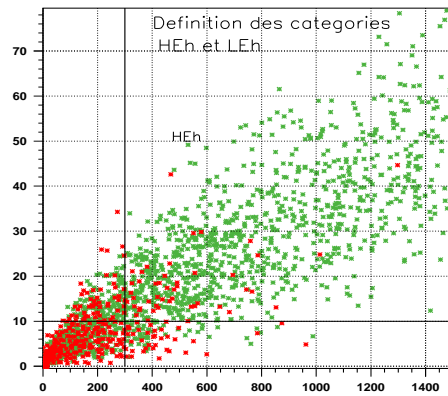


FIG. 5.8 – Nombre de hits hadroniques en fonction de l'énergie hadronique mesurée en photoélectrons pour $\tau \rightarrow \mu$ DIS (en vert) et QE (en rouge). Les coupures appliquées pour définir les catégories *HEh* et *BEh* sont représentées par les lignes. La catégorie *HEh* correspond à $E_{\text{hadron}} > 300$ et $n_{\text{hits hadroniques}} > 10$.

Catégorie Courant Neutre (NC) Les événements pour lequel aucun muon n'a été identifié sont classifiés Courant Neutre. A nouveau, deux sous-catégories sont définies en fonction cette fois-ci de la "longueur" de l'événement : les événements *compact* pour lesquels le dépôt d'énergie est localisé sur un ou deux plans proches du vertex d'interaction et les événements *longs* pour lesquels le dépôt d'énergie se fait sur plusieurs plans. Cette classification a pour but d'optimiser les efficacités du canal $\tau \rightarrow e$ QE.

La séparation est basée sur une méthode du rapport de vraisemblance. Deux fonctions de densité de probabilité L_{compact} et L_{long} sont définies, décrivant la probabilité qu'un événement NC caractérisé par un ensemble de variables soit *compact* ou *long*. Les variables utilisées pour cette séparation sont les suivantes :

- énergie totale de l'événement ;
- nombre de modules (*i.e.* premiers modules de scintillateurs) tel que la somme de l'énergie déposée corresponde à 90% de l'énergie totale de l'événement ;
- nombre de modules correspondant au 10% restant ;

- dispersion maximale des hits d’un plan de scintillateur dans la projection XZ et la projection YZ (deux variables) ;
- même chose mais sur les deux premiers modules touchés (quatre variables) ;
- énergie déposée (XZ+YZ) sur les trois premiers modules touchés (trois variables).

La fonction de densité de probabilité $L_{compact}$ (L_{long}) correspond au produit des fonctions de densité de probabilité associée à chaque variable. Le rapport $L = \ln(L_{Long}/L_{compact})$ est calculé. La figure 5.9 montre la distribution obtenue pour des événements $\tau \rightarrow e$ DIS et QE : la catégorie *compact* est définie pour $L \leq -0.5$ ce qui permet de sélectionner 90.8% des $\tau \rightarrow e$ QE (34.7% des $\tau \rightarrow e$ DIS) (tableau 5.2). La majorité des événements $\tau \rightarrow h$ entrent dans la catégorie *Long* qu’ils soient de type QE ou DIS (présence de hadrons).

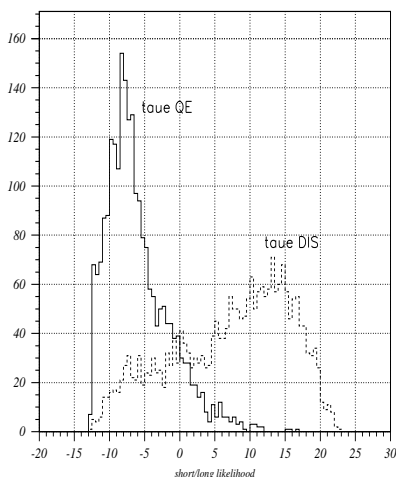


FIG. 5.9 – Fonction de densité de probabilité (L) obtenue pour $\tau \rightarrow e$ DIS et $\tau \rightarrow e$ QE. Les événements *longs* sont définis pour une $L > -0.5$.

TAB. 5.2 – Classification des événements : seule la catégorie dans laquelle est classée la majorité des événements est indiquée.

classe CC		classe NC			
$\tau \rightarrow \mu$ DIS	54.9% HEh	$\tau \rightarrow e$ DIS	84.6% Long	$\tau \rightarrow h$ DIS	89.6% Long
$\tau \rightarrow \mu$ QE	97.7% BEh	$\tau \rightarrow e$ QE	97.7% Compact	$\tau \rightarrow h$ QE	67.5% Long

Pour chaque classe d’événements, un réseau de neurones sera développé afin de localiser le mur d’interaction parmi les 31 murs de la cible. En parallèle, la possibilité de construire un vertex tridimensionnel à partir des traces reconstruites sera étudiée. Les informations apportées par les deux méthodes seront ensuite combinées pour former une carte tridimensionnelle de probabilités de briques.

5.5 Reconstruction de traces

La reconstruction de trace implémentée utilise les informations du trajectographe et du spectromètre fournissant dans la mesure du possible une trace 3D accompagnée d'une (de) trace(s) 2D pour chaque événement ([64]). Elle est particulièrement adaptée pour les événements avec muon dans la catégorie HEh et offre la possibilité de construire un vertex 3D permettant la localisation de la brique d'interaction. L'accent est donc mis dans cette partie sur les événements courant chargé.

5.5.1 Reconstruction standard

La reconstruction est basée sur le principe de l'automate cellulaire et du filtre de Kalman. Pour chaque projection, la reconstruction débute par la création de cellules de deux hits consécutifs dans la même projection qui seront ensuite associées entre elles selon des critères géométriques pour former des segments de trace (un hit peut appartenir à plusieurs cellules). Différentes combinaisons sont possibles et la sélection des "meilleurs segments" se fait en fonction de leur longueur et de l'angle de diffusion définie par les directions des deux cellules connectées. La première étape de "reconnaissance de traces" aboutit à une liste de segments en XZ et YZ. L'ajustement est fait à l'aide d'un filtre de Kalman qui permet d'obtenir les paramètres des traces et la matrice de covariance associée (figure 5.10). La dernière étape consiste à connecter les traces obtenues au niveau de la cible, du spectromètre et des tubes à dérive (critères angulaires).

La plus longue trace dans la projection XZ est associée à la plus longue trace de la projection YZ pour former une trace 3D, les autres traces sont en 2D. Le résultat est illustré sur la figure 5.11 pour un événement $\tau \rightarrow \mu$ DIS.

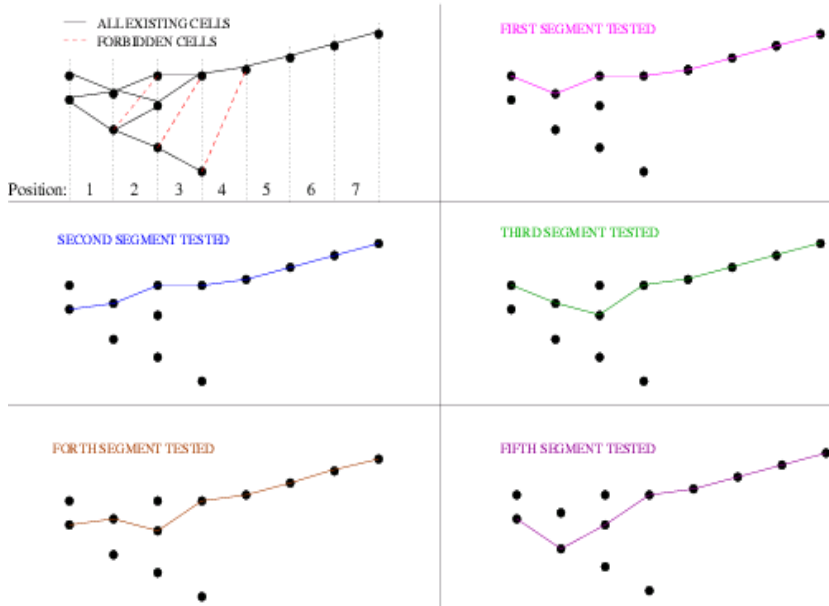


FIG. 5.10 – Illustration du principe de la reconstruction standard sur un ensemble de hits. En haut à gauche sont représentées toutes les cellules définies et leur position. Les autres cadres représentent les différents segments testés [64].

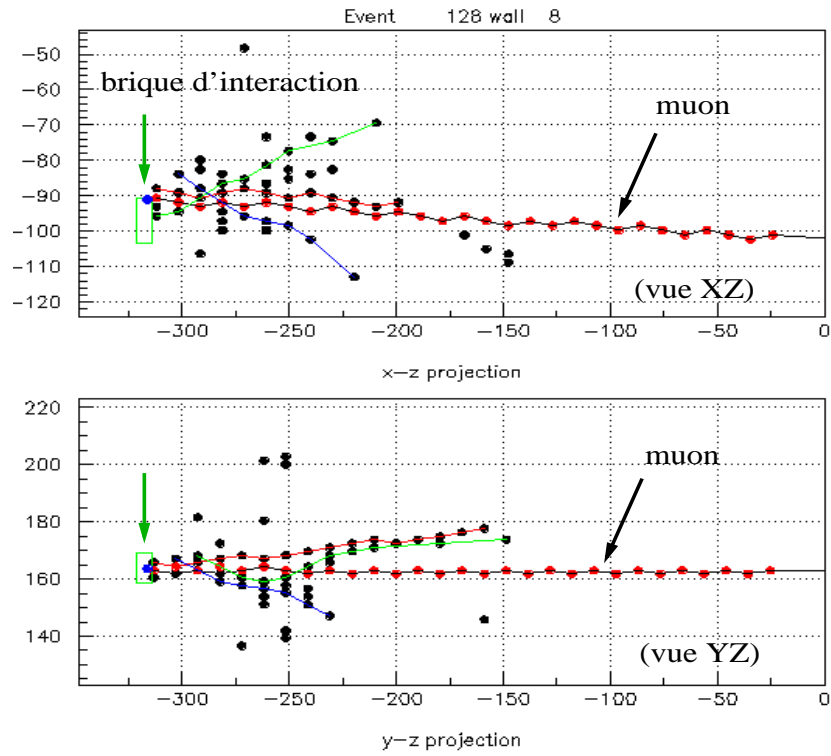


FIG. 5.11 – Illustration d'un événement $\tau \rightarrow \mu$ DIS (classifié courant chargé) au niveau de la cible vu dans les deux projections, les points correspondant aux hits des plans de scintillateur. Les points en rouge sont les hits laissés par le muon venant de la simulation. Les traces obtenues viennent de la reconstruction standard. L'association des traces les plus longues dans chacune des deux vues permet d'obtenir une trace 3D (muon). La brique d'interaction est représentée en vert et le vertex d'interaction par le point bleu à l'intérieur.

5.5.2 Étude de la multiplicité des traces reconstruites

La multiplicité des traces et la qualité de leur reconstruction sont deux aspects importants pour la localisation de la brique d'interaction. Les résultats de l'étude pour les événements avec muon est reportée dans le tableau 5.3 :

TAB. 5.3 – Étude de la multiplicité des traces en fonction du type d'événements.

	$\tau \rightarrow \mu$ DIS	$\tau \rightarrow \mu$ QE	ν_μ CC
1 trace 3D uniquement	47.2%	91.7%	52.2%
1 trace 3D et au moins 1 trace 2D en XZ ou YZ	52.8%	4.4%	47.8%
% de hits utilisés par la reconstruction de traces	63.3%	91%	63%

- Les événements $\tau \rightarrow \mu$ QE sont faciles à reconstruire puisqu'il n'y a pas de gerbe hadronique et donc, pour la majorité des événements, seule une trace 3D associée au muon

est reconstruite. Etant donné la topologie de l'événement, la brique ne pourra être trouvée que par une logique d'intersection entre la trace 3D reconstruite et le mur identifié comme étant le mur d'interaction.

- En revanche, pour les événements $\tau \rightarrow \mu$ DIS, la présence d'une gerbe hadronique doit donner lieu à une multiplicité de traces plus importante. Pourtant, dans la moitié des cas, la reconstruction standard aboutit seulement à une trace 3D, la construction d'un vertex 3D est alors impossible. Les résultats montrent également que seulement 63% des hits entrent en jeu pour la reconstruction ce qui laisse une grande partie de hits non utilisés. Le terme de "multi-traces" désignera par la suite les événements pour lesquels une ou des traces 2D sont reconstruites. La figure 5.12 représente les paramètres d'impact par rapport au vertex d'interaction générés avec la trace 3D et les traces 2D reconstruites. Les résolutions en X et Y obtenues avec la trace du muon sont beaucoup plus précises (~ 0.6 cm) que celles obtenues avec les traces 2D (2.54 cm en X et 3.25 cm en Y).

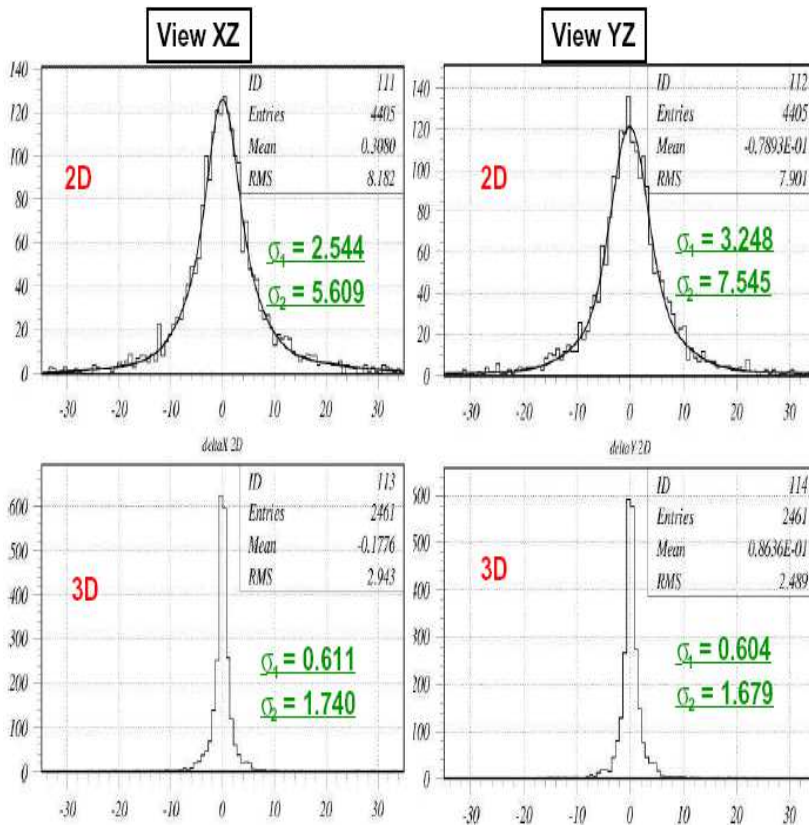


FIG. 5.12 – Paramètres d'impact en X et Y calculés avec les traces 2D et la trace 3D pour les événements $\tau \rightarrow \mu$ DIS. Les résolutions (en cm) obtenues avec les traces 2D sont grandes comparativement à celles obtenues avec la trace 3D. C'est pourquoi le concept de trace hadronique a été également testé pour les événements dits "multi-traces" (trace(s) 2D reconstruite(s)).

5.5.3 Concept de trace hadronique

Pour palier le problème de manque de traces reconstruites, l'idée a été de définir une nouvelle trace qui reflète la direction de la gerbe hadronique dans la vue XZ et dans la vue YZ,

cette direction étant généralement bien définie par rapport à celle du muon. La construction permet ainsi d’avoir une trace 3D supplémentaire et d’exploiter les hits non utilisés par la reconstruction standard. Le concept est également appliqué pour les événements “multi-traces” de façon à avoir une information de meilleure qualité que celle apportée par les traces 2D et dans ce cas seule la trace du muon est gardée.

La construction est réalisée sur le même événement $\tau \rightarrow \mu$ DIS montré précédemment (figure 5.13).

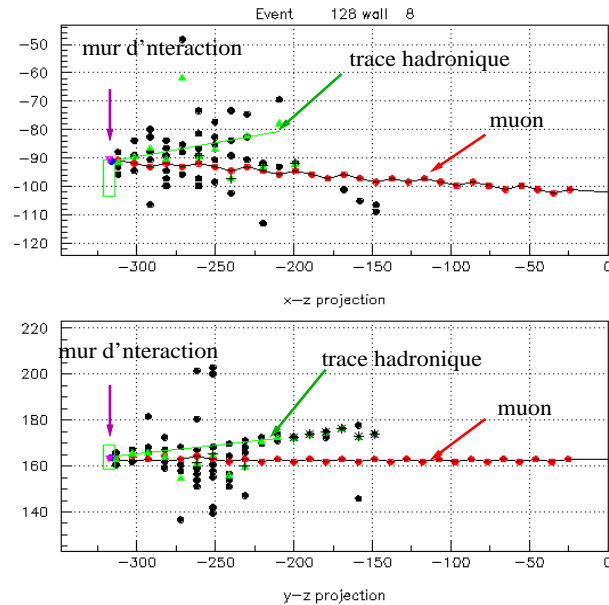


FIG. 5.13 – Même événement que précédemment mais seule la trace 3D (muon) a été gardée et la trace hadronique a été construite.

La direction du système hadronique est définie dans chaque projection de la manière suivante :

- Pour chaque plan de scintillateurs, le barycentre en énergie des hits n’appartenant pas au muon est construit. L’erreur correspond à la dispersion de chaque hit par rapport au barycentre construit pondérée par l’énergie.
- Des critères de “rejet” de hits sont mis en place :
 - les hits isolés par rapport à l’axe de la gerbe hadronique ou sur des plans isolés ne sont pas pris en considération. C’est le cas notamment lorsqu’un neutron produit au vertex primaire traverse plusieurs murs et interagit ce qui donne un signal éloigné en z par rapport au développement de l’événement.
 - Des hits appartenant au muon mais non identifiés comme tels peuvent fausser la construction de la trace hadronique. La production de “delta rays” par le muon peut générer des hits non associés par le programme de reconstruction à la trace du muon mais qui vont fausser les barycentres de la trace hadronique. Pour résoudre le problème, à partir du cinquième mur après le le vertex d’interaction¹², la trace du muon est alors isolée et les hits qui lui sont proches ne sont pas considérés dans la reconstruction de la direction de la gerbe hadronique.

¹²la gerbe hadronique est filtrée par rapport au muon

- Un test sur le χ^2 de la trace permet de rejeter les hits détériorant sa qualité.
- Un fit linéaire avec la méthode des moindres carrés donnent les paramètres et les erreurs associées (trace de 3 hits au minimum).

Cette nouvelle trace est traitée comme une trace 3D. Deux méthodes sont ainsi possibles pour construire le vertex 3D : soit à partir de la trace 3D (muon) et des traces 2D, soit à partir de la trace 3D muonique et de la trace 3D hadronique. La construction d'un vertex 3D utilisant le concept de trace hadronique ne sera utilisable que pour les événements classifiés CC (présence du muon). Les événements NC font l'objet d'une analyse différente basée sur une méthode barycentrique qui sera détaillée par la suite.

5.6 Réseau de neurones

La recherche du mur d'interaction a été optimisée grâce à la classification d'événements mise en place qui a permis de développer un réseau de neurones adapté à la topologie de l'interaction étudiée. Rappelons que la localisation du mur d'interaction est loin d'être évidente du fait de la rétrodiffusion de particules. La méthode du réseau de neurones permet une approche du problème plus globale qu'une analyse classique basée sur des coupures séquentielles. Il en est de même pour la méthode du maximum de vraisemblance, non testée ici uniquement pour des questions de temps.

5.6.1 Principe

Un réseau de neurones typique est constitué d'un minimum de trois couches appelées respectivement couche d'entrée, couche cachée et couche de sortie (figure 5.14). Chacune de ces couches contient un certain nombre d'unités appelés neurones. A chaque neurone est associée une variable x_i^e choisie en fonction de sa capacité à discriminer le signal du bruit de fond (cas général). Chaque neurone i de la couche d'entrée passe la valeur x_i^e à chacun des neurones de la couche cachée. Ainsi, un neurone de la couche cachée reçoit un ensemble de valeurs $\{x_i^e\}_{i=1,\dots,N_e}$ où N_e désigne le nombre de neurones de la couche d'entrée. La valeur mise en entrée d'un neurone de la couche cachée (notée x_j^c) est construite de la manière suivante :

$$x_j^c = \sum_{i=1}^{N_e} w_{ij}^{ec} x_i^e + \theta_j^c$$

Les coefficients w_{ij}^{ec} sont des poids associés aux connections entre le neurone i de la couche d'entrée et le neurone j de la couche cachée. θ_j^c est un terme constant (seuil d'activation) propre au neurone j de la couche cachée. Le terme de "neurone" désigne ainsi une fonction algébrique, non linéaire de ses variables d'entrée appelée fonction d'activation¹³. Dans la majorité des cas, il s'agit d'une sigmoïde et ainsi la valeur de sortie du neurone j de la couche cachée y_j^c est donnée par :

$$y_j^c = g(x_j^c) = \frac{1}{1 + e^{-x_j^c}}$$

La combinaison des valeurs de sortie des neurones de la couche cachée est mise en entrée de la dernière couche : $x_k^s = \sum w_{kj}^{cs} y_j^c + \theta_k^s$ avec N_s le nombre de neurones de la couche de

¹³Le terme neurone associé aux unités de la couche d'entrée est donc abusif puisqu'elles ne font que transmettre les valeurs à la couche cachée sans aucun traitement.

sortie. La réponse d'un neurone de la couche de sortie est également donnée par une sigmoïde $y_k^s = \frac{1}{1+e^{-x_k^s}}$. Cette fonction d'activation permet d'obtenir des sorties entre $[0,1]$ qui seront interprétées en terme de probabilité même s'il ne s'agit pas de véritables probabilités.

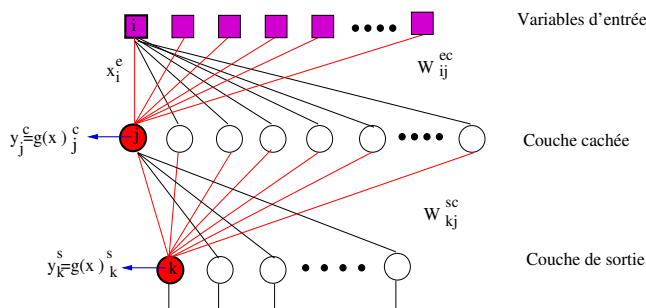


FIG. 5.14 – Représentation schématique d'un réseau de neurones à trois couches. Les fonctions d'activation à chacun des neurones (couche cachée et couche de sortie) sont généralement des sigmoïdes. Toutes les connexions ne sont pas représentées.

L'intérêt des neurones vient de leur association en réseaux permettant de combiner les fonctions non linéaires réalisées par chacun d'eux. De manière générale, un réseau à N_e entrées, N_c neurones cachés et N_s neurones de sortie réalise N_s fonctions non linéaires de ses N_e variables d'entrée et des paramètres par composition des N_c fonctions réalisées par les neurones cachés.

Il existe deux types de réseaux de neurones : les réseaux non bouclés et les réseaux bouclés. Celui utilisé dans notre cas est non bouclé (pas de cycle).

5.6.2 Entraînement et validation du réseau de neurones

L'utilisation d'un réseau de neurones nécessite une étape d'apprentissage et une étape de validation destinées à estimer les poids et les seuils des neurones du réseau pour obtenir un résultat satisfaisant en sortie du réseau.

Prenons le cas d'une séparation signal/bruit de fond comme illustration : la valeur de sortie du réseau de neurones doit être égale à 1 dans le cas d'un événement signal et 0 dans le cas contraire.

- La première étape consiste à choisir un certain nombre de variables d'entrée pertinentes pour la séparation signal / bruit de fond. Un lot d'événements à la fois de signal et de bruit de fond est alors présenté au réseau.
- Les différents poids w_{ij}^{ec} et w_{kj}^{cs} sont initialisés de manière aléatoire. La première valeur de sortie y^s calculée est comparée à la valeur connue (1 pour l'événement signal et 0 pour l'événement bruit de fond). Un algorithme de rétropropagation est alors appliqué pour ajuster les paramètres et obtenir la réponse attendue ([66]).
- Le lot d'événements {signal, bruit de fond} est présenté un certain nombre de fois (*cycle*) à cet algorithme. A chaque cycle, un χ^2 est calculé à partir de la réponse obtenue et celle souhaitée. Les valeurs des poids sont alors ajustées pour minimiser ce χ^2 . La phase d'apprentissage s'achève lorsque le χ^2 converge.
- Un autre lot d'événements {signal, bruit de fond} est utilisé afin de valider l'apprentissage et est présenté au réseau tous les n cycles. Le $\chi_{validation}^2$ est calculé : une augmentation de $\chi_{validation}^2$ alors que $\chi_{apprentissage}^2$ converge est signe d'un sur-entraînement du

réseau de neurones.

5.6.3 Structure et variables des réseaux de neurones utilisés

Les réseaux de neurones vont être utilisés pour trouver le mur d'interaction parmi les 31 murs de la cible. La détermination du mur d'interaction est rendue difficile par la rétrodiffusion des particules au niveau du vertex primaire qui donnent donc du signal sur des murs précédant celui de l'interaction. La classification d'événements décrite précédemment est exploitée de façon à développer un réseau de neurones optimisé pour chaque classe *HEh*, *BEh* et *Long*. L'utilisation d'un réseau de neurones pour la classe *Compact* est apparue superflue, du fait de la localisation de l'événement sur un ou deux modules.

La structure utilisée est celle de réseaux à trois couches dont le nombre de variables d'entrée dépend de la catégorie d'événements étudiée. Concernant le nombre de neurones cachés, il n'existe pas à l'heure actuelle de techniques permettant de le prévoir. Après de nombreux tests (code ENZO [65], algorithmes de "pruning" destinés à éliminer itérativement les connexions entre neurones inutiles,...), nous avons fixé ce nombre à 17 pour tous les réseaux développés.

Présélection de trois murs dans la cible La première étape de l'étude consiste à sélectionner trois murs successifs dans la cible, susceptibles de contenir la brique d'interaction et de limiter ainsi l'étude du réseau de neurones à ces trois murs.

Le premier mur sélectionné (appelé fmur) correspond au premier mur ayant plus de 4 photoélectrons (pe) en X et en Y. Si aucun mur n'est trouvé avec ce critère, le premier module ayant un signal en X et en Y est considéré. Dans le cas des événements *BEh*, la coupure sur le nombre de photoélectrons est abaissée à 1 pe.

Le premier mur choisi ne doit pas être isolé c'est à dire que les deux murs suivants (dans la mesure de possible) doivent avoir du signal. Une exception est faite pour les événements *BEh* (elle est justifiée dans la suite).

Choix des variables d'entrée Le programme SNNS [66] est utilisé pour la construction des réseaux et leur apprentissage. Les variables mises en entrée doivent être normalisées et comprises entre 0 et 1, ce qui nécessite de définir pour chacune d'entre elles une valeur de saturation. L'étude portant sur 3 murs, le nombre de neurones de la couche de sortie est fixé à 3. De nombreux tests ont été faits quant au choix des variables d'entrée (une quarantaine de variables ont été analysées, étude de différentes saturations ...), la sélection s'est faite sur des critères topologiques et calorimétriques de la classe d'événements étudiée. Les variables utilisées sont les suivantes :

catégorie *HEh*, *Long* et *Compact* :

- nombre de plans séparant fmur et le mur ayant le maximum de dépôt d'énergie ;
- énergie totale de l'événement ;
- énergie en X et en Y de fmur ;
- énergie (X+Y) des 2 murs suivants fmur ;
- nombre de barreaux de scintillateurs (X+Y) touchés sur fmur, fmur+1 et fmur+2 ;
- distance en X et Y calculées par rapport au barreau ayant le plus grand dépôt d'énergie pour les 3 plans définis.

ce qui fait un total de 12 variables ;

catégorie *BEh* :

- nombre de plans séparant fmur et le mur ayant le maximum de dépôt d'énergie
- énergie totale de l'événement
- énergie (X+Y) sur fmur, fmur+1, fmur+2
- asymétrie en énergie entre fmur et fmur+1 puis entre fmur+1 et fmur+2
- dispersion des hits (X+Y) sur fmur, fmur+1, fmur+2

ce qui fait un total de 10 variables.

Pour la catégorie Compact ($\tau \rightarrow e$ QE), une analyse sans réseau de neurones (sélection de fmur) conduit à une efficacité de localisation du mur similaire à celle obtenue avec réseau de neurones. Il est cependant intéressant pour la suite du travail (construction d'une carte tridimensionnelle de probabilités de briques) que cette méthode soit implémentée (section 6). Un réseau semblable à celui de la catégorie *Long* est choisi : plusieurs jeux de variables d'entrée ont été testés mais ne donnent pas à de meilleurs résultats. Bien que la structure du réseau soit identique pour les deux catégories NC, les poids associés aux variables seront différents car l'apprentissage sera propre à la catégorie NC analysée.

Apprentissage du réseau L'entraînement de chaque réseau est bien entendu adapté à la catégorie d'événements : pour la catégorie *HEh*, l'apprentissage est fait avec des événements $\tau \rightarrow \mu$ de type DIS classifiés *HEh*, pour la catégorie *BEh*, avec des événements $\tau \rightarrow \mu$ QE (classifiés *BEh*) et pour la catégorie *Long* avec des $\tau \rightarrow e$ DIS (classifiés *Long*). Des lots d'environ 5000 événements sont utilisés pour l'entraînement et pour la validation, celle-ci se faisant avec des événements n'ayant "jamais" servi. Les $\tau \rightarrow h$ n'ont pas été employés pour les NC, OPERA ayant une meilleure sensibilité pour le canal $\tau \rightarrow e$.

Sorties du réseau Chaque neurone de sortie donne une réponse entre 0 et 1 concernant l'un des trois murs proposés : le neurone 1 se réfère à fmur, le neurone 2 à fmur+1 et le neurone 3 à fmur+2. Au cours de l'apprentissage, la réponse du neurone correspondant au véritable mur d'interaction est comparée à la valeur 1, les deux autres à la valeur 0. Ainsi, pour un événement inconnu, le neurone donnant une valeur la plus proche de 1 permet de choisir parmi les trois murs proposés.

Chaque réponse est interprétée comme la probabilité du mur considéré d'être le mur contenant la brique d'interaction : pour cela, chaque valeur de sortie est normalisée par la somme des trois réponses, cette somme n'étant pas obligatoirement égale à 1.

Il est à souligner que si les critères de préselection conduisent à la proposition de trois murs dont aucun ne correspond au véritable mur d'interaction, le réseau ne donne pas pour autant trois probabilités nulles (ou faibles) en sortie. Les efficacités de localisation du mur d'interaction obtenues sont indiquées dans le tableau 5.4.

Le taux le plus important de mauvaise sélection des 3 murs est observé pour les $\tau \rightarrow \mu$ QE : il s'agit d'événements pour lesquels le muon ne donne pas de signal sur le premier module de scintillateurs¹⁴ comme illustré sur la figure 5.15. Pour les autres catégories, l'erreur est causée par la rétrodiffusion de particules (figure 5.16).

¹⁴ Un muon traversant un barreau de scintillateur au centre donne en moyenne 5 photoélectrons de chaque côté, la probabilité d'avoir un signal nul à l'extrémité d'un barreau est égale à $e^{-5} = 0.7\%$ et sur un module à $0.7^4 = 0.2\%$. Le taux observé est donc très élevé. L'absence de signal a toujours lieu sur les deux premiers plans après le vertex et jamais à d'autres niveaux de la trace. Cela semble indiquer un problème dans la simulation d'OPERA. Ces événements ont toutefois été gardés pour l'analyse.

TAB. 5.4 – Efficacité de localisation du mur et pourcentage de mauvaise sélection des 3 murs de départ pour les différentes catégories d'événements.

Evénements	ϵ_{mur}	% mauvaise sélection
$\tau \rightarrow \mu$ DIS	84.4	1.4
$\tau \rightarrow \mu$ QE	93.9	2.1
$\tau \rightarrow e$ DIS	86.5	1.1
$\tau \rightarrow e$ QE	93.9	0.5
$\tau \rightarrow h$ DIS	83.4	1.5
$\tau \rightarrow h$ QE	79.5	2.0

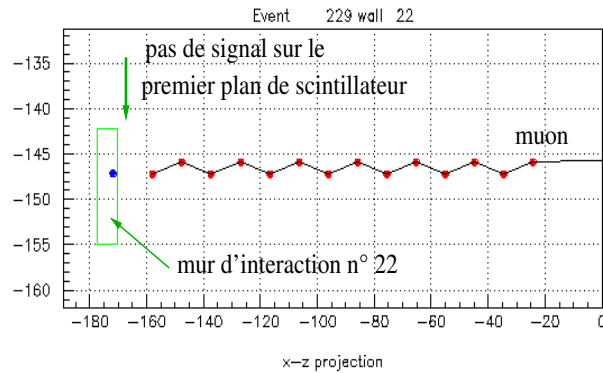


FIG. 5.15 – Illustration d'un événement $\tau \rightarrow \mu$ QE pour lequel le mur d'interaction (n°22) n'apparaît pas dans la sélection faite pour le réseau (projection XZ uniquement). Le premier module de scintillateur avec du signal correspond au mur n°23 et par conséquent, les trois murs proposés au réseau sont les murs 23, 24 et 25. (voir la remarque mise en pied de page 129 pour l'absence de signal sur le premier plan.)

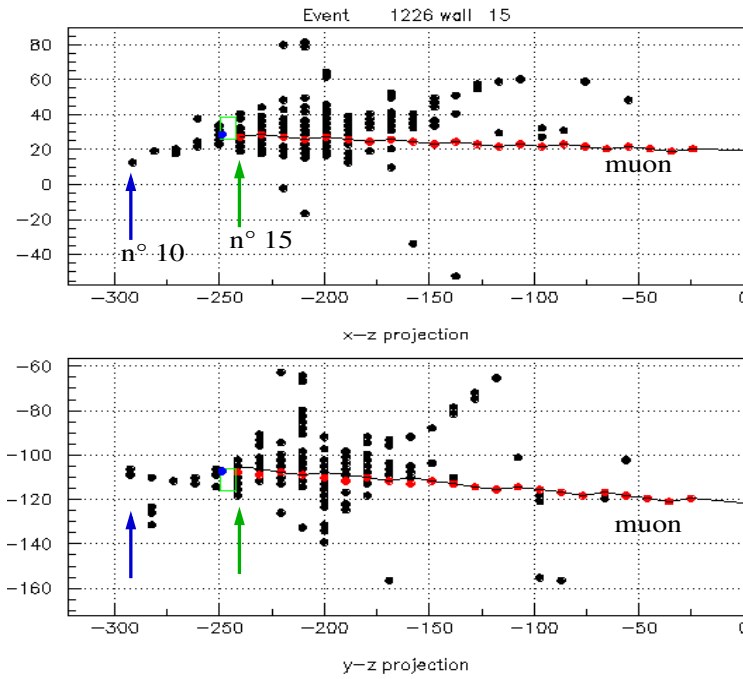


FIG. 5.16 – Illustration d'un événement $\tau \rightarrow \mu$ pour lequel le mur d'interaction (n°15) n'apparaît pas dans la sélection faite pour le réseau (n° 10, 11 et 12) suite à la présence de particules rétrodiffusées. Seule la trace du muon est représentée pour plus de clarté. La position du mur d'interaction est indiquée par le rectangle symbolisant la brique dans laquelle le neutrino a interagi.

5.7 Construction d'un vertex tridimensionnel

La méthode de vertex implémentée tient compte des matrices de covariance associées à chacune des traces. La construction d'un vertex 3D nécessite d'avoir une trace 3D et au moins une trace 2D dans l'une des projections. Elle est donc particulièrement adaptée pour les événements avec un muon identifié et un système hadronique important (HEh).

5.7.1 Algorithme de Moré-Levenberg-Marquardt.

La méthode mise en place est basée sur l'algorithme décrit par J.J. Moré [68] pour trouver la solution de problèmes quadratiques non linéaires en utilisant l'algorithme de Levenberg-Marquardt. Elle consiste à minimiser une fonction globale de paramètres \vec{a} décrivant le modèle :

$$\phi(\vec{a}) = \frac{1}{2} \sum [f_i(a)]^2$$

$$\vec{a} = (a_1, \dots, a_n) \in \mathbb{R}^n$$

où f_i sont des fonctions non linéaires par rapport aux paramètres \vec{a} , chaque paramètre étant contraint dans un intervalle $\underline{a}_j \leq a_j \leq \bar{a}_j$.

Le processus de minimisation est fait par une méthode récursive qui nécessite de calculer à chaque itération le gradient de la fonction $\phi(\vec{a})$ et de modifier les paramètres en fonction de ce gradient, afin d'approcher un minimum.

Une méthode simple consiste à se déplacer à chaque itération d'un pas (μ_i) de longueur fixée arbitrairement dans la direction opposée à celle du gradient :

$$\vec{a}_{(i)} = \vec{a}_{(i-1)} - \mu_{(i)} \nabla \phi(\vec{a}_{(i-1)})$$

avec $\mu_{(i)} > 0$ (méthode du gradient simple).

Pour un pas petit, la décroissance des paramètres est très lente, inversement, pour un pas grand, les paramètres risquent d'osciller autour du minimum sans l'atteindre.

Au voisinage du minimum, le gradient tend vers zéro et l'évolution des paramètres devient très lente. C'est également le cas lorsque la fonction présente un "pallier" (pente faible) et il est impossible de distinguer à quel cas de figure une évolution très lente du gradient correspond. Des méthodes au second ordre sont utilisées pour résoudre la question telle que l'algorithme de Levenberg-Marquardt.

Le développement de Taylor de la fonction $\phi(\vec{a})$ au voisinage d'un point origine a_0 est donnée par la relation suivante :

$$\phi(\vec{a}) = \phi(\vec{a}_0) + (\vec{a} - \vec{a}_0) \sum \left(\frac{\partial \phi}{\partial a_i} \right)_{\vec{a}_0} + \frac{1}{2} (\vec{a} - \vec{a}_0)^2 \sum \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial a_i \partial a_j} \right)_{\vec{a}_0}$$

Une approximation du laplacien de la fonction (dans l'hypothèse d'un modèle quadratique) est obtenue en dérivant la relation précédente par rapport aux paramètres a :

$$\nabla \phi(\vec{a}) = \nabla \phi(\vec{a}_0) + H \vec{a}$$

où H est la matrice hessienne de terme générale $H_{ij} = \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial a_i \partial a_j} \right)_{\vec{a}_0}$. La fonction atteint un minimum pour :

$$\nabla \phi(\vec{a}_0) = H \vec{a}$$

Ainsi, pour que ϕ converge d'un jeu de paramètres a_0 vers un minimum en une seule itération, il suffit d'appliquer la formule :

$$\vec{a}_{min} = \vec{a}_0 - H^{-1} \nabla \phi(\vec{a}_0)$$

Bien entendu, a_0 n'est pas connu mais cette formule permet de comprendre les techniques employées pour résoudre ce type de situation qui sont fondées sur une approche itérative de la matrice Hessienne (ou de son inverse). Le problème revient à résoudre un système d'équation linéaire qui nécessite donc de calculer le gradient et le Hessien de la fonction à chaque itération.

L'algorithme de Levenberg-Marquardt permet de passer de la méthode du gradient simple à celle de la méthode de l'inversion du Hessien de manière continue au fur et à mesure que l'on s'approche du minimum. Il consiste à modifier les paramètres par la formule suivante :

$$\vec{a}_{(i)} = \vec{a}_{(i-1)} - [H + \mu_i] \nabla \phi(\vec{a}_{(i-1)})$$

L'application de l'algorithme implique l'inversion de la matrice $[H(a_{(i-1)}) + \mu_i I]$ où I désigne la matrice unitaire. Comme pour l'algorithme du gradient simple, le pas μ_i doit être ajusté à chaque itération. Une méthode de recherche unidimensionnelle peut être utilisée mais l'algorithme de Levenberg-Marquardt utilise une stratégie plus simple :

soit $r > 1$ un facteur d'échelle appliqué au pas μ_i ; à l'itération i de l'algorithme,

- Calcul de $\phi(\vec{a}_i)$ avec μ_i déterminé à l'étape précédente

- Si $\phi(\vec{a}_i) < \phi(\vec{a}_{(i-1)})$ alors le changement de paramètres est accepté et μ_i est multiplié par r
- Sinon, la valeur des paramètres de l'étape précédente sont gardées et μ_i est divisé par r . L'opération est répétée jusqu'à ce qu'une valeur de μ correspondant à une décroissance de ϕ soit trouvée.

La bibliothèque LEAMAX du CERN offre un ensemble de programmes destinés aux problèmes quadratiques non linéaires. Le système d'équation linéaires à résoudre fait intervenir des paramétrisations de matrices en terme de produits de matrice orthogonales et de permutation. En sortie, le programme donne la matrice de covariance associée aux paramètres du modèle ajusté¹⁵.

5.7.2 Exemple d'application : cas de deux traces 3D

Prenons le cas d'un événement CC pour lequel la trace hadronique a été construite. Il y a donc deux traces 3D reconstruites : la trace du muon (1) et la trace hadronique(2).

Les paramètres d'entrée sont au nombre de 7 :

- position du vertex X, Y, Z à déterminer
- pentes S_{XZ}^1, S_{YZ}^1 relatives à la trace du muon
- pentes S_{XZ}^2, S_{YZ}^2 relatives à la trace hadronique

Le Z de référence (Z_{init}) est pris au milieu du mur précédant celui de départ de la première trace. Les paramètres des traces sont calculés à Z_{init} et la moyenne des positions et des pentes extrapolées sont prises en valeur initiale pour l'ajustement du vertex :

$$\begin{aligned} X_0 &= (X_{Z_0}^1 + X_{Z_0}^2)/2 \\ Y_0 &= (Y_{Z_0}^1 + Y_{Z_0}^2)/2 \\ S_0 &= (S_{X/Y}^1 + S_{X/Y}^2)/2 \end{aligned}$$

L'intervalle relatif à chaque variable est fixé assez grand pour permettre aux variables d'évoluer au cours de l'algorithme de minimisation. Pour chaque trace 3D et pour chaque vue, deux fonctions sont calculées :

- une relative à la position : la position du premier hit de la trace considérée est calculée ($X_{extrapolée}$) et comparée avec la véritable position $X_{1er\ hit}$ ($dz = Z_{1er\ hit} - Z$, figure 5.17)

$$\begin{aligned} X_{extrapolée} &= X + S_X * dz \\ f &= (X_{extrapolée} - X_{1er\ hit})/\sigma_X \end{aligned}$$

- une relative à la pente :

$$f = (S_X - S_{Xtrace})/\sigma_{S_{Xtrace}}$$

ce qui fait un total de huit fonctions f_i quand on considère les deux projections et les deux traces.

La méthode donne finalement la position X,Y,Z du vertex, le χ^2 et la matrice de covariance.

5.8 Logique d'analyse des événements Courants Chargés

La méthode de construction du vertex 3D n'est pas toujours possible puisqu'elle nécessite une trace 3D et au moins une trace 2D. Pour les événements où les conditions sont remplies,

¹⁵Une erreur dans la routine du CERN utilisée a été mise en évidence au moment de l'utilisation de la matrice de covariance. L'ordre de sortie des erreurs semblait complètement aléatoire ce qui rendait impossible leur exploitation. Le problème venait d'une erreur de calcul au niveau de la permutation d'une matrice (méthode du pivot) intervenant dans la construction de la matrice de covariance. La correction apportée à la routine est aujourd'hui implémentée dans la bibliothèque LEAMAX du CERN.

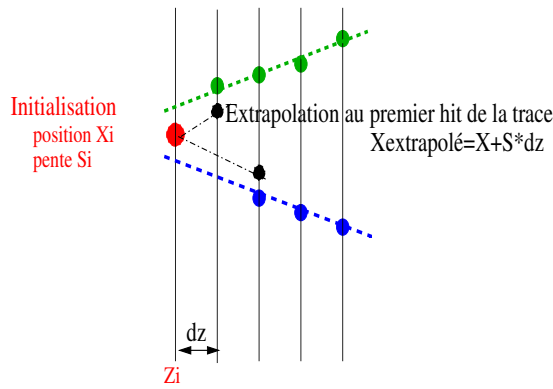


FIG. 5.17 – Illustration de la construction des fonctions intervenant dans le cadre de l’algorithme de Levenberg-Marquardt.

le vertex peut être construit soit avec des traces “standard” soit avec la trace hadronique (figure 5.18). La construction donnant l’erreur globale sur le vertex la plus faible est alors choisie.

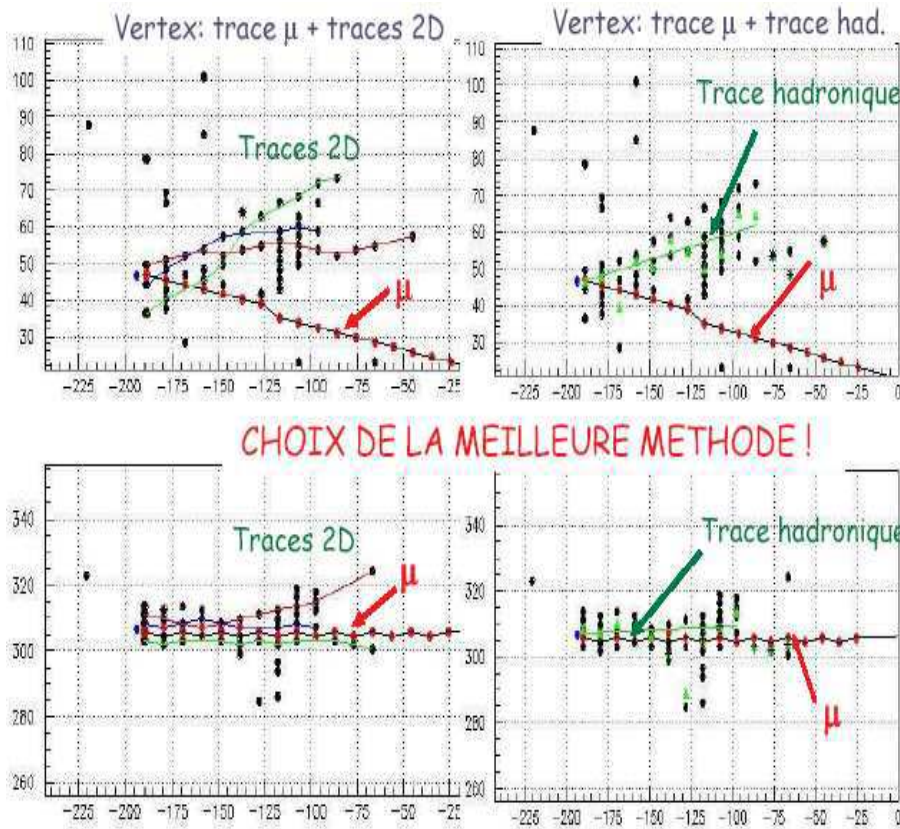


FIG. 5.18 – Construction du vertex 3D par les deux méthodes : à droite, reconstruction standard et à gauche, application du concept de la trace hadronique. Les deux vues sont montrées.

La logique mise en place est schématisée sur la figure 5.19. Les pourcentages permettent

d'estimer la proportion de chaque méthode sur un lot d'événements $\tau \rightarrow \mu$ DIS classifiés dans la catégorie HE : le concept de la trace hadronique est largement employé (64%). La trace hadronique est construite plus précisément que les traces 2D puisqu'elle conduit à des erreurs sur la position du vertex plus faibles. Pour s'affranchir de problèmes de reconstruction, des critères de vérification portant sur la topologie de la construction du vertex sont mis en place : lors d'une topologie "en ciseaux"¹⁶ par exemple (figure 5.20), la méthode du vertex peut conduire à un mur situé après le mur d'interaction. Dans ce cas, si le mur coïncide avec celui proposé par le réseau de neurone, le résultat est validé $(X, Y, Z) = (X, Y, Z)_{vertex}$ sinon le Z ajusté (avec l'erreur) est reporté au milieu du mur proposé par le réseau. Si la construction du vertex n'a pas été possible avec {muon+traces 2D} ni avec {muon+trace hadronique} (manque de traces, absence de convergence des algorithmes), l'intersection entre la trace du muon et le mur proposé par le réseau de neurones est réalisée.

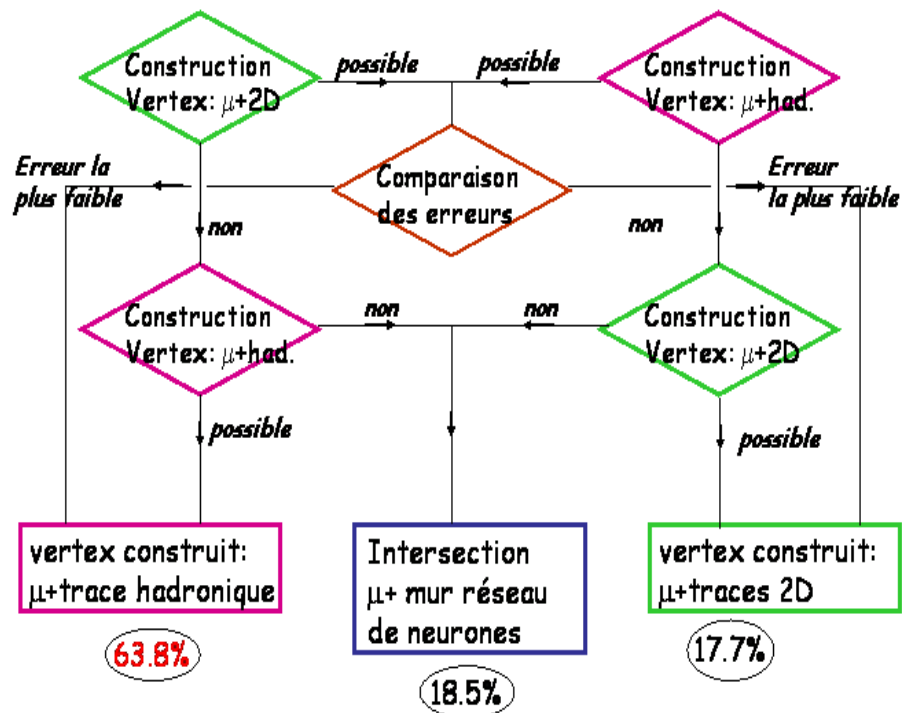


FIG. 5.19 – Logique mise en place concernant le choix de la construction du vertex 3D. Les pourcentages sont obtenus sur des événements $\tau \rightarrow \mu$ DIS classifiés dans la catégorie HE.

Les erreurs obtenues sur le vertex permettent de définir une distribution de probabilité gaussienne 3D qui sera à la base de la construction de la carte 3D de probabilité des briques à extraire. Les résolutions en X et Y sur le vertex pour les événements $\tau \rightarrow \mu$ DIS sont montrées sur la figure 5.21.

5.9 Logique d'analyse des événements Courants Neutres

Les événements Courant Neutre (absence du muon) font l'objet d'une stratégie de localisation de la brique plus simple que celle des événements Courant Chargé.

¹⁶topologie en "ciseau" due à une mauvaise reconstruction des traces hadroniques

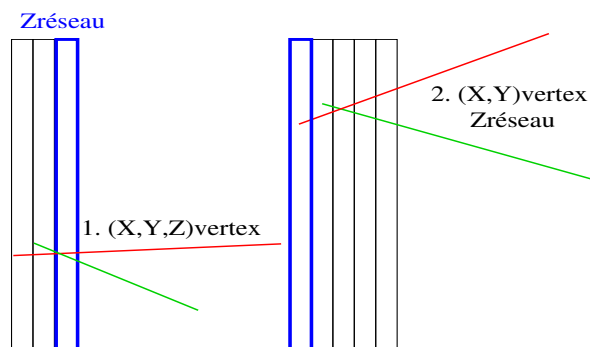
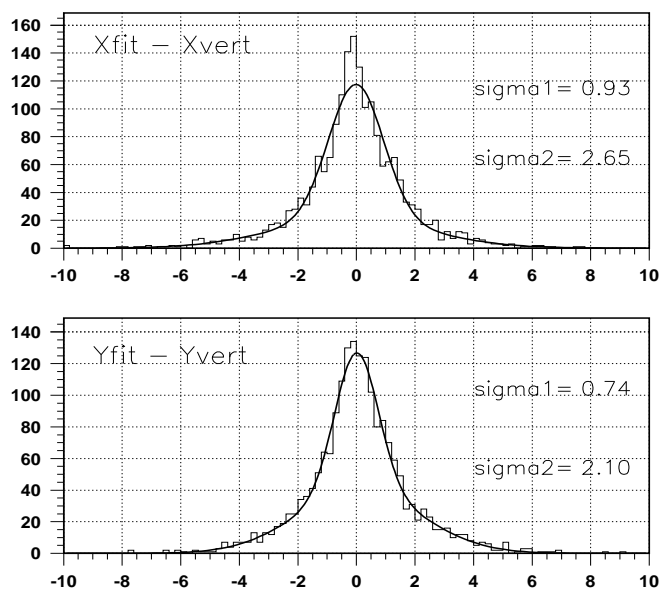


FIG. 5.20 – Illustration de la topologie en ciseau : les traces se croisent après leur point de départ.

FIG. 5.21 – Résolution X et Y pour les événements $\tau \rightarrow \mu$ DIS (cm).

Le concept de trace hadronique exposé précédemment a été appliqué de façon à construire la direction hadronique globale des événements *longs* : sur chaque plan de scintillateur, tous les hits entrent dans la construction d'un barycentre en énergie (l'erreur correspond à la dispersion de chacun des hits pondérée par l'énergie). La brique d'interaction est alors donnée par l'intersection entre cette trace et le mur sélectionné par le réseau de neurones (figure 5.22).

Une méthode simple consistant à construire uniquement le barycentre sur le plan sélectionné a été mise en place pour les événements *compacts*, la topologie de l'événement ne permettant pas de reconstruction de trace.

Après étude, il s'avère que pour les événements *longs*, la méthode barycentrique conduit à de meilleurs résultats que celle de la trace hadronique globale. Même si le dépôt d'énergie se fait sur plusieurs plans, il est néanmoins maximal près du vertex du fait du développement de la gerbe électromagnétique engendrée par l'électron de désintégration ($\tau \rightarrow e$). Le barycentre est ainsi plus précis que la construction d'une direction globale hadronique soumise aux fluctuations du développement de la gerbe hadronique.

Le vertex d'interaction pour la catégorie des NC est donc localisé par une méthode barycentrique aussi bien pour les événements classifiés *compacts* que pour ceux classifiés *longs*.

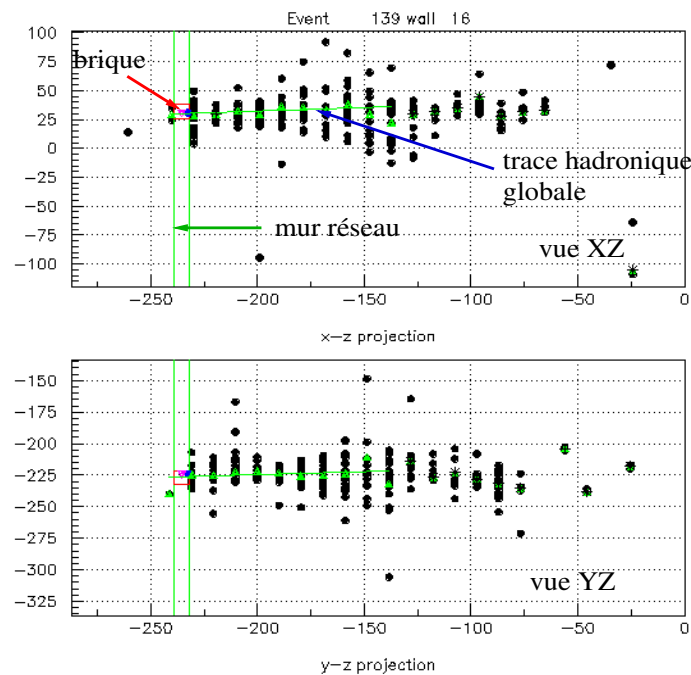


FIG. 5.22 – Événement typique $\tau \rightarrow e$ DIS classifié long. La brique d'interaction est symbolisée par un rectangle (rouge), le mur sélectionné par la bande verticale (en vert). Le vertex se situe dans le rectangle et ne se distingue sur le schéma que par la couleur (rond bleu). Les triangles (en vert) indiquent la position des barycentres sur les plans de scintillateurs. Pour cet événement, la construction de la trace hadronique globale permet de localiser la brique, tout comme la construction du barycentre uniquement sur le mur choisi.

5.10 Architecture du programme

Le programme développé intègre toutes les informations disponibles pour la localisation de la brique : l'identification du muon, la reconstruction de traces, la construction du vertex tridimensionnel, le réseau de neurones et également une représentation graphique de l'événement étudié. L'intégration de tous ces outils d'analyse a nécessité la mise en place d'une structure modulaire permettant au programme d'évoluer (facilité d'insertion de nouveaux codes), le langage de programmation étant le fortran¹⁷. Par ailleurs, il est possible de choisir différentes options par l'intermédiaire d'un fichier de données lu en entrée (figure 5.23) :

- Sélection du niveau d'informations souhaité : informations sur les hits, les traces, la construction du vertex (position, méthode utilisée)... ;
- Activation ou non de la visualisation graphique événement par événement
- Sélection de la catégorie d'événements analysée (CC ou NC et sous-catégorie) ;
- Possibilité d'imposer la reconstruction de trace intervenant dans la construction du vertex 3D ;
- Choix de la stratégie de briques (une ou plusieurs briques extraites).

Le programme est exécuté sur les ntuples d'événements issus de la simulation d'OPERA en GEANT3 dans lesquels ont été insérées les informations sur la reconstruction de traces et l'identification du muon.

En sortie du programme sont données les efficacités de localisation du mur et de la brique d'interaction détaillées par catégorie d'événements en fonction de la stratégie d'extraction de briques choisie (figure 5.24).

¹⁷La nouvelle simulation de l'expérience en C++ est en cours de réalisation

```

LIST
C PRINTING LEVELS
C   HITS TRACKS BLOBHITS BLOBTRACK VERTEX+SNNS+BR  STAT  EVENT
PLEV  0      0      0      0      0      1      0
C   ACTIVATE GRAPHICS: TT      TT+Spectro
IGRA      0      0
C SELECT THE CLASS OF EVENT
C   NC(1) / CC(2)      LE or short (0) / HE or Long (0)
CLAS      2      2      1
C CHOOSE (or not <0)  0=ST, 1=HT, 2=global track      intersection
TYPE      -1      1
C BRICK STRATEGY (scan the first brick (0)
C                   the second brick (1)
C                   or all bricks (2) )      P1-P2 < threshold
BRIC      1      2
END

```

FIG. 5.23 – Exemple de fichier mis en entrée : le graphisme n'est pas activé, les événements Courant Chargé et de Haute Energie hadronique sont traités, aucune reconstruction de trace n'est imposée et la seconde brique la plus probable est extraite si le vertex n'est pas trouvé dans la première.

```

CC Analysis: Low energy
taumuqe1_1 2500
taumuqe1_2501_5000
taumuqe1_5001_7500
taumuqe1_7501_10000
taumuqe2_1 2500
taumuqe2_2501_5000
taumuqe2_5001_7500
taumuqe2_7501_10000
Datacard changed: High energy events
taumuqe1_1 2500
taumuqe1_2501_5000
taumuqe1_5001_7500
taumuqe1_7501_10000
taumuqe2_1 2500
taumuqe2_2501_5000
taumuqe2_5001_7500
taumuqe2_7501_10000
***** taumuqe CC *****
Class1 : number of events      16533 621.251831
Wall      0.923123479 0.943788946 Brick      0.906550527 0.919773579
2nde Brick 0.076695092 0.0032552979
Class2 : number of events      380 14.3453465
Wall      0.718421042 0.725425243 Brick      0.660526335 0.63168174
2nde Brick 0.223684207 0.
Number of events      16913 635.597168
trigger efficiency:   0.992799997 0.989112735
Wall efficiency:     0.918524206 0.938860595
Brick efficiency:    0.901022911 0.913271427
Second brick (%):    0.0800439864
No brick (%):        0.000413882808

```

FIG. 5.24 – Résultats de l'analyse des événements $\tau \rightarrow \mu$ QE (huit ntuples analysés) : le terme de *Class1* correspond à la catégorie BEH et *Class2* à HEH, le premier chiffre donne le résultat non pondéré par l'oscillation.

Chapitre 6

Carte de probabilité et application

L'implémentation d'une carte 3D de probabilité de briques a pour but de récupérer des événements dont le vertex n'a pas été localisé avec une logique simple consistant à extraire une seule brique. La carte permet de disposer d'une liste de briques classées par ordre d'importance selon leur probabilité, ce qui rend possible l'étude de différentes stratégies d'extraction (décision de retirer une ou plusieurs briques).

6.1 Construction de la carte

Dans le cas où le vertex 3D est construit, la carte de probabilité des briques est obtenue en combinant les probabilités des murs données par le réseau de neurones et la distribution gaussienne des erreurs associées au vertex 3D. Le concept est illustré sur la figure 6.1 :

1. Les trois murs proposés par le réseau sont représentés : le mur ayant le maximum de probabilités est celui du milieu mais ne correspond pas (volontairement) dans cet exemple au mur d'interaction.
2. Parallèlement à l'étude du réseau de neurones, la construction du vertex 3D est réalisée et conduit à une distribution gaussienne des erreurs.
3. La convolution des deux informations, intégrée sur le volume des briques, permet de localiser trois briques susceptibles d'être celle d'interaction.

Une stratégie simple consistant à extraire l'unité ayant le maximum de probabilités permet de trouver la brique d'interaction. D'autres briques sont proposées avec des probabilités plus faibles, ce qui va permettre de tester des stratégies d'extraction plus élaborées.

Les figures 6.2 et 6.3 montrent différentes situations d'application des algorithmes pour des événements classifiés CC ($\tau \rightarrow \mu$ DIS) :

- figure 6.2 (en haut) : le mur proposé par le réseau de neurones ayant le maximum de probabilité correspond au mur d'interaction (n°24). Le vertex est construit avec les traces de la reconstruction standard (trace 3D + traces 2D). La convolution des deux distributions de probabilités donne à la brique d'interaction la plus grande probabilité (P=74%);
- figure 6.2 (en bas) : même cas de figure mais la construction du vertex 3D avec la trace hadronique est choisie par rapport à la méthode standard. La brique d'interaction est proposée avec une forte probabilité (91%);

- figure 6.3 (en haut) : le réseau propose le mur d'interaction en premier choix. La construction du vertex aboutit au mur précédant le mur d'interaction mais le réseau réajuste le choix et la convolution des deux distributions de probabilité donne la bonne brique (P=58%) ;
- figure 6.3 (en bas) : le mur proposé par le réseau de neurones avec le maximum de probabilité ne correspond pas au véritable mur d'interaction. La construction du vertex 3D (ici avec la trace hadronique) permet de corriger l'information du réseau et finalement, la brique d'interaction est proposée en premier choix (P=64%).

Pour les 4 événements présentés, la brique dans laquelle le neutrino a interagi est trouvée par l'extraction de la brique ayant le maximum de probabilité.

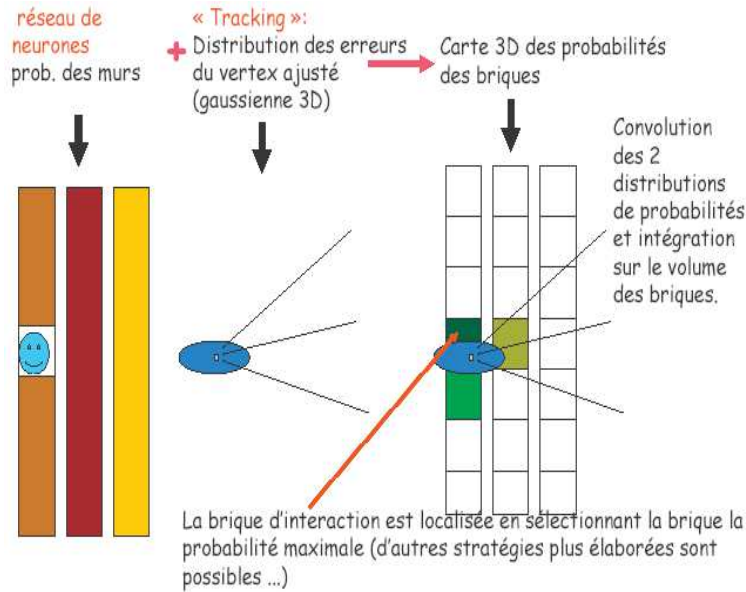


FIG. 6.1 – Construction de la carte 3D de probabilités des briques par combinaison des probabilités des murs données par le réseau et de la distribution des erreurs venant de la méthode de vertex 3D.

Pour les événements CC de basse énergie hadronique, l'intersection de la trace du muon avec chacun des trois murs proposés du réseau est réalisée : les erreurs en X et Y viennent de la matrice de covariance associée à la trace et l'erreur en Z des probabilités données par le réseau.

Pour les événements classifiés NC, la situation est similaire mais les erreurs en X et Y viennent de la construction du barycentre en énergie. Le réseau de neurones utilisé pour la catégorie *compact* n'était pas indispensable dans la localisation du mur d'interaction (ne donne pas de meilleurs résultats comparée à une analyse classique) mais permet maintenant d'avoir une information tridimensionnelle. La proposition d'un seul mur aurait restreint la distribution de probabilité en X et Y.

6.2 Stratégie d'extraction

Trois stratégies possibles sont présentées :

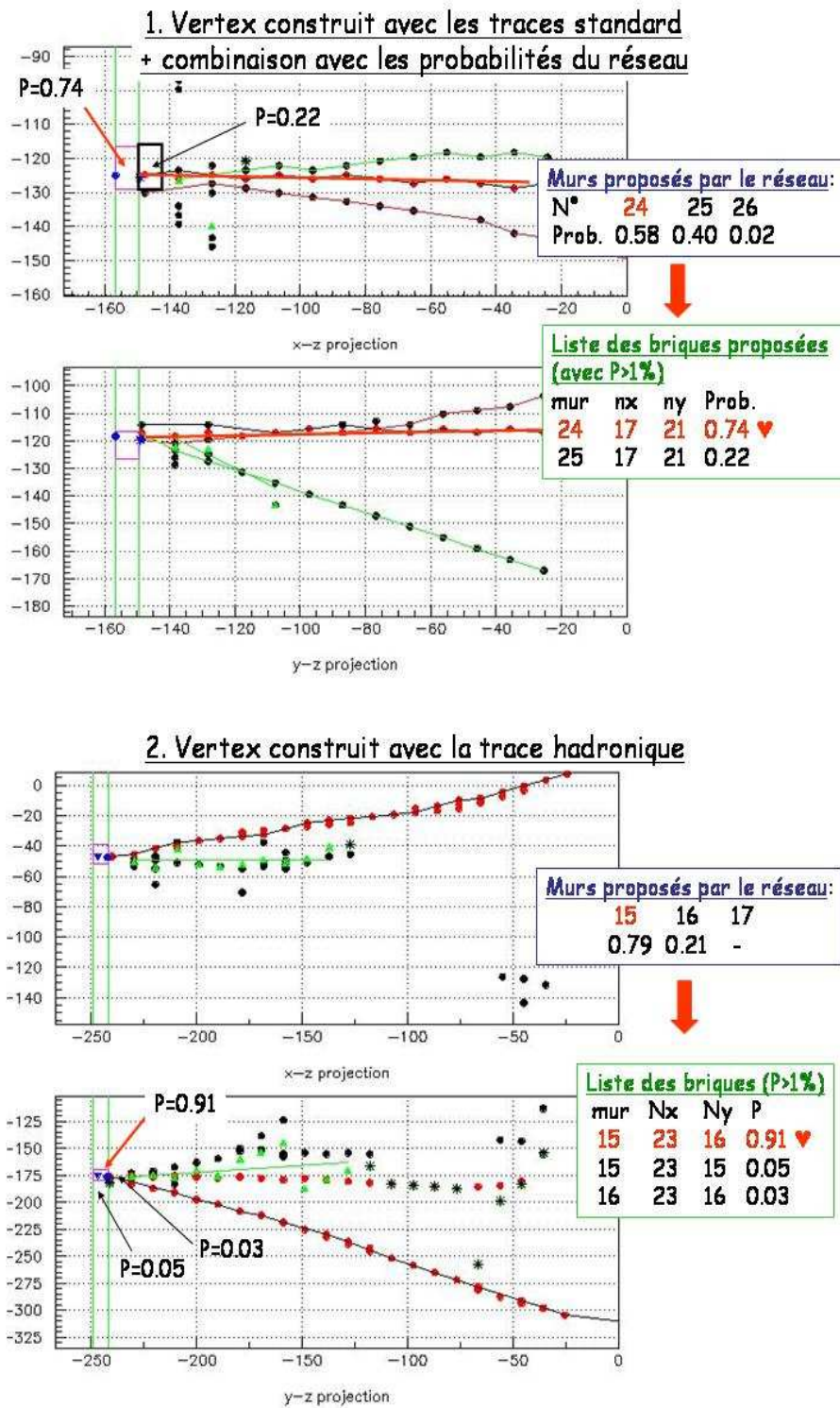


FIG. 6.2 – Résultats obtenus pour 2 événements $\tau \rightarrow \mu$ DIS : le mur choisi par le réseau est représenté par la bande verticale, la brique d'interaction correspond à $P=74\%$ pour l'événement du haut et $P=91\%$ pour l'événement du bas. Les deux méthodes possibles pour la construction du vertex sont illustrées.

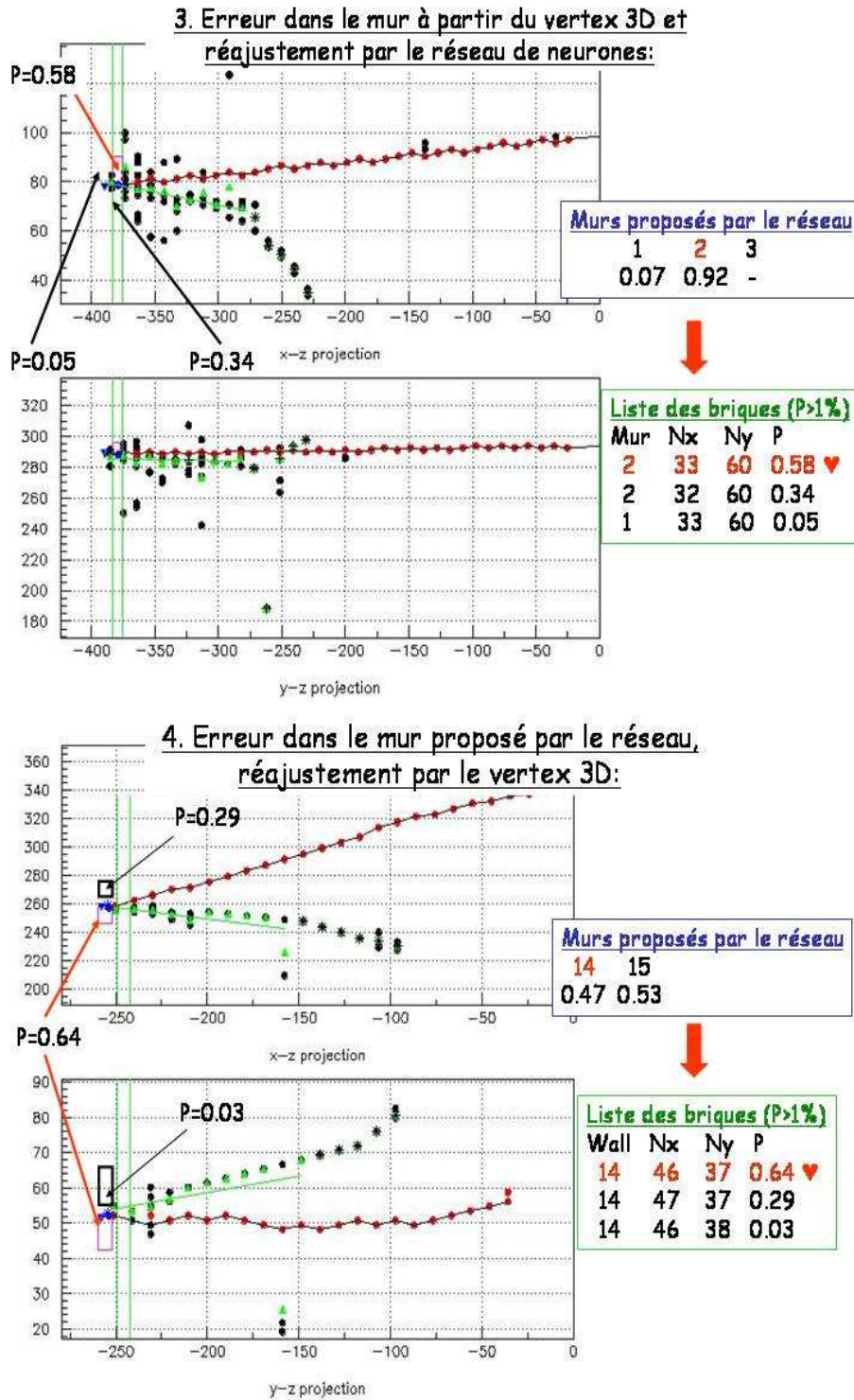


FIG. 6.3 – Même chose que précédemment mais dans l'événement du haut, le réseau réajuste la solution donnée par le vertex tandis que dans l'événement du bas, c'est la construction du vertex qui corrige le réseau. Les briques d'interaction sont proposées avec la probabilité maximale.

- l'extraction d'une seule brique correspondant à celle ayant le maximum de probabilités ;
- l'extraction d'une seconde brique si aucun vertex n'a été trouvé dans la première brique au cours de son développement. La décision de retirer une deuxième brique peut être prise en fonction de la différence de probabilités entre les deux briques les plus probables ($P1-P2 < \text{seuil}$). Différentes coupures seront testées (figure 6.4).

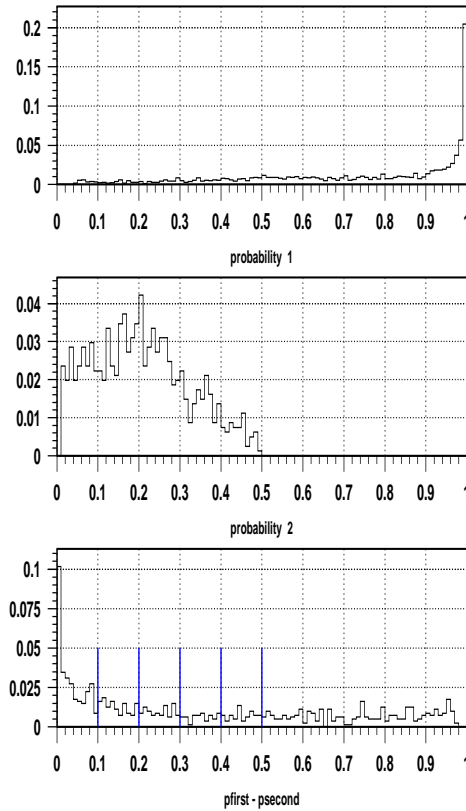


FIG. 6.4 – Probabilité de la première(P1) et seconde brique(P2) proposées et différence P1-P2 obtenue pour des événements $\tau \rightarrow \mu$ DIS classifiés Eh, les lignes représentent les différents seuils testés.

- enfin, les efficacités de localisation de la brique dans le cas où les briques sont extraites et développées par ordre d'importance jusqu'à la découverte du vertex seront données. Cela ne signifie pas pour autant que toutes les briques de la carte 3D seront développées.

Le gain relatif gagné par l'extraction de plusieurs briques sera apprécié en fonction du pourcentage de réduction supplémentaire de la masse de la cible qui en résulte et qui engendre une perte directe de signal. Avec le faisceau CNGS (4.5×10^{19} pot/an, 200 jours de faisceau par an), toutes catégories d'événements prises en compte, le nombre de briques à extraire par jour sera de 33.2 au début de la prise de données (masse de la cible intacte) : les extractions successives sur les 5 ans de prise de données engendreront une réduction moyenne de la masse de 6.74%. En d'autres termes, la situation est similaire à un détecteur de masse 6.74% plus faible que la cible d'OPERA mais dont la masse resterait *constante* durant les 5 ans de prise de données. Une augmentation de l'intensité du faisceau par un facteur 1.5 entraînera l'extraction de 49.8 briques par jour au début de la prise de données conduisant à une réduction moyenne

de 10.5% (intégrée sur 5 ans) (figure 6.5).

La réduction supplémentaire correspondant à une stratégie “multi-briques” sera quantifiée en calculant le nombre de briques extraites pour les interactions les plus fréquentes dans le détecteur c’est-à-dire les événements ν_μ CC et ν_μ NC.

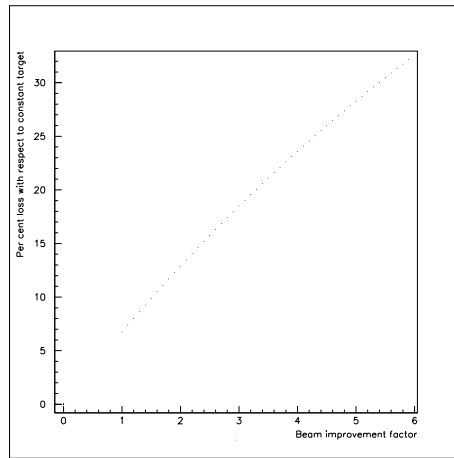


FIG. 6.5 – Réduction de la masse de la cible engendrée par une augmentation de l’intensité du faisceau CNGS. Il est à remarquer que $p\%$ de briques extraites en plus dû à une stratégie “multi-briques” est comparable à une augmentation de l’intensité du faisceau de $p\%$ (avec l’extraction d’une seule brique par événement).

6.3 Résultats

6.3.1 Extraction d’une brique

Les efficacités de localisation de brique obtenues avec la stratégie simple consistant à retirer la brique ayant le maximum de probabilité sont données dans les tableaux 6.1(CC) et 6.2(NC). Les résultats sont détaillés par catégorie.

- analyse CC :

Pour les événements $\tau \rightarrow \mu$ avec muon identifié, l’analyse des événements classifiés BEh aboutit à de meilleurs résultats que celle de la classe HEh ce qui valide la classification mise en place.

La majorité des événements $\tau \rightarrow \mu$ de type QE étant de Basse Energie hadronique, $\epsilon_{brick}(QE)$ est largement supérieure à $\epsilon_{brick}(DIS)$. Il est à souligner que la localisation de la brique en XY est beaucoup plus précise pour les QE (90.7%) que pour les DIS (79.4%) du fait de l’intersection entre la trace du muon et le mur du réseau. Pour les événements DIS, la construction du vertex 3D permet d’avoir une carte de probabilités plus complète. La méthode d’intersection limite les informations sur les plans XZ et YZ, ce qui ne pose pas de problème pour les événements QE car le mur d’intersection est beaucoup mieux localisé que pour les événements DIS.

La figure 6.6 donne des informations sur l’erreur en Z et l’erreur en XY. Il arrive que la logique de localisation du mur conduise à un mur situé bien avant celui du vertex par exemple lorsqu’un pion produit au vertex d’interaction est rétrodiffusé. Par ailleurs, le problème souligné dans la section 5.6.3 concernant les événements $\tau \rightarrow \mu$ QE pour

lesquels le muon ne donne pas de signal sur les premiers modules de scintillateur explique pourquoi la différence {mur choisi-mur d'interaction} est souvent de +1 pour les QE. Pour les DIS, le phénomène de rétrodiffusion conduit le plus souvent à une différence de -1. La figure 6.7 permet de visualiser des événements $\tau \rightarrow \mu$ "perdus". L'erreur en X ou en Y se limite dans la majorité des cas à une brique.

TAB. 6.1 – Efficacité de localisation de la brique d'interaction pour les événements $\tau \rightarrow \mu$, détaillés par catégorie.

analyse $\tau \rightarrow \mu$ DIS			analyse $\tau \rightarrow \mu$ QE		
classe	ϵ_{wall}	ϵ_{brick}	classe	ϵ_{wall}	ϵ_{brick}
BEh 45.1%	86.8%	76.3%	BEh 97.7%	94.4%	86.0%
HEh 54.9%	82.4%	59.4%	HEh 2.3 %	72.5%	53.4%
	84.4%	67.0%		93.9%	85.2%

canal $\tau \rightarrow \mu$: $\epsilon_{wall}=87.8\%$ $\epsilon_{brick}=73.5\%$

- analyse NC :

La classification est optimisée pour la catégorie $\tau \rightarrow e$ QE du fait de leur topologie localisée sur un ou deux murs. Là-encore, les meilleures efficacités sont obtenues pour les QE avec 93.9% de localisation du mur et 79.3% de localisation de la brique contre 86.5% (mur) et 73.1% (brique) pour les $\tau \rightarrow e$ DIS. L'erreur en XY est de 15.5% environ dans les deux cas (figure 6.8).

Les résultats pour les événements $\tau \rightarrow h$ sont également donnés (efficacités plus faibles du fait des réinteractions hadroniques) mais la sensibilité d'OPERA pour ce canal est moins importante que celle pour le canal $\tau \rightarrow e$.

Les événements $\tau \rightarrow \mu$ pour lesquels le muon n'est pas identifié seront traités en tant que $\tau \rightarrow h$. Leur analyse est montrée dans le tableau 6.3 à titre indicatif, leur contribution à l'efficacité de localisation de la brique pour les $\tau \rightarrow h$ sera faible compte tenu des rapports de branchement.

TAB. 6.2 – Efficacité de localisation de la brique d'interaction pour le canal $\tau \rightarrow e$ et le canal $\tau \rightarrow h$. Les résultats sont détaillés par catégorie.

analyse $\tau \rightarrow e$ DIS			analyse $\tau \rightarrow e$ QE		
classe	ϵ_{wall}	ϵ_{brick}	classe	ϵ_{wall}	ϵ_{brick}
Compact 34.7%	87.4%	74.9%	Compact 90.8%	95.0%	80.6%
Long 65.3%	86.6%	72.1%	Long 9.2 %	80.5%	66.5%
	86.5%	73.1%		93.9%	79.4%

canal $\tau \rightarrow e$: $\epsilon_{wall}=89.1\%$ $\epsilon_{brick}=75.3\%$

analyse $\tau \rightarrow h$ DIS			analyse $\tau \rightarrow h$ QE		
classe	ϵ_{wall}	ϵ_{brick}	classe	ϵ_{wall}	ϵ_{brick}
Compact 10.4%	79.3%	60.4%	Compact 32.5%	82.5%	59.8%
Long 89.6%	83.8%	66.4%	Long 67.5%	78.3%	59.8%
	83.4%	66.7%		79.6%	59.8%

canal $\tau \rightarrow h$: $\epsilon_{wall}=82.0\%$ $\epsilon_{brick}=63.2\%$

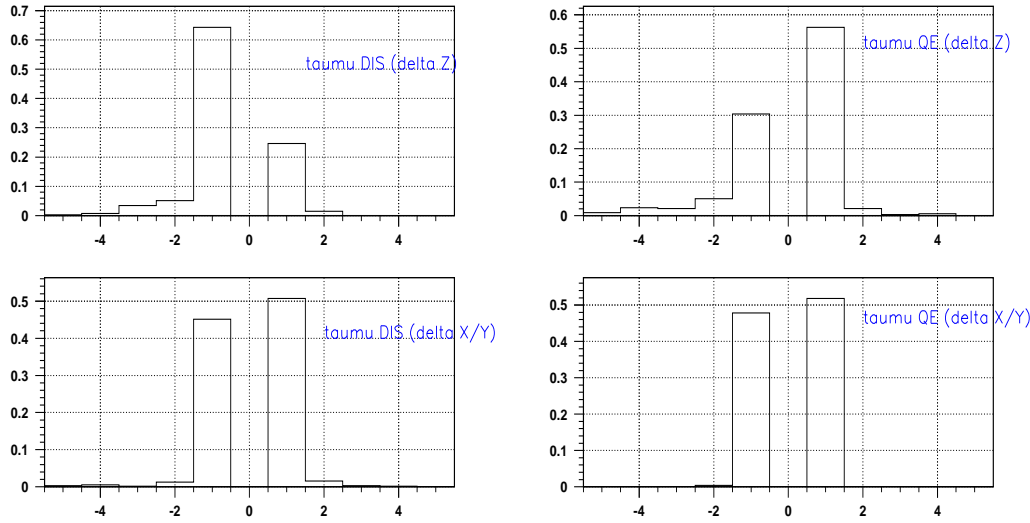


FIG. 6.6 – En haut, erreur sur le mur lorsque le mur d’interaction n’est pas trouvé et si le mur est correctement localisé, erreur en X/Y (en bas) pour $\tau \rightarrow \mu$ DIS et $\tau \rightarrow \mu$ QE. Les erreurs sont données sous forme d’un nombre de briques.

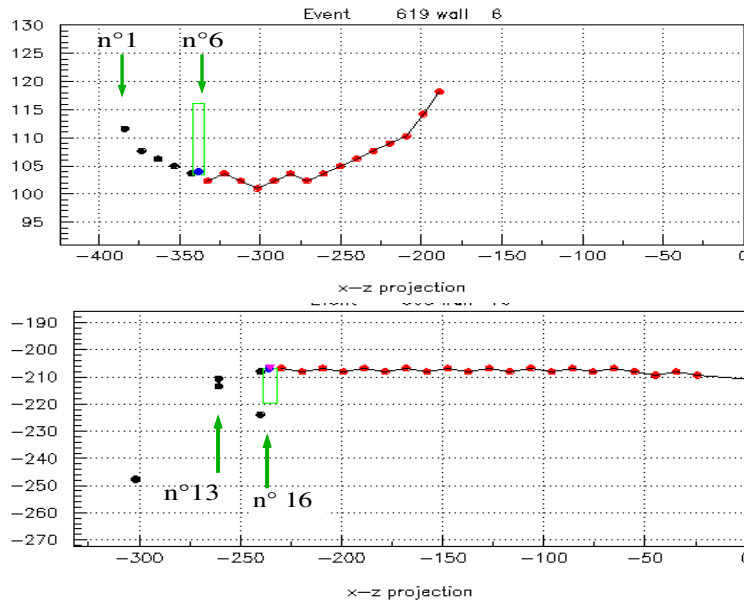


FIG. 6.7 – Illustration de deux événements $\tau \rightarrow \mu$ QE pour lesquels la brique d’interaction (symbolisée par un rectangle) n’a pas été trouvée. Seule la projection XZ est représentée. En haut, le mur choisi est le n°1 tandis que la brique d’interaction se trouve sur le mur n°6; en bas, le mur choisi est le n°13 tandis que le mur d’interaction est le n°16. L’erreur vient de la sélection d’un mur isolé (aucun signal sur le module suivant) autorisé pour cette classe d’événements et qui permet de récupérer les événements pour lesquels le muon ne donne pas de signal sur le deuxième plan après le vertex comme expliqué p. 128.

TAB. 6.3 – Analyse des événements $\tau \rightarrow \mu$ pour lesquels le muon n'a pas été identifié et qui par conséquent entrent dans la catégorie NC. Ces événements seront considérés comme des $\tau \rightarrow h$: compte tenu des taux de branchement (17.8% pour $\tau \rightarrow \mu$ et 49.5% pour $\tau \rightarrow h$), la contribution de ces événements $\epsilon_{brick\tau \rightarrow h}$ sera faible.

analyse $\tau \rightarrow \mu$ DIS (μ non identifié)			
% événements classifiés NC	classe	ϵ_{wall}	ϵ_{brick}
18.8%	Compact 15.4%	80.4%	62.6%
	Long 84.6%	80.5%	57.8%
		80.5%	58.4%
analyse $\tau \rightarrow \mu$ QE (μ non identifié)			
% événements classifiés NC	classe	ϵ_{wall}	ϵ_{brick}
19.1%	Compact 46.8%	90.5%	57.2%
	Long 53.2%	82.2%	56.9%
		80.5%	57.2%

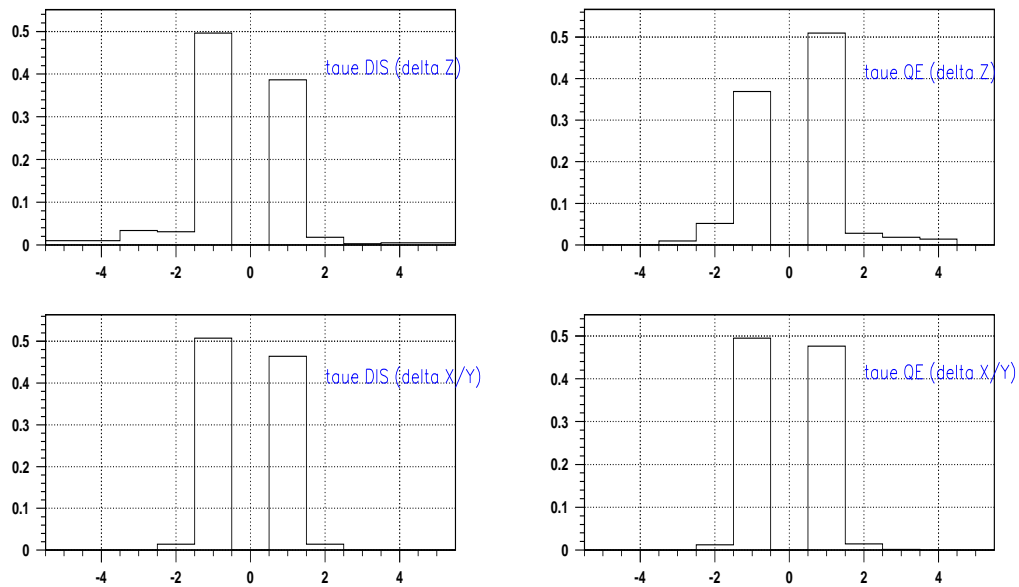


FIG. 6.8 – En haut, erreur sur le mur lorsque le mur d'interaction n'est pas trouvé et si le mur est correctement localisé, erreur en X/Y (en bas) pour $\tau \rightarrow e$ DIS et $\tau \rightarrow e$ QE.

Comparaison avec les résultats du proposal Le tableau 6.4 permet de comparer les résultats obtenus avec ceux du proposal. L'efficacité de localisation de la brique d'interaction pour les canaux $\tau \rightarrow e$ et $\tau \rightarrow h$ est plus faible de 5% environ tandis que pour le canal $\tau \rightarrow \mu$, elle est un peu plus élevée. La perte observée sur les "NC" traduit l'effet du phénomène de rétrodiffusion inexistant à l'époque du proposal qui a pu être compensé pour les $\tau \rightarrow \mu$ par la méthode de construction du vertex. L'idée est maintenant de tirer avantage de la carte 3D de probabilité des briques pour obtenir de meilleures efficacités par rapport au proposal.

TAB. 6.4 – Comparaison des résultats avec ceux du proposal (ϵ_{brick})

	$\tau \rightarrow \mu$	$\tau \rightarrow e$	$\tau \rightarrow h$
proposal	73.0%	80.1%	69.8%
nouvelle analyse	73.5%	75.3%	63.4%

6.3.2 Stratégie d'extraction multiple

Pour améliorer les efficacités de localisation de la brique d'interaction, il est possible d'extraire des briques supplémentaires. Le nombre de briques proposées pour chaque catégorie est représenté sur la figure 6.9. Seules les briques ayant une probabilité supérieure à 1% sont considérées.

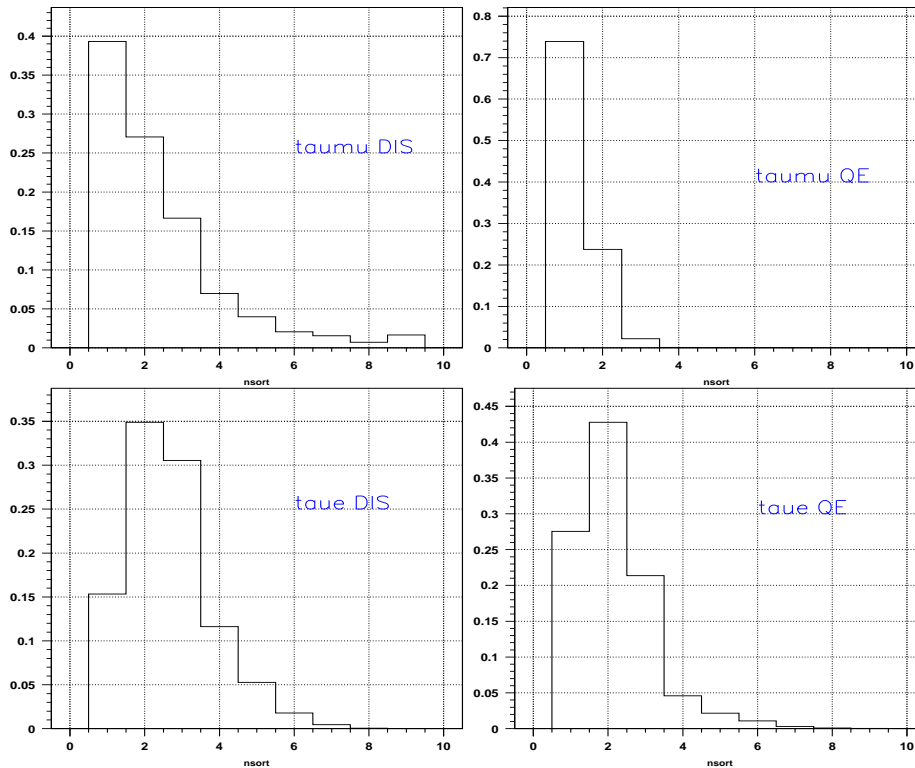


FIG. 6.9 – Nombre de briques proposées (avec $P > 1\%$) pour $\tau \rightarrow \mu$ DIS classifié en EHh, $\tau \rightarrow \mu$ QE classifié en BEh, $\tau \rightarrow e$ DIS (Long) et $\tau \rightarrow e$ QE (Compact).

Le tableau 6.5 regroupe les efficacités obtenues pour $\tau \rightarrow \mu$, $\tau \rightarrow e$ et $\tau \rightarrow h$ en fonction de la stratégie d'extraction choisie et entre parenthèses est indiqué le gain relatif par rapport à l'efficacité obtenue avec une seule brique retirée.

Le nombre de briques extraites en moyenne pour chaque stratégie est évaluée sur les événements ν_μ CC (23300 événements attendus sur 5 ans) et NC (7000 événements attendus sur 5 ans) qui représentent les interactions les plus fréquentes dans le détecteur. Ce point est important à prendre en compte puisque l'extraction de plusieurs unités accentue le phénomène de réduction de la masse du détecteur : le nombre d'interactions neutrino sera donc plus faible.

TAB. 6.5 – Efficacités de localisation de la brique d'interaction selon la stratégie choisie pour les événements $\tau \rightarrow \mu$, $\tau \rightarrow e$ et $\tau \rightarrow h$. Les gains en efficacité sont indiqués entre parenthèses et le pourcentage de briques extraites en plus est mis dans la dernière colonne.

analyse $\tau \rightarrow \mu$			
Stratégie d'extraction <i>B1= Brique la plus probable</i> <i>B2= seconde brique la plus probable</i>	ϵ_{brique}		Quantité supplémentaire de briques extraites (ν_μ CC)
B1	73.5%		-
B1+B2 si P1-P2<0.1	74.5% (+1.0)		1.9%
B1+B2 si P1-P2<0.2	75.5% (+2.0)		3.4%
B1+B2 si P1-P2<0.3	76.3% (+2.8)		4.4%
B1+B2 si P1-P2<0.4	77.1% (+3.6)		5.5%
B1+B2 si P1-P2<0.5	77.8% (+4.3)		6.4%
B1+B2	81.6% (+8.1)		13.0%
toutes les briques	83.1% (+9.6)		16.9%

Stratégie d'extraction <i>B1= Brique la plus probable</i> <i>B2= seconde brique la plus probable</i>	ϵ_{brique}		Quantité supplémentaire de briques extraites (ν_μ NC)
	$\tau \rightarrow e$	$\tau \rightarrow h$	
B1	75.4%	64.2%	-
B1+B2 si P1-P2<0.1	78.4% (+3.0)	68.9% (+4.7)	8.9%
B1+B2 si P1-P2<0.2	80.4% (+5.0)	71.1% (+6.9)	13.0%
B1+B2 si P1-P2<0.3	81.2% (+5.8)	72.4% (+8.2)	16.1%
B1+B2 si P1-P2<0.4	82.1% (+6.7)	73.4% (+9.2)	18.5%
B1+B2 si P1-P2<0.5	82.9% (+7.5)	74.1% (+9.9)	20.6%
B1+B2	85.1% (+9.7)	76.2% (+12.0)	30.8%
toutes les briques	87.4% (+12.0)	80.3% (+16.1)	53.6%

Ainsi, pour estimer la potentialité de chaque logique, les gains en efficacité obtenus doivent être comparés directement à la réduction supplémentaire de la masse engendrée par la stratégie choisie ($\%_{R_{cible}}$). La quantité supplémentaire de briques extraites ($\%_{brique}^{sup}$) totale (NC+CC) est calculée en tenant compte :

- du rapport $\frac{NC}{CC} = \frac{1}{3}$
- de l'efficacité d'identification du muon pour les événements ν_μ CC ($\epsilon_{Id\ CC}=92.9\%$).

La réduction de la cible attendue si une seule brique est extraite par événement (6.74%,

TAB. 6.6 – Résumé des différents gains en efficacités obtenus selon la stratégie d'extraction choisie ainsi que le pourcentage supplémentaire de réduction de la masse de la cible.

Stratégie	$\tau \rightarrow \mu$	$\tau \rightarrow e$	$\tau \rightarrow h$	$\%_{R_{cible}}$
1 brique	73.5%	75.3%	64.2%	-
$\Delta P=0.1$	+ 1.0	+3.0	+4.7	0.27
$\Delta P=0.2$	+ 2.0	+5.0	+6.9	0.42
$\Delta P=0.3$	+ 2.8	+5.8	+8.2	0.54
$\Delta P=0.4$	+ 3.6	+6.7	+9.2	0.64
$\Delta P=0.5$	+ 4.3	+7.5	+9.9	0.72
2 briques	+ 8.1	+9.7	+12.0	1.24
toutes les briques	+ 9.6	+12.0	+16.1	1.88

figure 6.5) nous permet d'obtenir une estimation de $\%_{R_{cible}}$:

$$\%_{R_{cible}} = \frac{(\%_{brique}^{sup} \nu_{\mu} CC) * \epsilon_{Id CC} * 3 + (\%_{brique}^{sup} \nu_{\mu} NC)(1 + (1 - \epsilon_{Id CC}) * 3)}{4} * 6.74$$

Le tableau 6.6 permet de comparer les gains en efficacité et $\%_{R_{cible}}$. La stratégie d'extraction multiple permet d'améliorer les efficacités de 9.6% pour le canal $\tau \rightarrow \mu$ jusqu'à 12.0% pour le canal $\tau \rightarrow e$ et 16.1% pour le canal $\tau \rightarrow h$ tout en ayant une réduction de la masse de la cible négligeable en terme d'efficacité ($\%_{R_{cible}}=1.88$).

6.4 Rôle des *Changeable Sheet*

Le rôle des feuilles d'émulsions supplémentaires (*Changeable Sheet*) devant chaque brique pour l'analyse de localisation de la brique d'interaction est actuellement en cours d'étude. La validation du choix de la brique par les *Changeable Sheet* offre la possibilité d'exploiter pleinement la carte 3D de probabilité *i.e.* d'obtenir des gains en efficacité sans pour autant avoir une perte de briques. En effet, dans le cas où les CS permettent de déterminer qu'une interaction neutrino n'a pas eu lieu dans la brique ayant le maximum de probabilité alors il sera possible d'étudier la seconde brique proposée sans que la première ait été développée et ainsi de suite. En supposant que l'efficacité des CS à déterminer si une interaction neutrino a bien eu lieu dans la brique soit de 100%, elles permettront de s'abstenir complètement des 1.8% de réduction supplémentaire de la masse de la cible.

La majorité des interactions neutrinos dans le détecteur OPERA seront des $\nu_{\mu} CC$. Par conséquent, si le rôle des CS est confirmé pour cette catégorie d'événements, la perte de briques totale sera considérablement réduite, les interactions $\nu_{\mu} NC$ étant trois fois moins nombreuses. Une confirmation possible d'une interaction $\nu_{\mu} CC$ dans la brique est la mise en évidence dans la CS d'une trace associée au passage du muon et compatible avec la trace identifiée par les détecteurs électroniques. Les plans de scintillateur conduisant à une résolution spatiale de l'ordre de 2.5cm, la connexion devra être basée sur des critères angulaires. Pour la catégorie NC, l'étude sera plus difficile puisqu'il faudra arriver à définir dans la CS une distribution caractéristique de traces permettant de conclure à une interaction.

Un test au Gran Sasso est prévu au début de l'été 2004 dans le tunnel où le détecteur OPERA sera installé de façon à valider le rôle de ces feuilles d'émulsions supplémentaires,

dans les conditions de fonctionnement de l'expérience pour les événements CC. Le bruit de fond prévu est très faible, de l'ordre de 1 trace/CS/mois. Le taux de muons cosmiques dans le laboratoire souterrain $1\mu/m^2$ /heure donne l'occasion de valider la détection du muon au niveau des CS ($9\mu/CS$ /mois) en présence du bruit de fond naturel du tunnel. La direction de la trace du muon sera reconstruite grâce à des détecteurs RPC ($60 \times 70 \text{ cm}^2$) provenant des tests réalisés en 2002 au CERN (téléscope de RPC). Le dispositif expérimental comprend deux couches de 4×4 CS disposées horizontalement et entourées de murs de plomb de façon à reproduire les conditions d'exposition à la radioactivité du tunnel du détecteur OPERA (figure 6.10). La double couche d'émulsion permettra d'avoir une confirmation des traces dans la seconde CS. Le télescope de RPC permet d'avoir une résolution angulaire de 1.8 mrad et une résolution spatiale de 0.5 mm par projection, ce qui permettra de limiter la zone de CS à développer. Ces résolutions sont meilleures que celles des plans de scintillateurs (2.5 cm et 20 mrad) mais il suffira de les "dégrader" au cours de l'analyse des données pour se placer dans la situation d'OPERA.

L'exposition de 4×4 CS par mois permettra de récolter environ 140 événements/mois.

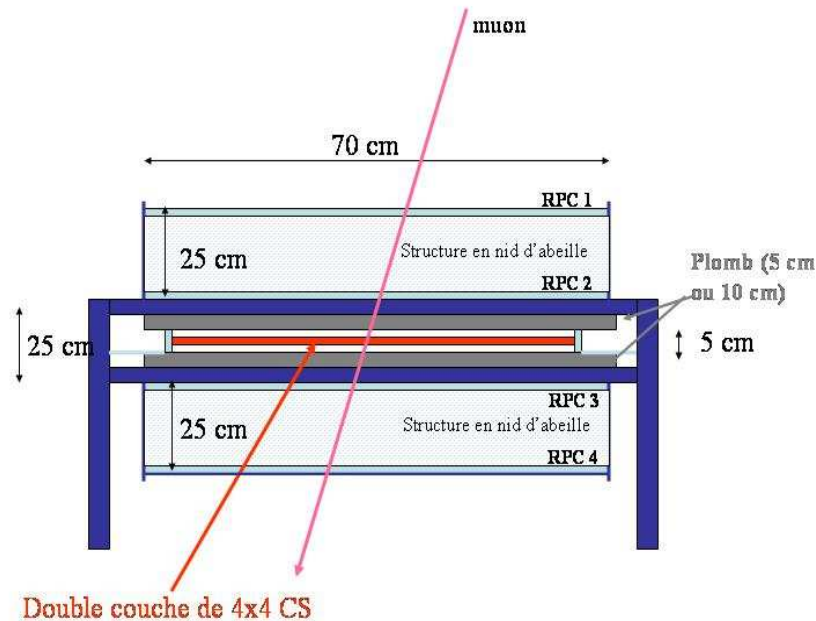


FIG. 6.10 – Dispositif expérimental du test destiné à préciser le rôle des CS dans l'analyse de localisation de la brique d'interaction.

6.5 Conclusion

La stratégie consistant à extraire toutes les briques jusqu'à ce que le vertex d'interaction soit trouvé conduit à de meilleures efficacités que le proposal avec une réduction supplémentaire de la masse de la cible minimale du point de vue des efficacités.

Il est à souligner que les efficacités avancées au moment du proposal d'OPERA proviennent d'une analyse réalisée sur des événements issus de l'ancien générateur. A l'époque, les ré-

interactions nucléaires n'étaient pas prises en compte et le taux de particules rétrodiffusées provenaient uniquement de la propagation des particules faite par Geant 3. Le taux de particules rétrodiffusées était donc beaucoup moins important que celui observé avec le nouveau générateur (20% de moins dans le canal $\tau \rightarrow \mu$). La perte de 10% sur les efficacités de localisation de la brique d'interaction après application des algorithmes du proposal est maintenant compensée par l'application d'une stratégie d'extraction multiple. L'extraction de toutes les briques jusqu'à découverte d'un vertex d'interaction conduit à des efficacités supérieures à celles du proposal de +9.3% dans le canal $\tau \rightarrow \mu$, +7.3% dans le canal $\tau \rightarrow e$ et +10.5% dans le canal $\tau \rightarrow h$. La perte supplémentaire de masse de la cible (1.8%) liée au choix de la stratégie est minime comparativement aux efficacités obtenues et peut être considérablement réduite si le rôle des Changeable Sheet est confirmé.

Chapitre 7

Un test sur faisceau : OPERETTE

Un test sur faisceau appelé OPERETTE a été proposé au début de l'année 2003 : il représentait la possibilité de disposer d'un échantillon d'événements neutrino avant la mise en fonctionnement d'OPERA, ce qui aurait permis de contrôler et de développer les différentes techniques d'analyse (localisation de brique, procédures de développement des émulsions, localisation du vertex ...). Le projet a été abandonné pour des questions financières et pour des raisons de disponibilité des membres de la collaboration nécessaires à sa réalisation. Le travail présenté dans ce chapitre s'inscrit dans la continuité de l'étude de localisation de la brique d'interaction. Le test ayant lieu en surface contrairement à OPERA, les rayons cosmiques constituaient un bruit de fond considérable. Il était donc indispensable de démontrer la faisabilité du projet afin de décider de sa réalisation. La note interne relative à ce projet datant de mars 2003 est mise en référence [69].

Le faisceau “parasite” de neutrinos produit dans la zone Nord du CERN avec le faisceau de muons de l'expérience COMPASS offre à la collaboration OPERA l'opportunité de s'entraîner avec des événements neutrino avant le démarrage de l'expérience. Ce faisceau est disponible jusqu'à la fin 2004, date à laquelle l'expérience COMPASS sera stoppée. Comme son nom l'indique, le test OPERETTE sera une représentation en miniature du détecteur OPERA : il sera fait d'une succession de murs de briques “OPERA” (plomb-émulsion) et de plans de scintillateurs qui seront exposés pendant trois mois sur un faisceau de neutrinos. OPERA pourra ainsi tester les procédures de développement d'émulsions sur des briques contenant des interactions neutrinos. Par ailleurs, l'addition de détecteurs à fibres scintillantes (SFT) placés entre les murs de briques et les plans de scintillateurs permettront de valider les procédures de localisation de la brique décrites dans les chapitres précédents. Les efficacités des algorithmes de localisation du vertex dans les émulsions pourront être également contrôlées et comparées avec des simulations Monte Carlo [70].

L'installation du détecteur OPERETTE en surface est le seul “bémol” du projet (du point de vue de la physique). Contrairement à OPERA, les rayons cosmiques vont constituer un bruit de fond important. La simulation du test avec l'estimation des différents taux (signal, bruit de fond) et la mise en place d'une logique de déclenchement est donc primordiale pour évaluer dans quelle mesure il sera réalisable.

7.1 Propriétés du faisceau

Le faisceau de neutrinos ν_μ que va utiliser OPERETTE est produit en même temps que le faisceau de muons de l'expérience COMPASS. L'idée d'exposer un détecteur sur ce faisceau "parasite" avait déjà été proposée par M. Ambrosio et al. dans une lettre au SPSC datant de 2001 [71] avec un détecteur similaire à Monolith. Toutes les caractéristiques du faisceau de muons et de neutrinos sont données dans cette lettre.

Pour produire le faisceau de muons, des protons de 400 GeV/c sont extraits à chaque cycle SPS (16.8s) avec une extraction lente de 5.2 s et envoyés sur la cible T6 du Cern. Des pions et des kaons sont ainsi produits dans une gamme d'énergie de 160 à 200 GeV/c et dont la désintégration donne des muons. Ceux-ci sont ensuite déviés vers le détecteur COMPASS. Le nombre de muons attendus pour COMPASS est de 2.10^8 /cycle SPS tandis que celui de neutrinos issus de la désintégration des pions et des kaons est de 2.10^9 /cycle SPS.

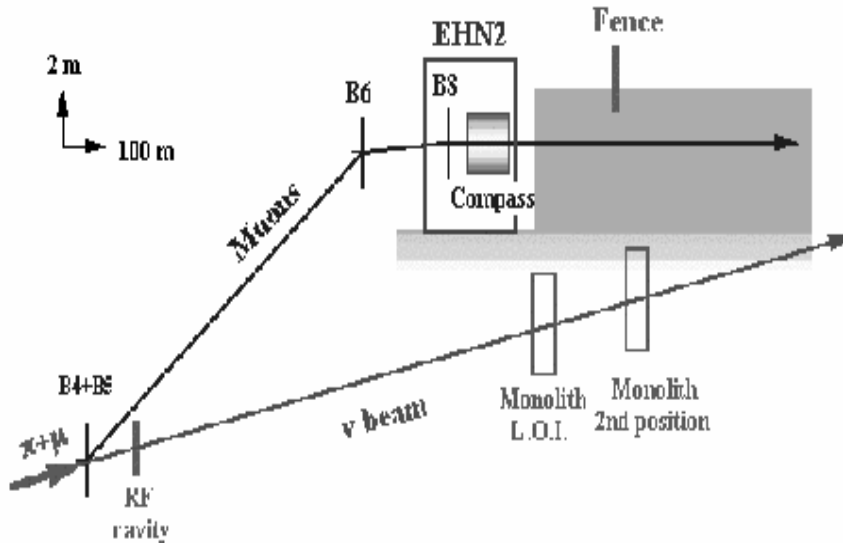


FIG. 7.1 – Schéma indiquant les directions des faisceau de muons et de neutrinos, la position du détecteur COMPASS et les deux positions envisagées pour le détecteur MONOLITH.

La figure 7.1 montre une vue d'ensemble de la situation. Le faisceau de muon est représenté ainsi que l'emplacement du hall expérimental EHN2 dans lequel est installé le détecteur COMPASS. La position envisagée par M. Ambrosio et al. dans la lettre au SPSC pour le détecteur Monolith (I224 L.O.I.) est à 70 m à partir de l'extrémité du hall expérimental EHN2. Une seconde position à 250 m a été proposée par la suite par L. Gatignon. A partir de simulations réalisées avec le programme HALO (programme destiné à calculer le halo du faisceau de muons [73]), celui-ci a montré que le bruit de fond dû aux muons non déviés est négligeable à cette position, contrairement à la première position proposée. Le coût prévu pour la position I224 L.O.I. est de 1 Meur pour l'excavation du hall expérimental et les infrastructures

nécessaires.

Les neutrinos issus de la désintégration des pions et des kaons continuent leur vol dans l'axe du tunnel de désintégration, passent par les deux positions discutées précédemment et atteignent la surface au niveau de la frontière du CERN, à 1100 m du hall EHN2. Le bruit de fond dû aux muons du faisceau de COMPASS devient complètement négligeable à partir d'une distance de 450 m après le hall EHN2.

L'énergie des neutrinos dépend de la position du détecteur par rapport à l'axe du faisceau :

$$E_\nu = \frac{0.43E_\pi}{1 + \gamma^2\theta^2}$$

avec θ l'angle entre la direction du pion et celle du neutrino, E_π l'énergie du pion initial et $\gamma = E_\pi/m_\pi$. L'énergie des neutrinos issus des kaons est obtenue par une formule similaire en remplaçant le facteur 0.43 par 0.96. La forte corrélation entre l'énergie du neutrino et la position radiale, évaluée pour la position I224 L.O.I., est représentée sur la figure 7.2. A cette position, l'énergie moyenne des neutrinos issus de la désintégration des pions est de 55GeV/c et celle des neutrinos issus de la désintégration des kaons est de 160GeV/c : les deux populations sont clairement distinctes ce qui va permettre de reconstruire l'énergie des neutrinos à partir de la connaissance de la position radiale de notre détecteur (figures 7.3, 7.4).

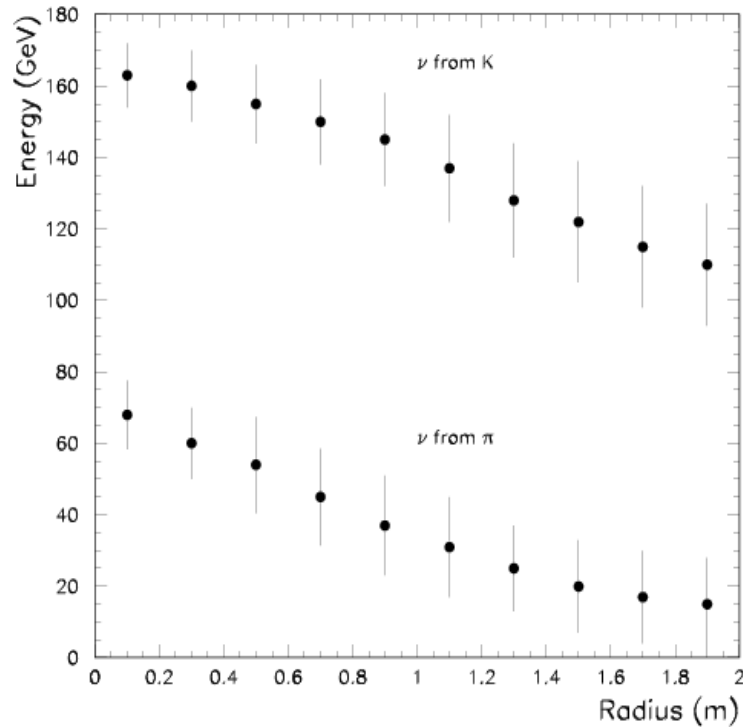


FIG. 7.2 – Corrélation entre l'énergie de ν_μ et la position radiale du détecteur pour les neutrinos issus de la désintégration des pions et des kaons, évaluée à la position L.O.I.

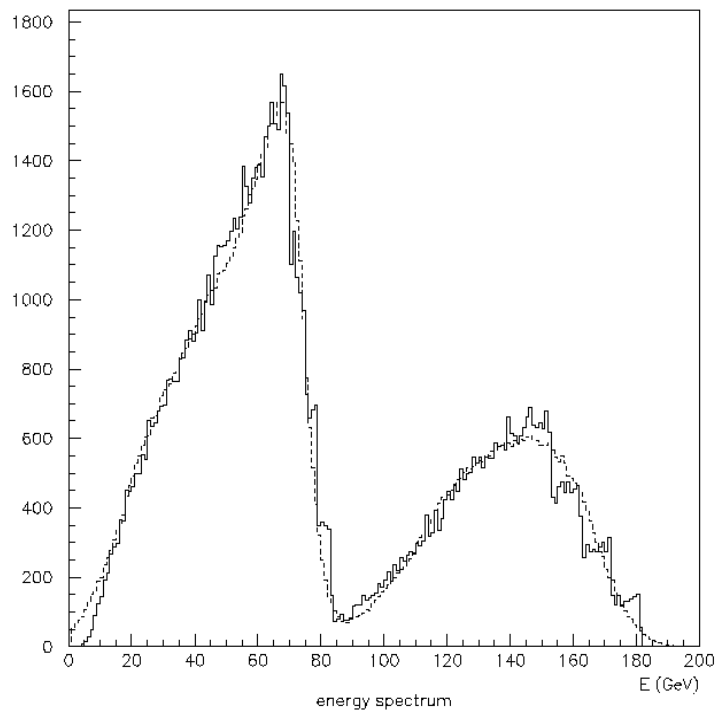


FIG. 7.3 – Comparaison entre l'énergie du neutrino (ligne continue) et l'énergie reconstruite par rapport à la position radiale (ligne en pointillés) pour les événements CC (position L.O.I.).

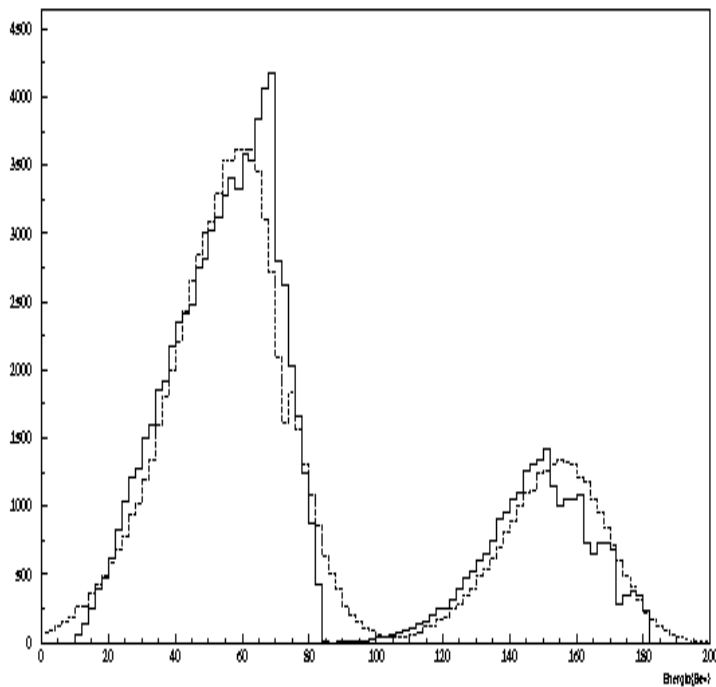


FIG. 7.4 – Comparaison entre l'énergie du neutrino (ligne continue) et l'énergie reconstruite par rapport à la position radiale (ligne en pointillés) pour les événements NC (position L.O.I.).

7.2 Description du détecteur

Le détecteur OPERETTE est une représentation en miniature du détecteur OPERA : il comporte une cible de même structure, faite de murs de briques et de plans de scintillateurs, des détecteurs pour identifier le muon (RPC) et d'autres pour la vérification des différents algorithmes de localisation de la brique et de vertex (détecteurs à fibres scintillantes SFT). La différence importante vient de l'installation de OPERETTE en surface, contrairement à OPERA qui bénéficie de la montagne comme protection naturelle contre les rayons cosmiques. Un schéma du dispositif expérimental est représenté sur la figure 7.5. Il comprend :

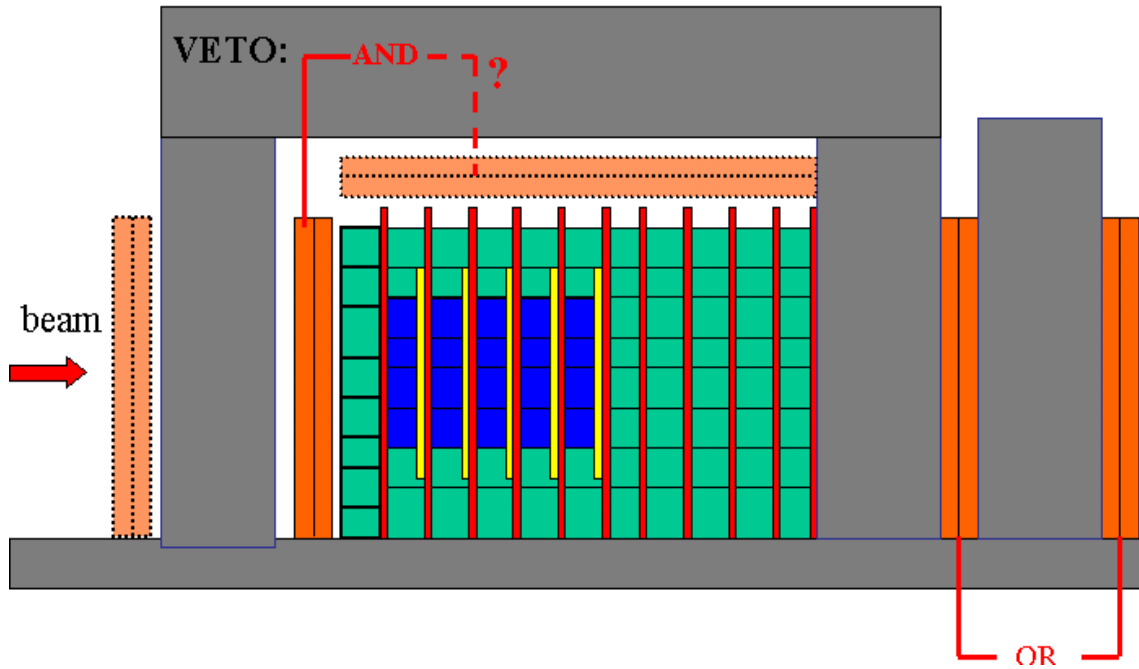


FIG. 7.5 – Structure du détecteur proposé avec deux système de déclenchement envisagés.

- 11 mini-murs de briques “à la OPERA”, arrangées en mur de 8×9 briques. Le premier et les cinq derniers murs seront montés avec des briques de plomb uniquement. Seuls les cinq murs suivants le premier contiendront des briques "actives" c'est à dire avec des films d'émulsions : 4×5 briques actives seront disposées au centre de chacun de ces cinq murs et le mur sera complété avec des briques de plomb. Les cinq derniers murs, faits de briques non actives, permettront le développement de la gerbe hadronique nécessaire dans l'étude des algorithmes de localisation de la brique d'interaction. Le premier mur de briques sans émulsions a été ajouté afin de récupérer les événements neutrinos dans la partie active du détecteur, produisant des particules rétrodiffusées susceptibles de donner un signal sur les RPC servant de veto (décrit par la suite).
- Les cinq murs contenant les briques actives sont suivis chacun par un plan de détecteur à fibres scintillantes provenant de l'expérience DONUT (SFT). Pour les besoins de cette expérience, les SFT étaient organisées en deux modules indépendants contenant chacun deux stations. La première station comprenait deux doublets de plans u/v avec des fibres alignées à $\pm 45^\circ$ par rapport à la verticale et un plan x avec des fibres alignées verticalement. La seconde station comprenait trois doublets de plans u/v et un plan x

(fig. 7.6).

OPERETTE profitera du recyclage d'un des modules de SFT de DONUT. Les SFT seront intercalés dans l'ordre suivant : uv-vu, x-vu-uv, vu-uv, vu-uv-x et vu-uv avec des plans disposés verticalement de manière à ce que les vues u/v soient parallèles à la direction x-y des plans de scintillateurs. La haute résolution de ces détecteurs (entre 200 et 300 microns, [74]) permettra de valider les algorithmes de localisation de la brique. Le taux d'acquisition des caméras CCD utilisées pour lire les SFT est de 30 images par seconde ($\tau=33$ ms). Pour un taux de cosmiques r , le temps mort introduit par les SFT sera de l'ordre de $\tau \times r$ et par conséquent, ce sera un paramètre important à prendre en compte dans la logique de déclenchement.

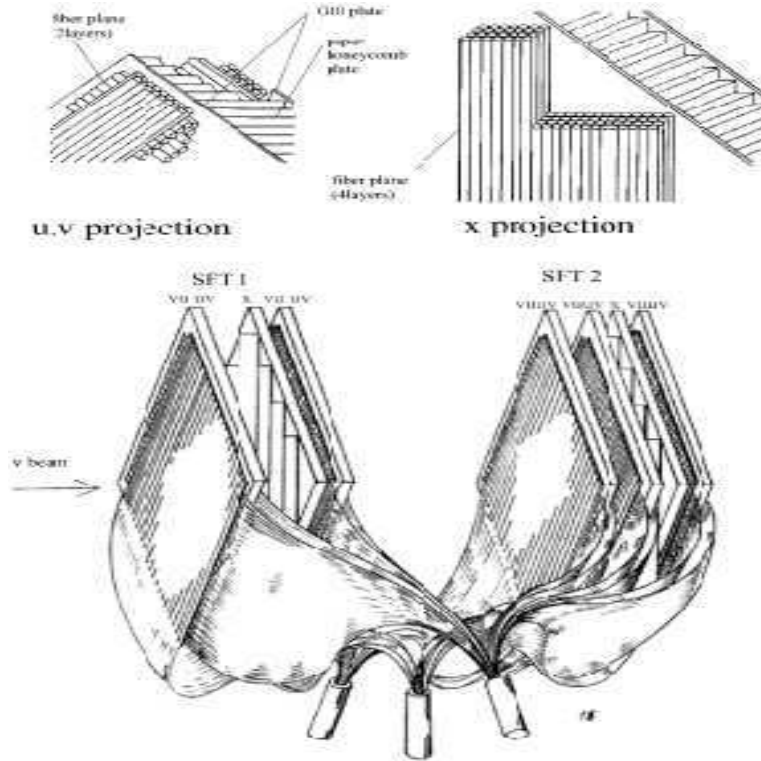


FIG. 7.6 – Vue schématique d'un module de SFT.

- Chaque mur est suivi d'un doublet XY de scintillateurs similairement au détecteur OPERA mais le doublet sera assemblé en 2 modules de 42 barreaux chacun au lieu des (4+4) modules de 64 barreaux qui composent les plans de $110 \times 110 \text{ cm}^2$ du détecteur OPERA. L'électronique utilisée sera celle d'OPERA mais avec une lecture d'un seul côté compte-tenu des petites dimensions des barreaux.
- Une première station de RPC (Resistive plate chamber), constituée de deux plans de RPC ($120 \times 120 \times 0.64 \text{ cm}^3$), est disposée devant le premier mur de briques et joue le rôle de VETO contre les rayons cosmiques et les muons corrélés au faisceau (l'addition d'une station de RPC au-dessus du détecteur a été également étudiée pour réduire le bruit de fond des rayons cosmiques). Deux autres stations de RPC séparées par un pilier en béton, placées à la fin du détecteur, permettront de déterminer la trajectoire des muons avec une résolution angulaire de 20 mrad environ. Cette information est primordiale pour l'étude de la localisation de la brique pour les événements neutrinos

courant chargé. Ces plans de RPC sont similaires à celles d'OPERA. Elles sont faites de deux plaques de bakelites séparées par 2 mm de gaz non-inflammable comprenant de l'isobutane (4%), de l'Argon (48%) et du R134 (48%). La lecture de ces RPC est possible grâce à des bandes métalliques de cuivre ("strips") de 3 cm alignées en X et Y.

7.3 Choix de l'emplacement du détecteur

Les caractéristiques du faisceau de neutrinos peuvent être déterminées par simulation à l'aide du code HALO. En supposant que le détecteur se trouve à la position I224 L.O.I., un spectre de neutrinos comparable à celui du CNGS ($\langle E_\nu \rangle \sim 17\text{GeV}$) est obtenu pour une distance de 1.6 m par rapport à l'axe du faisceau ce qui implique que le flux de neutrinos serait légèrement plus faible que dans le cas d'un détecteur "on-axis". Ce problème n'est rien comparativement aux frais nécessaires pour enterrer le détecteur et qui poussent à éliminer cette solution.

7.3.1 Considérations

Le faisceau de neutrinos atteint la surface à environ 1100 m du hall EHN2, sur un terrain longeant la frontière du CERN mais demeurant encore sa propriété, à proximité d'une route départementale. Une solution conciliant le coût de l'installation, l'accès au site, ... consisterait à installer le détecteur à cet endroit et pour compenser au mieux la réduction du flux de neutrinos due à l'éloignement, de le placer sur l'axe du faisceau (réduction d'un facteur 3 par rapport à la position L.O.I.).

Toutes considérations prises en compte, le meilleur emplacement pour l'installation du détecteur a été estimé à une distance de 950 m du hall EHN2. Le détecteur devra être installé à une profondeur de 1.35 m pour être sur l'axe du faisceau. Le nombre de neutrinos attendus est estimé à $2.9 \cdot 10^7 \nu_\pi$ et $9.3 \cdot 10^6 \nu_K$ par extraction pour une surface de $0.5 \times 0.5\text{m}^2$ centrée sur l'axe du faisceau. L'énergie moyenne des neutrinos est de 62.5 GeV pour ν_π et 161.5 GeV pour ν_K , donc plus élevée que celle du faisceau CNGS. Ces énergies ne constituent pas un problème pour les études prévues pendant ce test puisque, dans tous les cas, une comparaison données/simulation sera réalisée. La figure 7.7 montre la corrélation entre l'énergie des neutrinos et la position radiale évaluée à l'emplacement choisi pour OPERETTE.

Pour cet emplacement, tenant compte du flux de neutrinos prédit par le code HALO, de la section efficace d'interaction en courant chargé des neutrinos, des caractéristiques du faisceau (cycle de 16.8s avec une extraction lente de 5.2s) et de la masse des briques, le nombre d'interactions neutrinos est estimé à 6 événements/brique/mois en supposant un temps de fonctionnement permanent du faisceau. Pour 3 mois d'exposition et 100 briques, le calcul conduit à 1800 interactions ν_μ .

Concernant le bruit de fond, le détecteur sera sensible aux muons issus des interactions dans la roche devant le détecteur mais également aux muons cosmiques, ce qui n'est pas le cas pour OPERA grâce à la montagne du Gran Sasso. Les muons cosmiques horizontaux seront réduits puisque le détecteur devra être légèrement enterré.

7.3.2 Site d'installation

L'aspect technique de l'installation a été étudiée au CERN par les représentants du groupe EST/LEA (L. Gatignon et C. Ferrari) en collaboration avec D. Autiero [76]. L'installation d'un détecteur à l'extérieur des limites du CERN ne peut se faire qu'à condition de ne pas

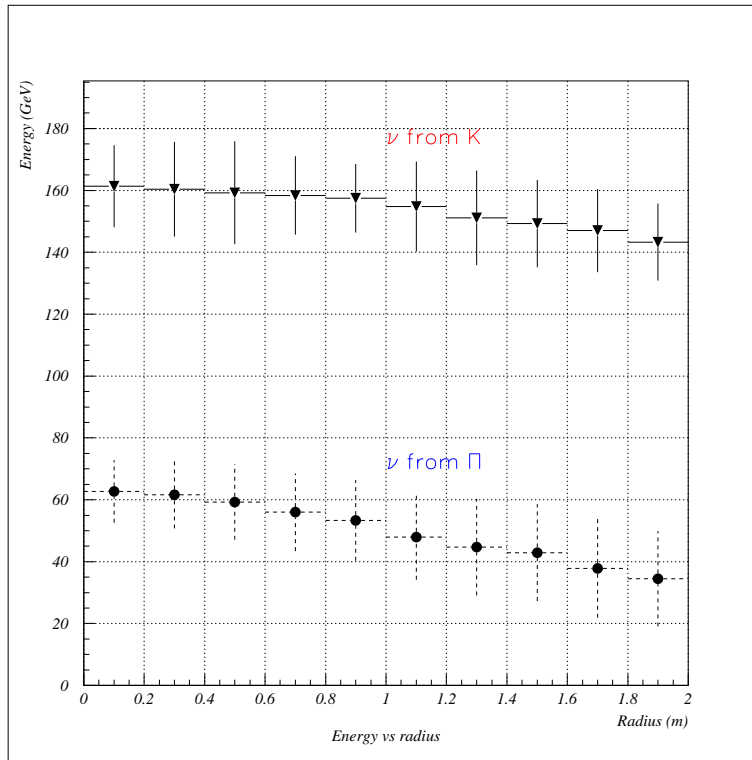


FIG. 7.7 – Corrélation entre l'énergie des ν_μ et la position radiale du détecteur pour les neutrinos issus des pions et ceux issus des kaons, évaluée à la position choisie pour OPERETTE.

excéder une durée de six mois et de rendre le terrain dans l'état d'origine. L'emplacement situé à 950 m du hall EHN2 permet de limiter les frais de terrassement, liés à la profondeur du puits à creuser pour mettre le détecteur on-axis, et ceux relatifs à l'accès de l'installation qui dépendent de la proximité de la route (figure 7.8).

Le prix total pour l'installation et l'infrastructure (électricité, système de drainage, tente, ...) a été évalué à 100 Keur. Le détecteur sera installé dans un puits de 3 m de profondeur et de surface $3 \times 14 \text{ m}^2$. Le sol du puits sera fait de blocs de béton identiques aux blocs utilisés par le CERN pour protéger les lignes de faisceau et couvert par une tente (figure 7.9). L'électricité sera fournie par une connexion EDF basse tension. Ce type d'infrastructure est très simple à mettre en place et ne nécessitera pas plus d'un mois de travail avec un mois supplémentaire pour la préparation de la route d'accès.

L'infrastructure a été adaptée en fonction des exigences des autorités locales en terme de sécurité, d'environnement, mais également de l'impact sur la population avoisinante d'une mesure sur faisceau faite à l'extérieur du CERN.

7.4 Simulation

L'exposition du détecteur aux rayons cosmiques nécessite de mettre en place une logique de déclenchement efficace (sélection des événements neutrinos avec une élimination importante des cosmiques) en prenant en compte le cycle du SPS (extraction lente de 5.2 s) et du temps mort introduit par les SFT.

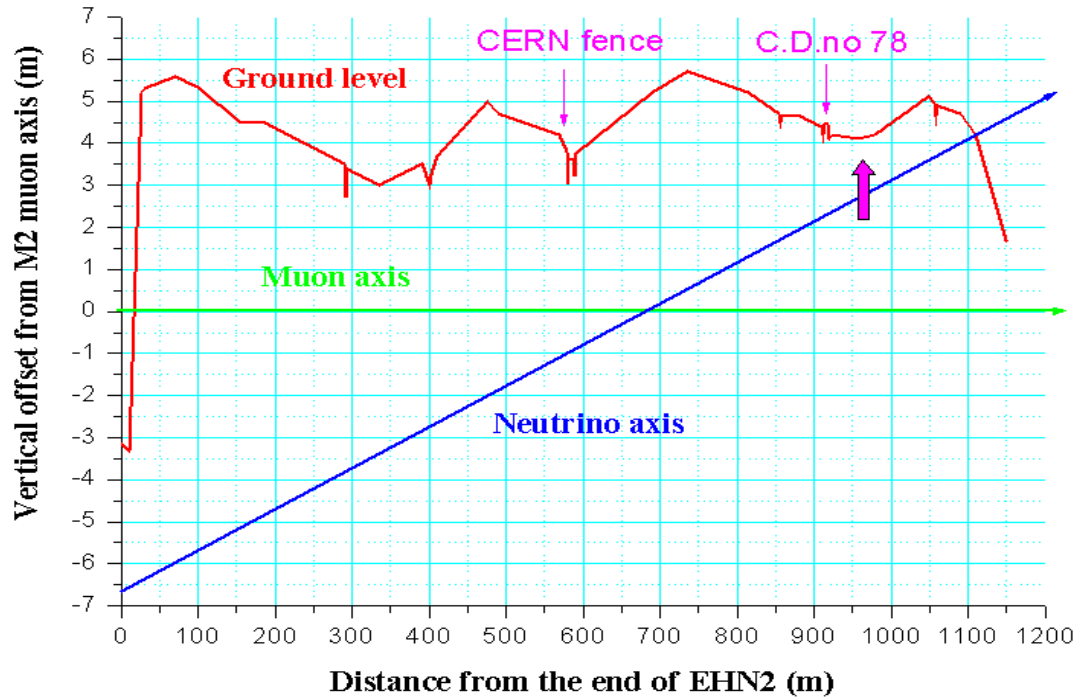


FIG. 7.8 – Position la plus pratique pour le détecteur OPERETTE.

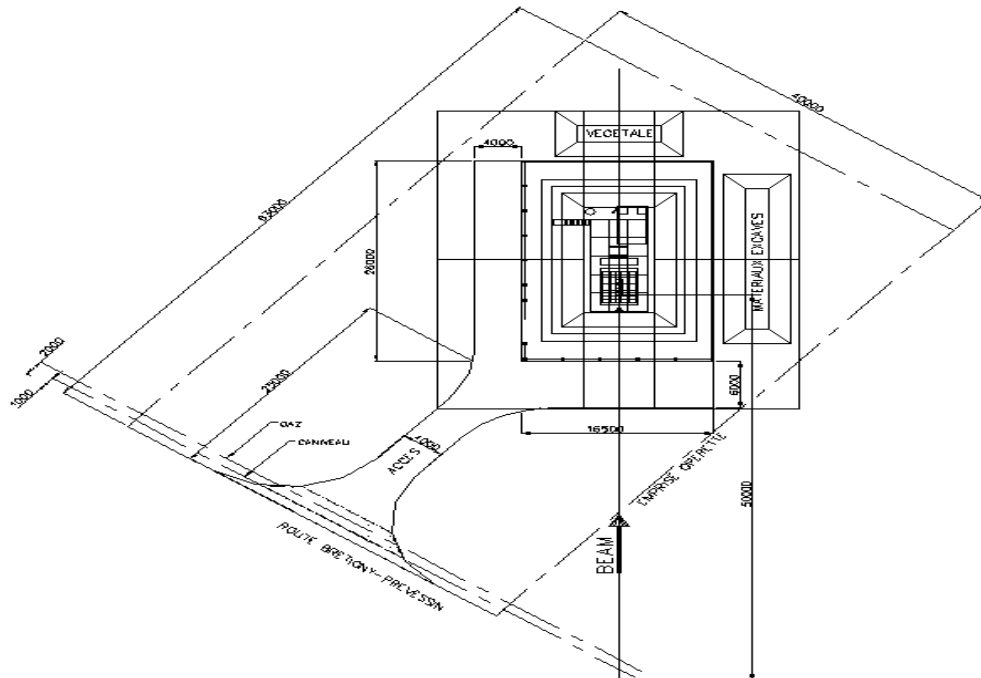


FIG. 7.9 – Schéma du site expérimental pour l'installation du test OPERETTE.

- Les événements neutrino ont été générés avec le générateur NOMAD (incluant les re-interactions nucléaires), générateur officiel de la simulation des événements OPERA (fig. 7.10). Le code HALO, utilisé pour la simulation du faisceau de COMPASS, permet d'estimer le flux de neutrinos en tenant compte de la position du détecteur OPERETTE par rapport à la cible de COMPASS ainsi que de sa dimension. Une paramétrisation du spectre en énergie des neutrinos produit avec ce programme pour l'emplacement choisi et uniquement pour les neutrinos provenant de la désintégration des pions a été mis en entrée du générateur. Les interactions neutrino ont été réparties aléatoirement dans les briques actives puisque seules ces briques seront développées et analysées.

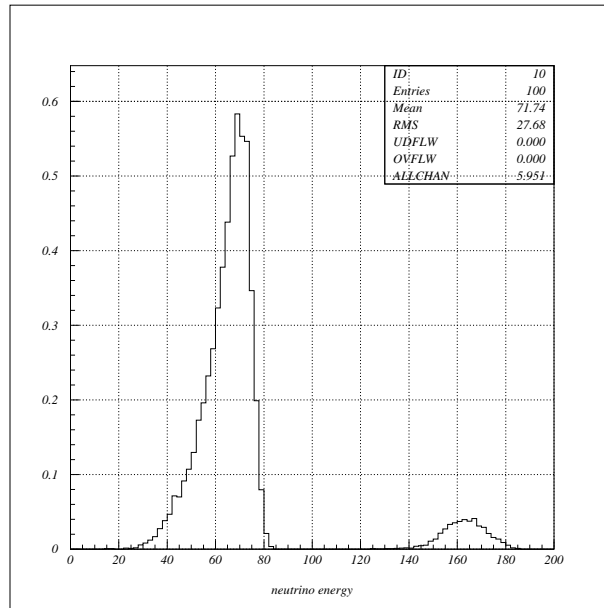


FIG. 7.10 – Spectre en énergie des événements CC et NC dans OPERETTE.

- Les muons cosmiques sont générés à partir d'un code simulation utilisé par l'expérience MACRO. Cette simulation prend en compte la géométrie du puits dans lequel sera installé le détecteur, dans le but de calculer la réduction du flux de cosmiques en fonction de l'angle zénithal et de fournir ainsi la position et la direction des muons restants à l'intérieur du puits (figures 7.11, 7.12). Les événements ν_μ et μ sont alors introduits dans la simulation GEANT d'OPERETTE.
- L'échantillon de muons venant de l'interaction des neutrinos dans la roche en amont du détecteur a une énergie moyenne de 30 GeV. Les muons arrivant au détecteur sont évalués en fonction de la perte d'énergie dans la roche entre le point d'interaction et le détecteur ($2.4\text{MeV}/\text{cm}^2/\text{g}$ pour $\langle E_\mu \rangle \geq 30$ GeV). Le flux estimé à l'emplacement du détecteur est de $3.7\mu/\text{cycle SPS}$ ce qui représente $6.10^5\mu/\text{m}^2/\text{mois}$.
- La digitisation des hits des scintillateurs réalisée pour OPERETTE est similaire à celle de OPERA. La réponse en charge des photomultiplicateurs est une convolution d'une distribution poissonienne décrivant la photoconversion de la cathode et d'une distribution gaussienne traduisant l'amplification par les dynodes :
 - L'énergie déposée associée à chaque hit est convertie en nombre de photoélectrons (pe) en utilisant le nombre de photoélectrons (10 pe au centre d'un barreau) et la perte d'énergie ($0.002\text{GeV}/\text{cm}$) correspondant à un MIP.

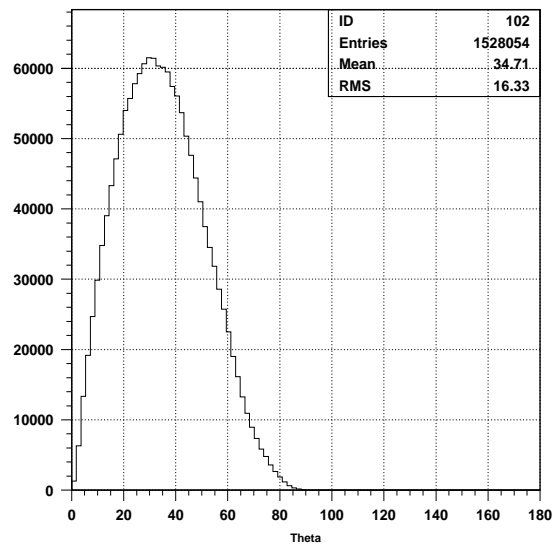


FIG. 7.11 – Distribution angulaire des muons cosmiques à l'intérieur du puits expérimental.

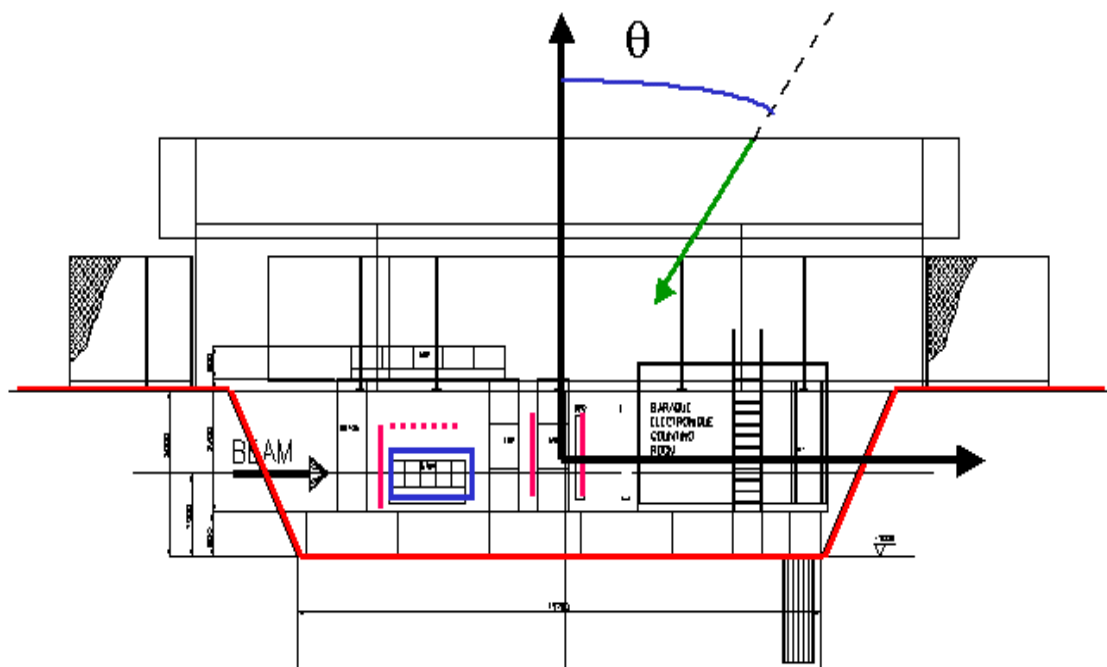


FIG. 7.12 – Vue schématique du puits dans lequel sera installé le détecteur.

- Ce nombre est corrigé par un facteur tenant compte de l'atténuation de la fibre dans le scintillateur jusqu'au photomultiplicateur et par une fluctuation de poisson.
- Le signal final est le résultat d'un tirage aléatoire suivant une gaussienne de moyenne égale au nombre de photoélectrons et dont la largeur σ dépend des caractéristiques du photomultiplicateur ([75]).

Les variations de gains entre les pixels des photomultiplicateurs sont également prises en compte dans la digitisation en appliquant des facteurs de correction de gain provenant de mesures faites avec des photomultiplicateurs multianodes.

Pour les RPC, l'efficacité de détection est introduite dans la simulation.

- Les SFT sont simulées uniquement du point de vue du matériel.

Les figures 7.13 et 7.14 montrent un événement ν_μ CC et un événement cosmique obtenu avec une simulation GEANT3.

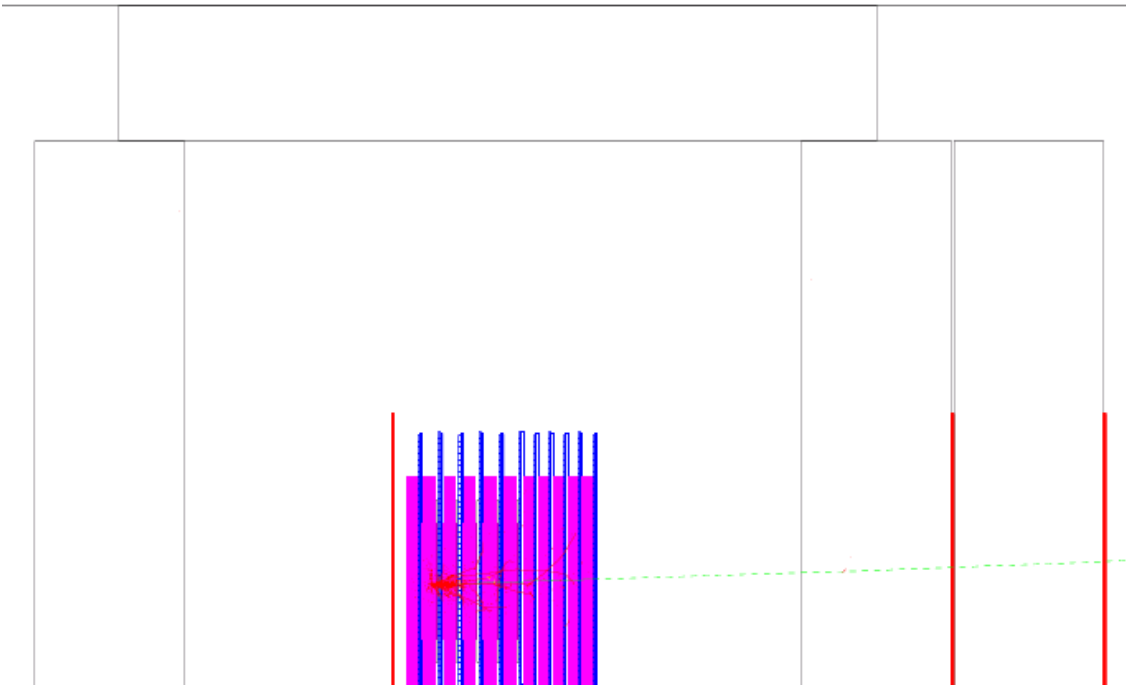


FIG. 7.13 – Événement ν_μ CC. Le faisceau vient de la gauche.

7.5 Etude du système de déclenchement

7.5.1 Objectif

Le système de déclenchement doit permettre de sélectionner les interactions neutrino de manière efficace tout en rejetant les événements muons corrélés au faisceau et les événements cosmiques traversant les plans de scintillateur (TT), donnant lieu à un dépôt d'énergie semblable à celui d'un événement neutrino.

Compte tenu du nombre total de briques, le taux d'interactions neutrinos dans OPERETTE est de 3168 interactions ν /mois ce qui représente environ 0.02 interaction ν /cycle SPS, il est donc très faible contrairement au taux de cosmiques et au taux de muons venant du faisceau.

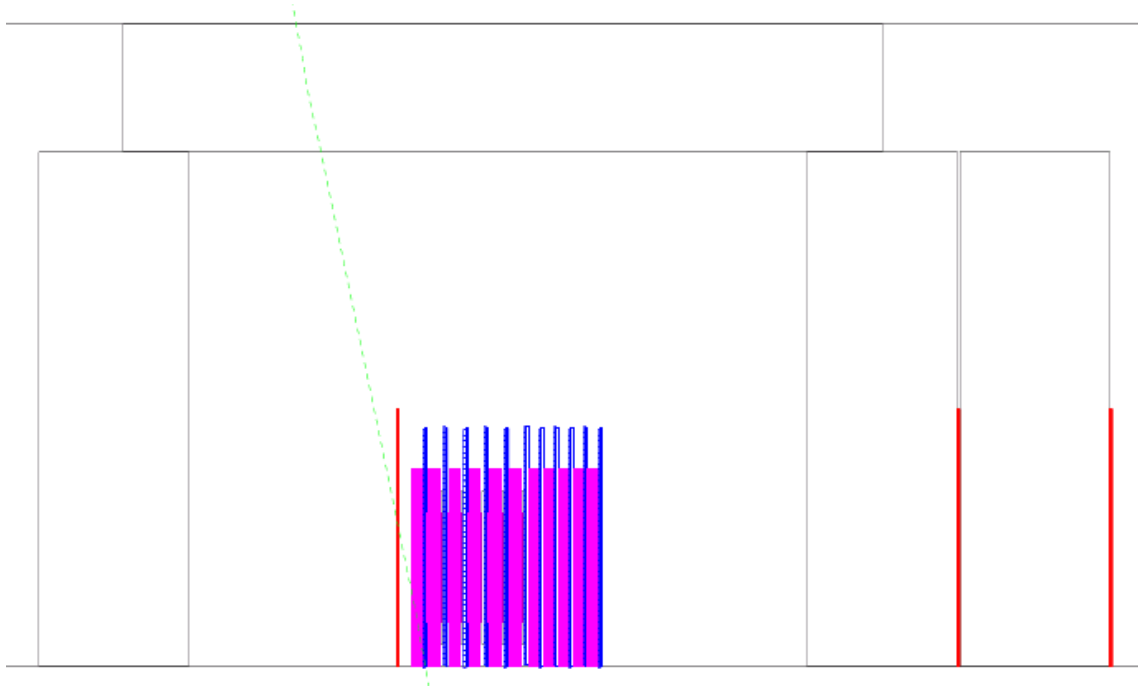


FIG. 7.14 – Événement cosmique.

Le système de déclenchement devra rejeter avec une très bonne efficacité ce type d'événements sans pour autant générer un temps mort important dû au temps d'acquisition des détecteurs à fibres scintillantes (33ms) et qui aboutirait à une perte d'informations sur les événements neutrino.

Une autre contrainte est imposée par la décision prise en temps réel de déclencher la lecture des SFT. Cela limite le choix des variables d'entrée pour la logique de déclenchement aux signaux de sortie des détecteurs rapides comme les RPC ainsi qu'au signal de sortie de la dernière dynode de chaque photomultiplicateur utilisée dans la lecture des plans de scintillateurs. Le signal est proportionnel à l'énergie totale déposée dans les plans de scintillateur correspondant. Les sorties de l'ensemble des photomultiplicateurs peuvent être linéairement sommées afin d'obtenir un signal proportionnel au nombre de photoélectrons (donc à l'énergie totale) de l'événement. Les autres informations comme par exemple le nombre de barreaux de scintillateurs touchés ne peuvent pas être exploitées au niveau de la logique de déclenchement¹⁸. Les photomultiplicateurs seront lus avec les cartes d'acquisition par Ethernet développées pour OPERA. En ce qui concerne les RPC, leur lecture sera faite avec les cartes développées lors des tests au CERN. Ces cartes ont une haute impédance et peuvent être branchées directement sur les câbles reliant les strips à la sortie. Chaque carte fournit un déclenchement rapide qui correspond au OR d'un groupe de 16 canaux.

¹⁸La logique de déclenchement est basée sur la lecture de la douzième dynode des photomultiplicateurs et dont le signal correspond à la somme des 64 canaux. Il est nécessaire d'avoir une acquisition rapide pour envoyer un signal aux SFT.

7.5.2 Logiques de déclenchement

Pour sélectionner les interactions neutrinos en rejetant les événements muons, la logique de déclenchement suivante a été mise en place :

- La station RPC placée en amont de la cible et jouant le rôle de VETO est utilisée en anti-coïncidence.
- Des coupures adaptées permettant de distinguer les interactions neutrinos dans la cible des muons la traversant sont appliquées sur l'énergie mesurée par les plans de scintillateurs.
- Dans le cas où les stations RPC placées à la fin du détecteur détectent un muon et en l'absence de signal sur la station veto en amont de la cible, l'événement est classé comme ν_μ CC et les coupures en énergie ne sont pas appliquées. Cela permet de récupérer une grande partie des événements ν_μ CC pour lesquels le muon est facilement identifiable au niveau des stations RPC et qui auraient été rejetés par les coupures en énergie.

Concernant les muons issus de l'interaction des neutrinos dans la roche, le flux attendu est estimé à $3.7\mu/m^2/cycle$ SPS. Il doit être pris en compte seulement pendant la durée de l'extraction (5.2s) ce qui conduit, après intégration sur la surface du détecteur ($1m^2$) à un taux effectif par extraction de 0.71Hz. Ce taux sera réduit par le veto constitué par la station RPC en amont de la cible. Chaque station RPC fournit un signal de déclenchement correspondant au AND des deux plans de RPC la formant. L'efficacité d'une station de RPC est de 96.8% (test au CERN, été 2002). L'inefficacité provient essentiellement de la présence de petites pièces liant les deux plaques de bakélite appelées "spacers", disposées suivant une grille de cellules $10 \times 10cm^2$.

En tenant compte de cette efficacité, le taux de muons corrélés au faisceau pendant une extraction est réduit à 0.023Hz. Le taux de déclenchement relatif aux muons du faisceau est considéré égal à 0.023Hz (par défaut) en considérant que la totalité des muons estimés passent la logique de déclenchement du détecteur, aucune simulation de ces muons dans le détecteur n'ayant été réalisée.

Le taux de muons issus de l'interaction des neutrinos dans la roche pourrait être encore réduit par un facteur 30 en plaçant une station RPC supplémentaire en amont du détecteur en faisant le OR avec la station RPC suivante, à condition de la décaler de 5 cm pour éviter la superposition des spacers. Mais compte tenu du faible taux de déclenchement obtenu avec une seule station, l'addition d'une station supplémentaire ne semble pas nécessaire. Les interactions de neutrinos dans la roche en amont de OPERETTE produisent environ 15000 muons par mois qui vont laisser des traces dans les émulsions.

Concernant le bruit de fond dû aux rayons cosmiques, les gerbes électromagnétique et hadronique sont stoppées par le blindage fait par les blocs de béton mis au-dessus du détecteur : seuls les muons atteindront le détecteur.

Le système de déclenchement est basé sur la logique suivante (figure 7.5) :

- (**Trigger A**) Les événements sont enregistrés si la première station RPC n'est pas touchée ET (si le nombre de photoélectrons est supérieur à un seuil donné OU si l'une des deux dernières stations RPC au moins est touchée (un muon est identifié)).

A titre de comparaison, les résultats obtenus avec un autre logique n'utilisant pas l'identification du muon sont reportés :

- (**Trigger B**) Les événements sont enregistrés si la première station RPC n'est pas touchée et si le nombre total de photoélectrons dans le détecteur est supérieur à un seuil donné.

7.5.3 Résultats

Les résultats obtenus avec différents seuils en photoélectrons sont montrés dans le tableau 7.1 (fig. 7.15). Le trigger A conduit bien sûr à de meilleurs résultats pour les ν_μ CC que le trigger B, grâce à la détection des deux dernières stations RPC.

TAB. 7.1 – Taux de déclenchement et efficacité pour les événements cosmiques, ν_μ CC et ν_μ NC obtenus avec les logiques de déclenchement A et B, basées sur une coupure sur le nombre total de photoélectrons (pe) dans les plans de scintillateurs.

Nombre de pe	cosmiques(Hz)	ν_μ CC	ν_μ NC
trigger A			
> 100	53.2	98.6%	84.9%
> 150	20.6	98.6%	78.7%
> 200	7.8	98.5%	72.2%
> 250	4.5	98.3%	66.3%
> 300	3.2	98.3%	60.8%
> 350	2.4	98.0%	55.6%
> 400	1.9	97.6%	50.3%
> 550	1.6	97.0%	45.5%
trigger B			
> 100	53.0	93.8%	84.8%
> 150	20.1	88.2%	78.6%
> 200	7.4	82.3%	71.9%
> 250	3.9	76.6%	65.7%
> 300	2.7	70.3%	59.8%
> 350	2.1	64.6%	54.2%
> 400	1.6	58.2%	48.8%
> 550	1.2	52.4%	43.5%

Pour réduire le nombre de muons cosmiques passant la logique de déclenchement, l'addition d'une station RPC placée au-dessus du détecteur a été étudiée. Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau 7.2 pour les deux logiques.

A la vue des résultats, la logique de déclenchement choisie est la A avec un seuil de 350 photoélectrons ($n_{pe} > 350$). Le taux de déclenchement relatif aux cosmiques est de 2.4 Hz et les efficacités de déclenchement pour les interactions ν_μ dans les briques sont de 98.0% pour les CC et de 55.6% pour les NC. Pour les mêmes coupures, mais en ajoutant la station RPC placée au-dessus du détecteur, le taux de cosmiques est réduit à 1.2 Hz avec une baisse de $\sim 7\%$ des efficacités ν_μ . Le taux d'acquisition des SFT (30 images par seconde) génère un temps mort de 7.3% pour un taux de cosmiques de 2.4 Hz. Par conséquent, en prenant en considération les efficacités ν_μ et le temps mort généré, il ne semble pas réellement nécessaire d'alourdir le dispositif expérimental.

Par souci de comparaison, une étude similaire a été menée avec des coupures en énergie légèrement différentes. La coupure sur le nombre total de photoélectrons a été remplacée par une coupure sur le nombre de plans de scintillateurs ayant un signal supérieur à un seuil donné de photoélectrons (10, 20, 30, 40 ou 50 photoélectrons)(figure 7.16). Cette coupure permet de refléter le fait que lors d'une interaction neutrino, le dépôt d'énergie est important sur les

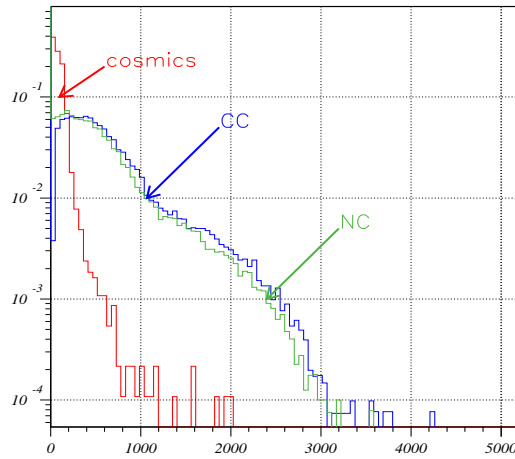


FIG. 7.15 – Energie totale des événements en photoélectrons.

TAB. 7.2 – Taux de déclenchement et efficacité pour les événements cosmiques, ν_μ CC et ν_μ NC obtenus avec les logiques de déclenchement A et B, basées sur une coupure sur le nombre total de photoélectrons (pe) dans les plans de scintillateurs avec une station RPC placée au-dessus du détecteur et jouant le rôle de véto.

Nombre de pe	cosmiques(Hz)	ν_μ CC	ν_μ NC
trigger A			
> 100	29.7	91.7%	77.5%
> 150	9.2	91.0%	71.6%
> 200	3.5	91.0%	65.1%
> 250	2.1	90.9%	59.4%
> 300	1.6	90.8%	54.0%
> 350	1.2	90.6%	49.1%
> 400	1.0	90.1%	44.4%
> 550	0.9	89.5%	39.5%
trigger B			
> 100	23.9	82.0%	85.1%
> 150	8.8	76.6%	79.5%
> 200	3.2	70.8%	73.7%
> 250	1.9	65.1%	67.8%
> 300	1.2	59.7%	62.1%
> 350	0.9	54.2%	56.4%
> 400	0.7	48.5%	50.4%
> 550	0.6	43.5%	45.1%

plans de scintillateur proches du vertex d'interaction. Les résultats obtenus sont montrés dans le tableau 7.3. Avec un seuil de 40 photoélectrons et au moins deux plans de scintillateurs remplissant cette condition ($nTT_{(pe>40)} > 2$), le taux de cosmique obtenu et les efficacités ν_μ sont similaires à ceux obtenus avec la logique A et une coupure sur l'énergie totale. Les deux méthodes sont possibles mais la logique utilisant une coupure sur le nombre total de photoélectrons a l'avantage de mieux compenser les différences de gains entre les pixels des photomultiplicateurs.

TAB. 7.3 – Taux de déclenchement et efficacité pour les événements cosmiques, ν_μ CC et ν_μ NC obtenus avec les logiques de déclenchement A et B, basées sur une coupure sur le nombre de plans de scintillateurs avec un signal supérieur à 10, 20, 30, 40 ou 50 photoélectrons. La coupure sur le nombre de plans reportés dans ce tableau montre qu'il est possible d'obtenir des résultats similaires à ceux obtenus avec une coupure sur l'énergie totale.

seuil	Nombre de plans avec un signal supérieur au seuil	cosmiques (Hz)	ν_μ CC	ν_μ NC
trigger A				
> 10	7	5.4	97.9%	61.4%
> 20	3	8.8	98.2%	69.3%
> 30	2	4.9	98.1%	64.5%
> 40	2	1.7	97.5%	54.6%
> 50	1	7.2	98.1%	63.6%
trigger B				
> 10	7	5.1	75.5%	60.7%
> 20	3	8.3	77.6%	68.8%
> 30	2	4.5	71.9%	63.8%
> 40	2	1.2	60.9%	53.6%
> 50	1	7.1	67.5%	62.7%

En principe, il est possible d'implémenter les deux conditions de déclenchement simultanément (sélection des événements ayant une énergie totale supérieure à un seuil et sélection des événements ayant au moins un certain nombre de plans de scintillateurs avec un signal supérieur à un seuil en photoélectron donné). Les résultats obtenus alors sont reportés dans le tableau 7.4.

TAB. 7.4 – Corrélation entre les deux conditions de déclenchement : $n_{pe} > 350$ and $nTT_{(pe>40)} > 2$.

Condition de déclenchement	cosmiques (Hz)	ν_μ CC	ν_μ NC
$n_{pe} > 350$	2.4	98,1%	55,6%
$nTT_{(pe>40)} > 2$	1.7	97,6%	54,7%
$n_{pe} > 350$ AND $nTT_{(pe>40)} > 2$	0.6	97,4%	50,6%

Il apparaît que l'implémentation des deux conditions de déclenchement permet de réduire de manière significative le taux de cosmiques (0.6 Hz) avec une légère réduction des efficacités

ν_μ (97.4%(CC) et 50.6%(NC)). La meilleure combinaison des deux conditions de déclenchement a été obtenue pour : $n_{pe} > 220$ AND $nTT_{(pe>20)} > 2$. Le taux de cosmiques est alors de 2.1Hz et les efficacités ν_μ de 98.4%(CC) et 68.2%(NC) avec une amélioration importante pour les événements NC. Cette combinaison est choisie comme logique de déclenchement pour OPERETTE.

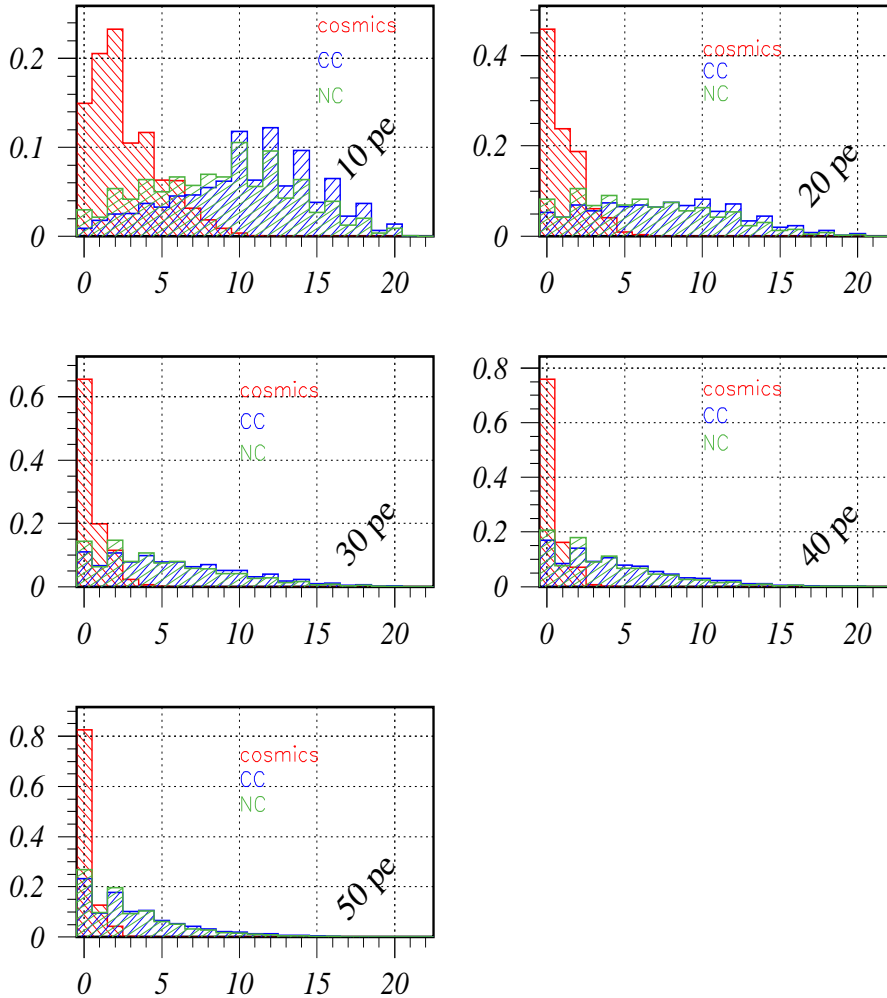


FIG. 7.16 – Nombre de plans de scintillateurs ayant un signal supérieur à un seuil donné de photoélectrons (10, 20, 30, 40, 50 pe) pour les cosmiques (rouge), les ν_μ CC (bleu) et les ν_μ NC (vert), après la sélection de déclenchement.

7.6 Analyse *offline*

Un taux de cosmique de 2.1Hz correspond à un enregistrement de 6.10^6 événements cosmiques par mois et 508 interactions ν_μ dans les briques actives (les efficacités de sélection et le temps mort étant pris en compte). Les événements cosmiques devront être supprimés au moment de l'analyse dite "offline" avec un facteur de réjection d'environ 10^4 . Une analyse par réseau de neurones exploitant la topologie des événements devrait le permettre sans difficulté. A titre d'exemple, une simple coupure sur le nombre de plans de scintillateurs touchés (plus de 9 plans) (fig. 7.17) permet d'éliminer environ 80% des événements cosmiques tout en gardant 98.1% des événements ν_μ CC et 64.7% ν_μ NC. Cette coupure "offline" est efficace du fait de sa corrélation avec celle appliquée "online" sur l'énergie totale (fig. 7.18).

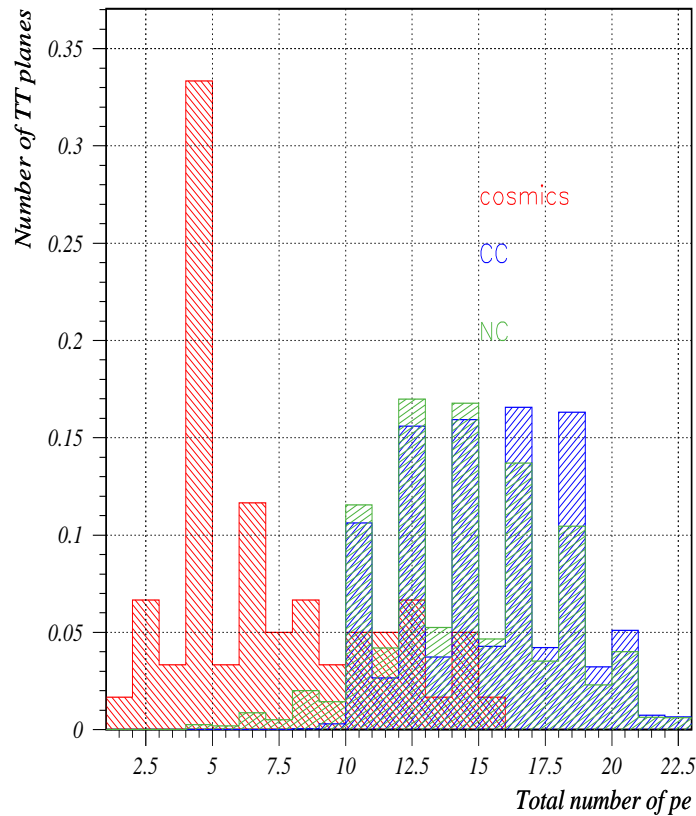


FIG. 7.17 – Nombre de plans de scintillateurs touchés par événements pour les cosmiques (rouge), les ν_μ CC (bleu) et les ν_μ NC (vert) après la condition de déclenchement.

L'utilisation des détecteurs à fibres scintillantes va s'avérer être un outil très puissant pour identifier les événements cosmiques. Les SFT ayant une très bonne résolution spatiale, elles permettront de rejeter les événements donnant un seul "hit" (un seul barreau allumé) par plan (typiquement le cas de muons) et de garder les événements neutrino, laissant plusieurs hits sur les plans proches au vertex d'interaction. La simulation des SFT incluant une digitisation était prévue par la suite de manière à exploiter la totalité des informations disponibles si le projet est réalisé (indispensable pour la vérification des différents algorithmes).

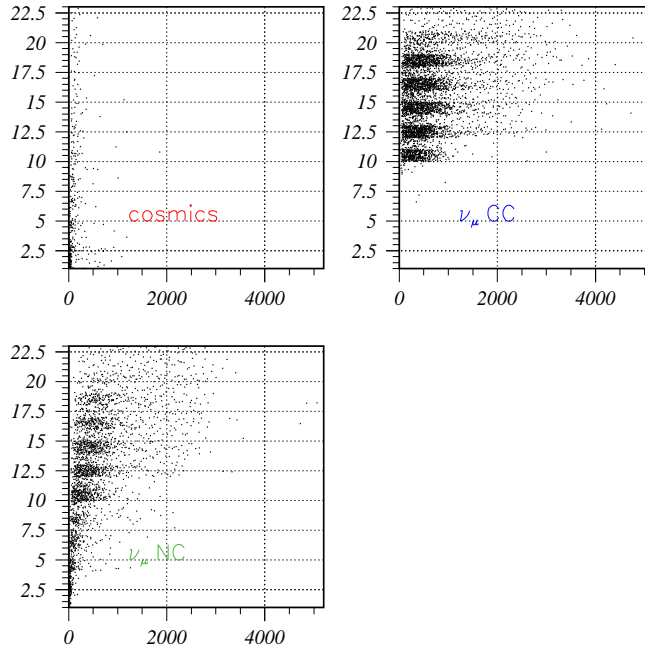


FIG. 7.18 – Nombre de plans de scintillateurs en fonction du nombre de photoélectrons pour les cosmiques, les ν_{μ} CC et les ν_{μ} NC.

Pour des questions de coût et de quantité de briques disponibles, il ne sera pas possible d’extraire immédiatement les briques contenant une interaction neutrino. Dans le pire des cas, les briques seront extraites au bout des trois mois d’exposition ce qui donnera une moyenne de 12 interactions ν_{μ} par brique. Un compromis serait d’extraire les 100 briques actives au bout d’un mois d’exposition ce qui réduirait à 4 le nombre moyen d’interactions par brique. Quoi qu’il en soit, pour ce qui concerne la localisation de brique, les SFT permettront une vérification “online” de la prédiction faite par les plans de scintillateurs sans avoir à développer les briques, ce seront en quelque sorte des “Changeable Sheet” électroniques. Dans le cas où les briques sont extraites à la fin de chaque mois d’exposition, l’étude des traces dans les SFT servira à délimiter la région d’émulsions à développer, ce qui réduira la charge de développement.

Ce test représente un très bon entraînement pour la stratégie de développement des émulsions, même si les 400 événements ν_{μ} collectés en un mois représentent seulement 7 jours d’activité pour OPERA. C’est également une occasion de contrôler les procédures d’échange et de communication des informations entre les différents laboratoires de développement des émulsions en Europe et au Japon et notamment les différents systèmes de base de données envisagés pour OPERA.

7.7 Conclusion

Le but de cette étude était de prouver la faisabilité du test sur faisceau OPERETTE. L'installation du détecteur en surface sur un terrain appartenant au CERN était possible ce qui aurait facilité tous les aspects techniques notamment celui de l'accès au site. A cet emplacement, l'exposition d'une centaine de briques sur le faisceau de neutrinos aurait permis de bénéficier d'environ 1K interactions ν_μ CC, très utiles pour la validation et le développement des algorithmes de localisation de la brique et de développement. Une logique de déclenchement relativement simple aurait permis d'éliminer le bruit de fond dû aux cosmiques et aux muons corrélés au faisceau avec un temps mort raisonnable au niveau de la lecture des SFT.

Chapitre 8

Perspectives

Les derniers résultats de SNO et de KamLAND apportent une solide preuve de l'oscillation des neutrinos solaires. Des quatre solutions considérées jusqu'à il y a encore quatre ans, c'est la région des paramètres d'oscillation de la solution LMA qui est aujourd'hui conservée. Le meilleur ajustement obtenu par une analyse combinant les différents résultats dans le domaine des neutrinos solaires et ceux de l'expérience sur réacteur KamLAND aboutit aux valeurs des paramètres d'oscillation suivants (90% C.L., [21]) :

$$\begin{aligned}\Delta m_{solaire}^2 &= 7.1_{-0.3}^{+1.0} \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \\ \theta_{solaire} &= 32.5_{-1.6}^{+1.7}\end{aligned}$$

Dans le secteur des neutrinos atmosphériques, l'interprétation en terme d'oscillation des neutrinos des derniers résultats de Super-Kamiokande (analyse L/E) conduisent aux valeurs de paramètres suivants (90% C.L., [47]) :

$$\begin{aligned}\Delta m_{atm}^2 &= 2.4_{-0.5}^{+0.6} \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \\ \theta_{atm} &\approx 45^\circ\end{aligned}$$

Enfin, l'analyse des résultats dans un formalisme à trois saveurs incluant les résultats de l'expérience sur réacteur CHOOZ (ainsi que les résultats similaires de l'expérience sur réacteur Palo Verde) contraint l'angle de mélange θ_{13} :

$$\begin{aligned}\text{pour } \Delta m_{23}^2 &= 2.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \quad \theta_{13} < 13^\circ \\ \text{pour } \Delta m_{23}^2 &= 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \quad \theta_{13} < 11^\circ\end{aligned}$$

Cette approche à 3 saveurs ne prend pas en considération les résultats de l'expérience LSND concluant à une oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ pour $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ à faible angle de mélange. La majeure partie de la région d'oscillation permise est exclue par l'expérience KARMEN mais deux régions à $\Delta m^2 < 1 \text{ eV}^2$ et $\Delta m^2 \sim 7 \text{ eV}^2$ restent autorisées. L'expérience MiniBooNE qui a débuté en août 2002 permettra prochainement de confirmer ou d'infirmer les résultats de LSND.

La matrice de mélange MNS reliant les états propres de saveur et les états propres de masse fait intervenir trois angles de mélanges (θ_{12} , θ_{23} et θ_{13}), deux différences de masse et une phase δ de violation de CP. Si les neutrinos sont de Majorana alors deux autres phases de violation de CP doivent être ajoutées ; elles n'ont pas d'impact sur la probabilité d'oscillation. La faible valeur θ_{13} autorise en première approximation une interprétation des résultats des

neutrinos solaires et atmosphériques dans un formalisme à deux saveurs avec deux valeurs de Δm^2 : $\Delta m_{solaire}^2$ et Δm_{atm}^2 . La hiérarchie $\Delta m_{solaire}^2 \ll \Delta m_{atm}^2$ implique que :

$$\Delta m_{solaire}^2 = \Delta m_{12}^2 \quad \Delta m_{atm}^2 \simeq \Delta m_{23}^2 \simeq \Delta m_{13}^2$$

Ainsi, les expériences dans le domaine des neutrinos atmosphériques permettent d'accéder à Δm_{23}^2 , θ_{23} tandis que celles dans le domaine des neutrinos solaires conduisent à Δm_{12}^2 , θ_{12} . L'angle θ_{13} lie les deux oscillations. Deux schémas sont alors possibles pour la hiérarchie de masse : le schéma de masse "normale" et le schéma de masse "inverse" (figure 8.1) car seule la valeur absolue de Δm_{atm}^2 est aujourd'hui connue¹⁹.

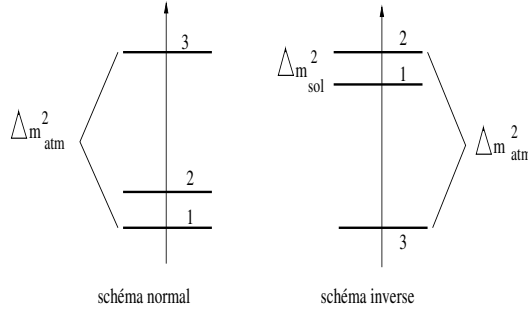


FIG. 8.1 – Schémas possibles de la hiérarchie de masse des neutrinos : schéma normal (à gauche) et schéma inverse (à droite).

Trois paramètres importants de la matrice de mélange sont donc encore à déterminer : le signe de Δm_{23}^2 , la valeur de l'angle de mélange θ_{13} et la phase δ de la violation CP sans oublier une mesure plus précise des autres paramètres (θ_{12} , θ_{23} et Δm_{12}^2 et Δm_{23}^2).

En posant $\alpha = \Delta m_{12}^2 / \Delta m_{23}^2 \simeq 0.03$, la probabilité d'oscillation $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$ et $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ par exemple peuvent s'exprimer sous la forme d'un développement de Taylor en α et $\sin 2\theta_{13}$:

$$\begin{aligned} P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu} &\simeq 1 - \cos^2 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \Delta + 2\alpha \cos^2 \theta_{13} \cos^2 \theta_{12} \sin^2 2\theta_{23} \Delta \cos \Delta \\ P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} &\simeq \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2 \theta_{23} \frac{\sin^2[(1 - \hat{A})\Delta]}{(1 - \hat{A})^2} \\ &\pm \alpha \sin(2\theta_{13}) \xi \sin \delta \sin(\Delta) \frac{\sin(\hat{A}\Delta) \sin[(1 - \hat{A})\Delta]}{\hat{A} (1 - \hat{A})} \\ &+ \alpha \sin(2\theta_{13}) \xi \cos \delta \cos(\Delta) \frac{\sin(\hat{A}\Delta) \sin[(1 - \hat{A})\Delta]}{\hat{A} (1 - \hat{A})} \\ &+ \alpha^2 \cos^2 \theta_{23} \sin^2(2\theta_{12}) \frac{\sin^2(\hat{A}\Delta)}{\hat{A}^2} \end{aligned}$$

avec $\Delta = \Delta m_{23}^2 L / (4E)$, $\xi = \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23}$, $\hat{A} \equiv 2\sqrt{2}G_F n_e E / \Delta m_{23}^2$ (G_F étant la constante de Fermi) et au niveau du deuxième terme, un "−" pour les neutrinos et "+" pour les anti-neutrinos. Il est à souligner que le signe de \hat{A} dépend du signe de Δm_{23}^2 et qu'il croît linéairement avec l'énergie du neutrino.

La probabilité d'oscillation dépend de façon complexe de plusieurs paramètres θ_{13} , δ , Δ et signe de Δm_{23}^2 . Chaque terme a un comportement différent vis-à-vis de la violation de CP,

¹⁹ Les expériences sur les neutrinos atmosphériques mesurent seulement la disparition de ν_μ interprétable en terme d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ dont la dépendance en Δm_{23}^2 est quadratique.

des effets de matière et de θ_{13} . Pour observer un effet dû à la violation de CP, θ_{13} doit être non nul ; sa valeur déterminera la stratégie de mesure expérimentale pour mettre en évidence les différents effets.

Une seule expérience ne permet pas, avec la mesure de la probabilité d'oscillation, d'extraire sans ambiguïté tous les paramètres de la matrice de mélange. Pour les mesurer individuellement, il faut faire plusieurs expériences à différentes énergies ou distances et/ou la mesure d'autres probabilités d'oscillation.

Les ambiguïtés sont liées :

- à la mesure de θ_{13} : deux valeurs (δ, θ_{13}) et (δ', θ_{13}') peuvent conduire aux mêmes mesures de $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ et $P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e}$.
- au signe de Δm_{atm}^2 : un couple de valeurs (δ, θ_{13}) pour un signe de Δm_{atm}^2 peut donner les mêmes probabilités d'oscillation qu'un autre couple de valeurs (δ', θ_{13}') avec le signe opposé de Δm_{atm}^2 .
- à la mesure de θ_{23} : il est impossible de dire aujourd'hui si θ_{23} est plus grand ou plus petit que 45° puisque les expériences d'oscillation n'accèdent à θ_{23} que par une dépendance en $\sin^2(2\theta_{23})$.

Leur prise en compte dans l'expression de la probabilité d'oscillation $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}$ conduit à une dégénérescence d'ordre 8 c'est à dire que pour une mesure de $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}$, il est possible de trouver 8 couples (δ, θ_{13}) conduisant à la même valeur de $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}$. La problématique des dégénérescences est expliquée en détails dans la référence [79].

En considérant le terme de premier ordre et en négligeant les effets de matière, la probabilité d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ prend la forme :

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} \sim \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E}$$

Elle est donc directement²⁰ liée à θ_{13} et indépendante de la phase δ de violation de CP.

8.1 Perspectives à court et moyen terme

La connaissance actuelle des différents paramètres des neutrinos est résumée dans le tableau 8.1. Le projet K2K actuellement en fonctionnement et les projets NuMI (MINOS) et CNGS (ICARUS et OPERA) en cours de construction fourniront dans les prochaines années, la preuve de l'oscillation dans le secteur atmosphérique avec des mesures plus précises de Δm_{23}^2 et θ_{23} (10% près). La recherche d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ par MINOS et OPERA/ICARUS devrait permettre d'abaisser la limite supérieure sur θ_{13} aux alentours de 7° , la probabilité d'oscillation $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ lui étant directement proportionnelle.

Si θ_{13} est suffisamment grand, sa mesure sera donc possible avec les expériences actuelles. En revanche, la détermination du signe de Δm_{atm}^2 (donc du schéma de hiérarchie de masse), de la phase δ de violation de CP (et de θ_{13} selon sa valeur) nécessitent de passer à des expériences "long baseline" de seconde génération utilisant des faisceaux plus intenses que les faisceaux conventionnels (Nova, T2K et le projet de Fréjus) ou de nouveaux faisceaux comme les Betabeams ou les usines à neutrinos. Une nouvelle génération d'expériences sur réacteurs de type CHOOZ est également envisagée pour accéder à l'angle de mélange θ_{13} .

Réacteurs Une mesure précise de θ_{13} est possible par l'étude de la probabilité de survie $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$. L'un des projets en étude se nomme Double CHOOZ ([80]). Comme son nom

²⁰ pour un angle θ petit, $\sin \theta \rightarrow \theta$

TAB. 8.1 – Etat actuel de la connaissance des paramètres d'oscillation des neutrinos.

Observable	Valeur actuelle ($\sim 95\%$)	Perspective proche
θ_{23}	$45^\circ \pm 10^\circ$	MINOS ($P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$) et CNGS
θ_{12}	$32.5^\circ_{-1.6}^{+1.7}$	SNO (NC), KamLAND
θ_{13}	$\leq 11^\circ$ ($\Delta m_{\text{atm}}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$)	Réacteurs ($P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e}$), Long baseline ($P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$)
$ \Delta m_{23}^2 $	$2.4_{-0.5}^{+0.6} \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	MINOS, CNGS
$\text{sgn}(\Delta m_{23}^2)$	non connu	$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$, $P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e}$ Long baseline
$ \Delta m_{12}^2 $	$7.1_{-0.3}^{+1.0} \times 10^{-5} \text{ eV}^2$	$P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e}$, KamLAND
$\text{sgn}(\Delta m_{12}^2)$	+ : connu via l'effet MSW	
δ	non connu	$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$, $P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e}$ Long baseline
ν Dirac/Majorana	non connu	$0\nu\beta\beta$
m_ν	$\sum m_\nu < 1 \text{ eV}$	Cosmologie, Désintégration $0\nu\beta\beta$, désintégration β

l'indique, il s'agit d'une répétition de l'expérience CHOOZ mais avec cette fois-ci deux détecteurs, l'un à 150 m et l'autre à environ 1 km de la centrale ce qui permettra de réduire les erreurs systématiques en dessous de 1%. Pour de telles distances, les effets de matière sont négligeables et il n'y a pas d'effets dus à la violation de CP. La probabilité d'oscillation a la forme suivante :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} \simeq 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2 \frac{\Delta m_{\text{atm}}^2 L}{4E}$$

Si θ_{13} est trop petit, la mesure sera limitée par les effets systématiques. D'autres expériences sur réacteurs au Japon et aux Etats-Unis sont également envisagées.

Superfaisceaux La mesure de la violation de CP utilise le fait que si $\delta \neq 0$ alors :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \neq P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}$$

La phase δ devient alors accessible, par exemple, avec la comparaison des taux d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$:

$$\frac{P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} - P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e}}{P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} + P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e}} \sim \left(\frac{\sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23}}{2 \sin^2 \theta_{23}} \right) \left(\frac{\sin^2 \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E}}{\sin 2\theta_{13}} \right) \sin \delta$$

Le premier terme entre parenthèses est de l'ordre de l'unité. Compte tenu de la valeur de Δm_{12}^2 , une mesure de δ n'est possible qu'à condition d'avoir un rapport L/E élevé et un angle de mélange θ_{13} suffisamment grand (des études montrent que θ_{13} doit être supérieur à 1° , [83]).

La mesure de la violation de CP n'est cependant pas si évidente à cause des effets de matière qui conduisent eux-aussi à des asymétries entre neutrinos et antineutrinos. Les effets sont donc similaires mais il est possible de les distinguer par des mesures à différentes énergies et/ou à plusieurs distances, les effets de matière et la violation de CP n'ayant pas le même comportement.

Une connaissance plus précise des paramètres Δm_{23}^2 , θ_{23} et θ_{13} ainsi qu'une étude de la violation de CP seront possibles dans les dix prochaines années avec les *superfaisceaux*. Ces superfaisceaux consistent à utiliser un faisceau d'intensité élevée avec un détecteur situé à une distance telle que la probabilité d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ soit maximale. Un faisceau *off-axis* permet de remplir cette condition. Les projets en cours d'étude sont *NuMI Off-Axis NOνA* et *from Tokay to Kamioka T2K* (anciennement JHF, figure 8.3). La position off-axis offre l'avantage de disposer d'un faisceau monochromatique de basse énergie telle que

$$E_\nu = \frac{0.43 E_\pi}{1 + \gamma^2 \theta^2}$$

où θ est l'angle entre la direction du pion et celle du neutrino, E_π l'énergie du pion initial et $\gamma = E_\pi/m_\pi$. Pour les neutrinos provenant de la désintégration des kaons, il suffit de remplacer 0.43 par 0.96. La figure 8.2 montre la corrélation entre l'énergie du neutrino et l'énergie du pion pour différents angles θ . Pour un faisceau on-axis, l'énergie des neutrinos est proportionnelle à celle des pions. Pour un faisceau off-axis, il y a une saturation : pour un angle θ donné, tous les pions, quelque soit leur énergie, conduisent à des neutrinos d'énergie identique (d'où un faisceau monochromatique). La mesure off-axis permet également d'avoir une contamination du faisceau en ν_e plus faible que les faisceaux conventionnels (les neutrinos correspondant au pic d'énergie voulue viennent essentiellement de la désintégration des pions) ce qui est un atout certain pour la recherche d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

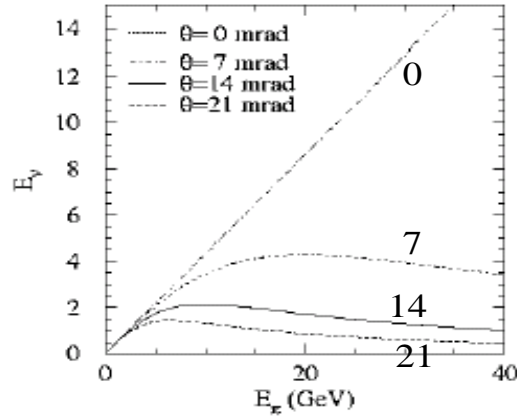


FIG. 8.2 – Énergie du neutrino en fonction de l'énergie du pion pour différentes positions (angle θ) par rapport à l'axe du faisceau ([82]).

- Le projet japonais T2K ([81]) consistera à utiliser le faisceau de ν_μ de haute intensité provenant de JPARC (*Japan Proton Accelerator Research Complex*, figure 8.4) et le détecteur Super-Kamiokande.

La première phase du projet (2009) aura comme objectif de mesurer Δm_{atm}^2 (avec une précision de quelques pourcents) ainsi que $\sin^2(2\theta_{13})$ (1%) et d'observer l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (si $\theta_{13} > 2.5^\circ$). L'énergie moyenne des neutrinos sera inférieure à 1 GeV et la distance source-détecteur de 295 km (effets de matière négligeable). Si les résultats concluent effectivement à une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, le projet entrera alors dans une deuxième phase : la construction d'un détecteur de 1 Mt Hyper-Kamiokande, une augmentation de la puissance du faisceau de 0.75 MW à 4 MW et une comparaison



FIG. 8.3 – Position du site de Tokay et de Super-Kamiokande.

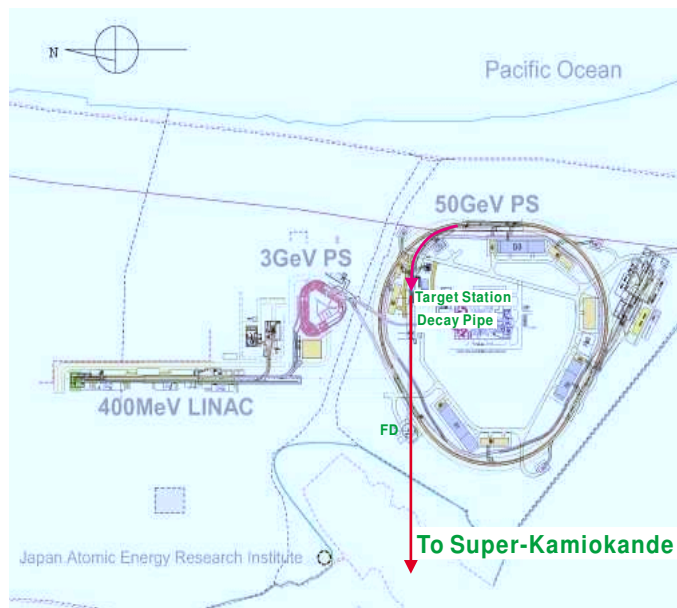


FIG. 8.4 – Production du faisceau de neutrinos à JPARC.

“neutrinos/antineutrinos” permettront la première recherche de la violation de CP dans le secteur leptonique. La figure 8.5 montre les probabilités d’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (en noir) et $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (en rouge). Les lignes continues incluent l’assymétrie due aux effets de matière tandis que pour les lignes en pointillés, elle a été soustraite : la différence entre la probabilité d’oscillation (en pointillés) des neutrinos et des anti-neutrinos est donc due uniquement à CP. A cette énergie, les effets de matière sont négligeables. Le projet devrait être en mesure de prouver la violation de CP à 3σ si la phase δ est supérieure à 20° et si $\sin^2 2\theta_{13} > 0.01$.

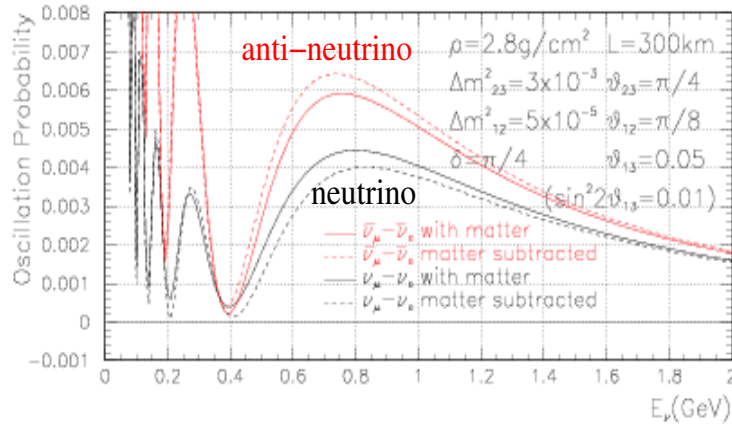


FIG. 8.5 – Probabilités d’oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (noir, en bas) et $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (en rouge, en haut). La ligne continue prend en compte les effets de matières. Pour les lignes en pointillés, ils ont été soustraits et la différence entre $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (noir) et $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (rouge) est due uniquement à la violation de CP ([81]). Pour une expérience à basse énergie, les effets de matière interfèrent peu avec ceux causés par la violation de CP.

- En parallèle, le projet *Nova* ([82]) sera mené aux Etats-Unis. Un détecteur dix fois plus important que le détecteur MINOS (50 kt) dédié à l’apparition de ν_e sera installé off-axis (à un angle de 14 mrad par rapport à l’axe du faisceau NuMI actuel), la distance source-détecteur étant de 712 km. Le spectre en énergie des neutrinos est représenté sur la figure 8.6. La différence entre un faisceau on-axis et un faisceau off-axis apparaît nettement.

Les deux projets subissent les effets de la dégénérescence (δ, θ_{13}) ce qui réduit la sensibilité pour certaines gammes de δ . En effet, compte tenu de la forte corrélation entre θ_{13} et δ , un grand δ peut conduire à un effet d’annulation ne rendant pas détectable l’oscillation et laissant penser que la valeur de θ_{13} est faible. Pour améliorer la sensibilité à θ_{13} , des études ont montré que la meilleure approche réside dans l’utilisation d’un faisceau de neutrinos du côté japonais et d’un faisceau d’anti-neutrinos du côté américain. Les contours à 90% C.L. en fonction de δ pour *Nova* et T2K obtenus sont représentés sur la figure 8.7. Dans le cas où T2K observe un effet et *Nova* non alors il sera par exemple possible de dire que $\delta < 0$.

Un projet similaire à la phase II de T2K est envisagé avec la construction d’un super-faisceau au CERN, le SPL (Super Proton Linac), qui sera également utilisé pour les usines à neutrinos (voir plus loin). Un faisceau d’une puissance de 4 MW avec des protons de 2.2 GeV fournira un faisceau intense de neutrinos de basse énergie (270 MeV pour ν_μ et 250 MeV pour $\bar{\nu}_\mu$). Ce faisceau sera dirigé vers le laboratoire souterrain de Modane où un détecteur Tche-renkov de 1 Mt devrait être installé (dans une nouvelle cavité). La distance source-détecteur

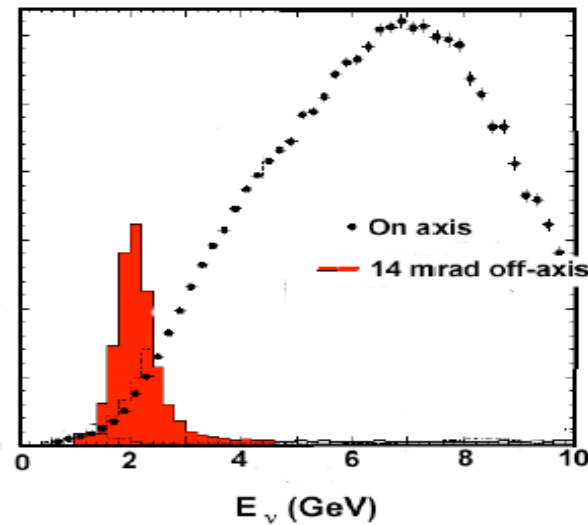


FIG. 8.6 – Spectre en énergie des neutrinos pour le projet *Nova*. Le détecteur sera placé à un angle de 14mrad par rapport aux faisceau actuel de neutrinos.

sera de 130 km. La construction du détecteur pourrait être finie vers 2014 et le faisceau éventuellement en 2015.

Le détecteur Tcherenkov de 1 Mt aura également d'autres potentialités de physique (désintégration du proton, étude des neutrinos des supernovae).

8.2 Perspectives à long terme

8.2.1 Les Betabeams

Un autre concept de faisceau est actuellement en cours d'étude, les Betabeams ([86]). L'idée consiste à envoyer des protons issus du SPL sur une cible pour produire des ions radioactifs (${}^6\text{He}^{2+}$, ${}^{18}\text{Ne}^{10+}$, [85]). Ces ions seraient ensuite accélérés par le complexe PS-SPS du CERN (ce qui limitera l'énergie du faisceau de neutrinos) et envoyés dans un anneau de stockage où ils se désintégreraient. Un faisceau de ν_e (240 MeV d'énergie moyenne), de $\bar{\nu}_e$ (360 MeV d'énergie moyenne) ou des deux pourrait être ainsi produit et dirigé vers le détecteur mégatonne installé dans le laboratoire souterrain de Modane. Le concept du Betabeam est illustré sur la figure 8.8 : seule le complexe PS-SPS existe, la difficulté technique réside principalement dans la partie de production des ions radioactifs.

La figure 8.9 montre les régions attendues à 1σ , 90% C.L., 99% C.L. et 3σ , dans le plan (θ_{13}, δ) pour quatre valeurs de θ_{13} . Le tableau 8.2 résume les différents taux d'événements attendus dans le cas du superfaisceau (2 ans de prise de données) et dans le cas du Betabeam (10 ans) avec un détecteur de 440 kt de masse fiducielle. La troisième ligne du tableau donne le nombre d'événements attendus si $\delta = 0^\circ$: il est à soustraire du nombre d'événements donné à la deuxième ligne pour $\delta = 90^\circ$. Par exemple, si $\delta = 0^\circ$ alors le nombre d'événements oscillés sera de $93 - (-20) = 113$ contre $(140 + 37) = 177$ événements bruit de fond pour un superfaisceau de ν_μ et de 53 contre 1 événement bruit de fond pour un betabeam avec $\bar{\nu}_e$.

Dans l'hypothèse où les betabeams sont technologiquement réalisables, il sera possible d'avoir des faisceaux d'énergie plus élevées en remplaçant le SPS par un accélérateur avec des aimants supra-conducteurs de façon à avoir un champ magnétique plus important capable de

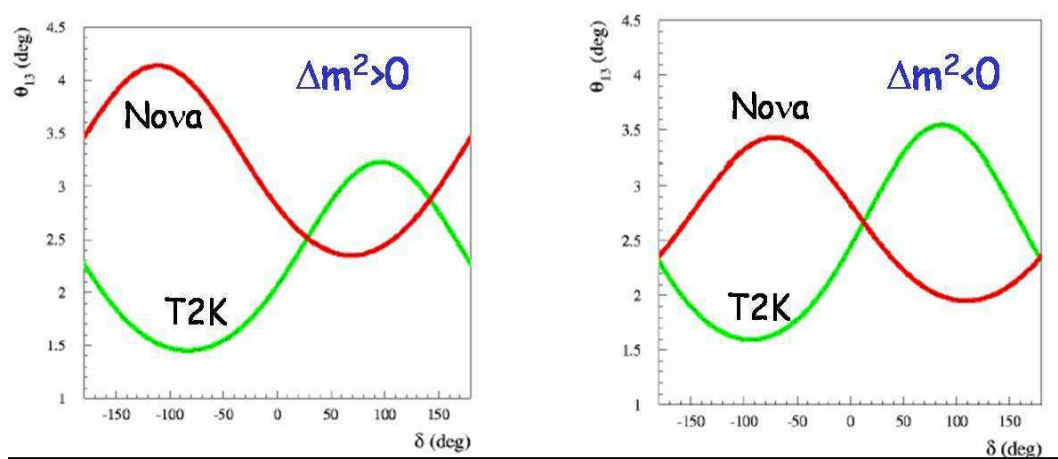


FIG. 8.7 – Sensibilité à 90% C.L. en fonction de δ pour 5 ans de prise de données avec des neutrinos pour T2K et 5 ans de prises de données avec des antineutrinos pour Nova ([84]). À gauche, schéma de hiérarchie normale et à droite, schéma de hiérarchie inverse.

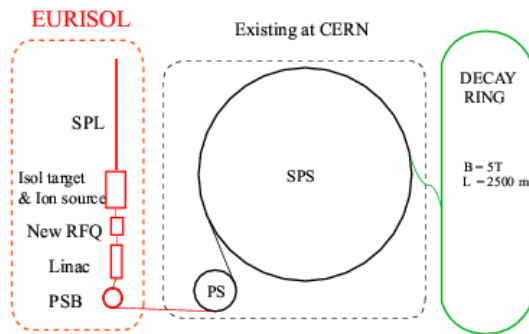


FIG. 8.8 – Schéma illustrant le concept du Betabeam : les protons issus du SPL sont envoyés sur une cible pour produire des ions (à gauche), ils seront ensuite accélérés par les accélérateurs déjà existants au CERN (au milieu) et envoyés dans l’anneau de stockage où ils se désintégreront (à droite). Le projet EURISOL constitue un véritable enjeu technologique.

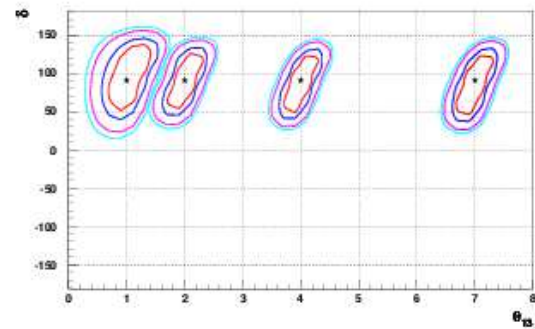


FIG. 8.9 – Ajustement de θ_{13} (en abscisse) et δ après 10 ans de prises de données du Betabeam. Les résultats sont montrés pour $\theta_{13}=1^\circ, 2^\circ, 4^\circ, 7^\circ$. Les lignes représentent les contours à $1\sigma, 90\%$ et 99% et 3σ C.L..

maintenir les ions dans l’anneau à de plus hautes énergies : la combinaison des informations provenant de la reconstruction de l’énergie du neutrino permettra de résoudre les dégénérescences.

La figure 8.10 résume les sensibilités à $\sin^2(2\theta_{13})$ à 90% C.L. en fonction de δ pour les projets CNGS (OPERA et ICARUS combinées), T2K phase 1, le superfaisceau (SPL) et les Betabeams (CERN-Fréjus).

TAB. 8.2 – Taux d'événements attendus pour une exposition de 440 kt-an (2 ans d'exposition pour le SPL et 10 ans pour le Betabeam). Le taux de signal est calculé pour $\theta_{13} = 3^\circ$, $\delta = 90^\circ$, $\text{sgn}(\Delta m^2) = +1$.

	Betabeam		SPL	
	${}^6\text{He}(\bar{\nu}_e)$ ($\gamma=60$)	${}^{16}\text{Ne}(\nu_e)$ ($\gamma=100$)	ν_μ (2 ans)	$\bar{\nu}_\mu$ (8 ans)
événements CC (sans oscillation et sans coupure)	19710	144784	36698	23320
Taux d'événements oscillés ($\delta = 90^\circ$, $\theta_{13} = 3^\circ$)	44	529	93	82
Effet de la phase δ ($\delta=0$)	-9	57	-20	12
Taux de bruit de fond du faisceau	0	0	140	101
Taux de bruit de fond du détecteur	1	397	37	50

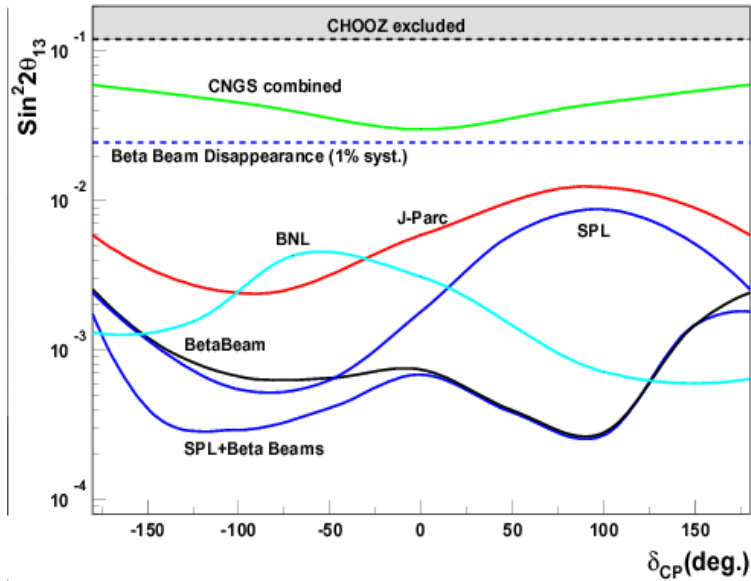


FIG. 8.10 – Sensibilité à 90% C.L. en fonction de δ avec $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$ pour le CNGS (OPERA+ICARUS), J-Parc (T2K) phase 1, le superfaisceau (SPL), le Betabeam et la combinaison SPL-Betabeam (le projet BNL a été abandonné). La limite mise par CHOOZ sur $\sin^2(2\theta_{13})$ est représentée ([86]).

8.2.2 Les usines à neutrinos

Les usines à neutrinos sont le dernier projet envisagé pour l'étude de l'oscillation des neutrinos. Il s'agit de produire des muons, de les accumuler dans un anneau de stockage et de les accélérer pour obtenir des muons de 20 à 50 GeV. Leur désintégration produit un faisceau de ν_μ et $\bar{\nu}_e$ dans le cas de μ^- ou de $\bar{\nu}_\mu$ et ν_e dans le cas de μ^+ (figure 8.11). Comparé aux superfaisceaux, les usines à neutrinos présentent deux avantages principaux : un faisceau parfaitement connu avec un très faible bruit de fond pour la détection de l'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ et des flux de neutrinos pouvant être de un à deux ordres de grandeurs plus intenses.

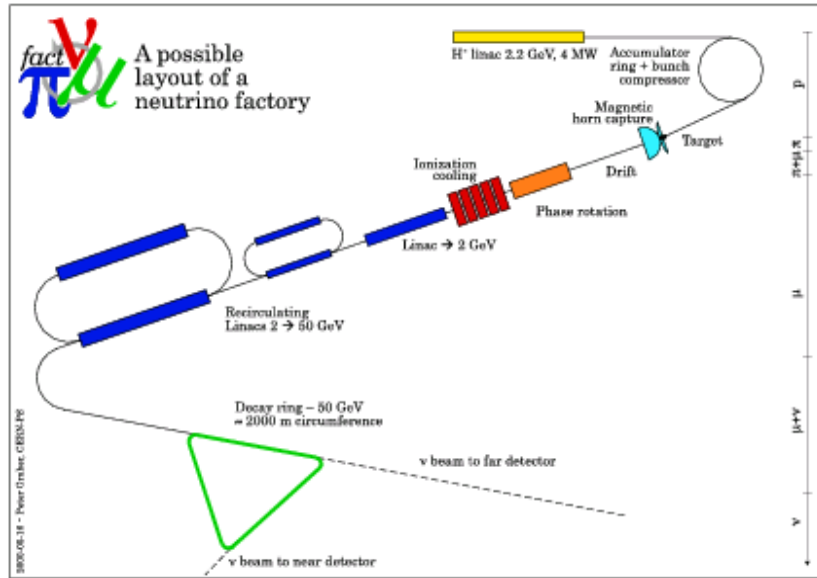


FIG. 8.11 – Principe des usines à neutrinos.

Golden channel La détection de la particule chargée produit lors des interactions courant chargé renseignera sur la saveur du neutrino ayant interagi. C'est pourquoi les études actuelles se concentrent sur les oscillations $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ et $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ avec la détection du muon dans l'état final et la mesure de sa charge grâce à un détecteur magnétique. Ce canal d'oscillation est appelé *golden channel* :

$$\nu_e \rightsquigarrow \nu_\mu \rightarrow \mu^-$$

L'oscillation est mise en évidence par la détection du muon de signe opposé au muon venant de l'interaction courant chargé des neutrinos non oscillés du faisceau ($\bar{\nu}_\mu$ CC ici). Le bruit de fond principal vient de la production de particules charmées dans les événements $\bar{\nu}_\mu$ CC et de l'erreur dans la mesure de la charge du μ^+ produit dans les $\bar{\nu}_\mu$ CC.

La comparaison des deux taux d'événements $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ et $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ conduira à des mesures précises de θ_{13} , du signe de Δm_{atm}^2 et de δ ce qui nécessitera bien sûr une prise de données avec des neutrinos et une autre avec des anti-neutrinos. La figure 8.12 représente le rapport $\frac{N(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)}{N(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu)}$ quand des μ^- et des μ^+ de 20 GeV sont stockés dans l'anneau de l'usine à neutrinos en fonction de la distance source-détecteur. Elle permet de visualiser l'interférence

entre les effets de matières et ceux causés par la violation de CP. La ligne continue correspond à $\delta = 0^\circ$ (assymétrie due aux effets de matière) et la bande est délimitée par les valeurs $\delta = \pm 90^\circ$. Effets de matière et violation de CP interfèrent jusqu'à des distances de 2000 km environ. Au-delà de cette distance, les effets de matière sont toujours plus importants que les effets de la violations de CP qui s'annulent pour une distance de 7000 km environ.

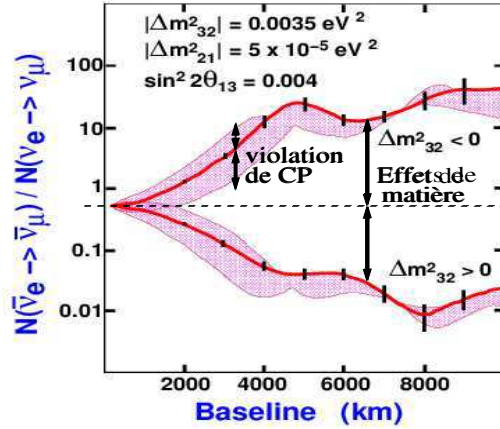


FIG. 8.12 – Evolution du rapport du nombre d'événements $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ sur $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ en fonction de la distance parcourue ([87]).

silver channel Plusieurs solutions sont étudiées pour résoudre la dégénérescence dans le plan (θ_{13}, δ) . La figure 8.13 montre par exemple les résultats obtenus par la combinaison des informations de plusieurs détecteurs situés à des distances différentes.

Une autre possibilité serait de trouver deux processus dont le comportement vis-à-vis de la violation de CP est opposé. Si l'on considère la probabilité de survie des ν_e , $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$ est invariant sous CP (même neutrino dans l'état initial et final) et les égalités suivantes montrent alors que les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ et $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ ont un comportement opposé par rapport à CP :

$$\begin{aligned} P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} + P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} + P_{\nu_e \rightarrow \nu_\tau} &= 1 \\ 1 - P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} &= P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} + P_{\nu_e \rightarrow \nu_\tau} \end{aligned}$$

Le canal d'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ est appelé *silver channel*, le signal étant donné par :

$$\nu_e \rightsquigarrow \nu_\tau \rightarrow \tau^- \rightarrow \mu^-$$

L'une des solutions envisagée est l'utilisation d'un détecteur hybride de type OPERA (plomb-émulsions, technique des *Emulsions Cloud Chamber*), adapté pour la mise en évidence de ν_τ . Ainsi, la complémentarité des informations de deux baseline, une centrée sur le *silver channel* (détecteur hybride plomb-émulsions à 732 km) l'autre sur le *golden channel* (détecteur magnétique à ~ 3000 km) permettra de résoudre les dégénérescences en (θ_{13}, δ) ([88]). La figure 8.14 montrent les courbes d'*équiprobabilités* (couples de valeurs (θ_{13}, δ) conduisant à la même probabilité d'oscillation) pour les oscillations $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ et $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ à une distance $L=732$ km fixée pour les deux, avec comme paramètres d'entrée $\bar{\theta}_{13} = 5^\circ$, $\bar{\delta} = 60^\circ$ et différentes énergies $E_\nu \in [5, 50]$ GeV. Une optimisation conduit à placer le détecteur type OPERA à 732 km et le détecteur magnétique à 3000 km. Pour l'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ (en bleu), les courbes

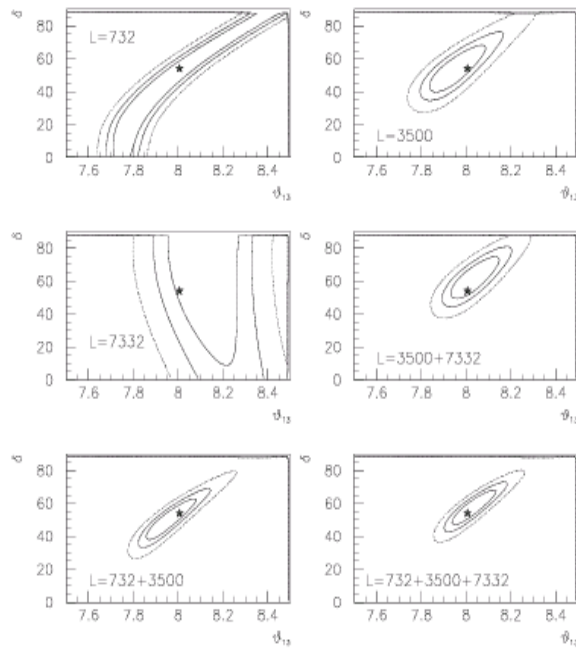


FIG. 8.13 – Corrélations dans le plan (θ_{13}, δ) . Avec un seul détecteur, les corrélations sont importantes mais elles peuvent être considérablement réduites par la combinaison des informations de plusieurs détecteurs (de technologie différente) et distances.

(correspondant à des énergies différentes) se croisent dans une région pour laquelle les valeurs reconstruites correspondent aux valeurs mises en entrée ($\theta_{13} = \overline{\theta_{13}}$ et $\delta = \overline{\delta}$) et une autre région “clone” qui est éliminée grâce aux informations apportées par l’étude de l’oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$. Cette étude montre la potentialité de la technique basée sur les ECC dans le programme de recherche à long terme.

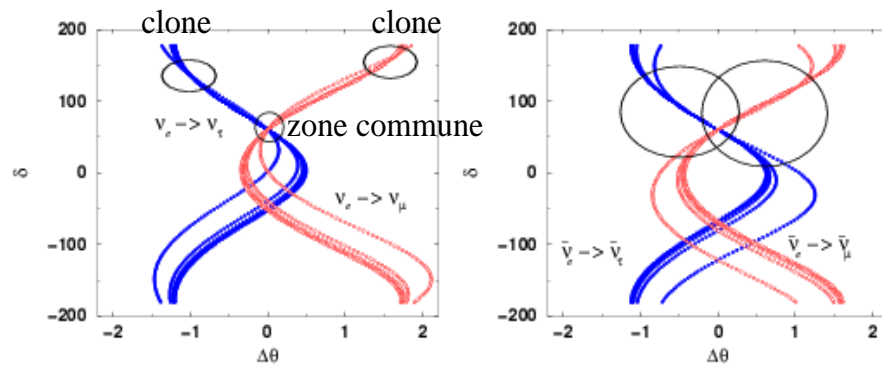


FIG. 8.14 – Courbes d’équiprobabilités dans le plan $(\Delta\theta, \delta)$, pour $\overline{\theta_{13}} = 5^\circ$, $\overline{\delta} = 60^\circ$, $E_\nu \in [5, 50]$ GeV et $L=732$ km pour $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ et $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ (neutrino à gauche et anti-neutrinos à droite). $\Delta\theta$ est la différence entre la valeur de θ_{13} reconstruite et la valeur du paramètre en entrée $\overline{\theta_{13}}$, $\Delta\theta = \theta_{13} - \overline{\theta_{13}}$ ([88]).

8.3 Conclusion

Le programme de recherche consacré à la connaissance précise des paramètres de la matrice de mélange MNS est un programme ambitieux qui s'étale sur plusieurs dizaines années. Les projets envisagés (réacteurs, superfaisceau et Betabeam, usines à neutrinos) représentent de véritables défis technologiques avec notamment de nouveaux concepts de faisceaux dont la réalisation nécessitera plusieurs années de recherche. Dans la prochaine décennie, la connaissance de la matrice de mélange devrait être affinée (CNGS, NuMI, réacteurs, T2K-phase 1, *No ν a*) mais il faudra attendre certainement une vingtaine années avant d'arriver à des mesures de précision des paramètres et à prouver la violation de CP dans le secteur leptonique.

Conclusion

Le travail de thèse, réalisé dans le cadre de l'expérience OPERA, a consisté à mettre en place une structure intégrant toutes les informations nécessaires pour la localisation de la brique dans laquelle le neutrino a interagi. C'est un point crucial pour l'expérience puisque la mise en évidence de l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ se fait par l'observation directe de la désintégration du τ au niveau des émulsions photographiques.

Dans ce but, une classification d'événements neutrino basée sur les informations venant de la reconstruction de traces ainsi que sur des critères topologiques et calorimétriques a permis d'optimiser les différents algorithmes de localisation à la nature de l'interaction neutrino (courant chargé, courant neutre, quasi-élastique, profondément inélastique).

Des réseaux de neurones ont été utilisés pour la localisation du mur d'interaction parmi les 31 murs de la cible d'OPERA. La classification des événements a été exploitée de façon à développer un réseau propre à chaque catégorie et ainsi obtenir de meilleures efficacités. En sortie, le réseau propose trois murs et associe à chacun d'entre eux une probabilité d'être le mur d'interaction.

Parallèlement, une méthode de construction d'un vertex tridimensionnel a été mise en place pour les événements classifiés courant chargé ayant une forte activité hadronique. Elle est rendue possible par la présence du muon dont la direction est généralement très bien reconstruite et par la définition d'une trace dite hadronique, reflétant la direction de la gerbe. La distribution gaussienne des erreurs associée au vertex est alors combinée avec les probabilités données par le réseau de neurones.

Pour les événements courant chargé de faible activité hadronique, la distribution de probabilités est obtenue en considérant les erreurs associées à la trace du muon et en les combinant avec les probabilités du réseau de neurones.

Enfin, pour les événements classifiés courant neutre, un barycentre est construit sur les plans proposés et les erreurs associées sont là encore combinées avec les probabilités du réseau.

Le travail aboutit ainsi à la définition d'une carte tridimensionnelle de probabilités de briques permettant de récupérer des événements pour lesquels la résolution du détecteur ne permet pas d'identifier avec précision une brique grâce à l'étude de plusieurs stratégies d'extraction de briques. La perte d'efficacité de localisation de la brique d'interaction observée au moment de l'adaptation du générateur d'événements de NOMAD à OPERA est maintenant compensée par une stratégie *multi-briques* : l'extraction successive des briques selon l'ordre établi par la carte jusqu'à découverte du vertex conduit à des gains en efficacités de +9.3% pour le canal $\tau \rightarrow \mu$, +7.3% pour le canal $\tau \rightarrow e$ et +10.5% pour le canal $\tau \rightarrow h$ par rapport aux efficacités données au moment de la proposition de l'expérience en 2000.

Une étude de faisabilité d'un test sur faisceau appelé OPERETTE a été également menée. Le projet consistait à installer un détecteur similaire à celui d'OPERA dans la zone Nord du CERN. OPERA aurait ainsi disposé d'un lot d'événements neutrino avant son démarrage

pour tester ses différentes techniques d'analyse.

L'expérience OPERA est en cours d'installation dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso en Italie : la construction du premier aimant est pratiquement terminée et la construction de la cible devrait commencer cet été. Le projet CNGS dans lequel elle s'inscrit contribuera à prouver le phénomène d'oscillation dans le secteur des neutrinos atmosphériques.

La physique du neutrino est un domaine encore très actif et de nombreux projets sont en cours d'étude pour arriver à percer tous les secrets de ces particules élémentaires. Le programme de recherche est ambitieux et devrait s'étaler sur plusieurs dizaines années.

Bibliographie

- [1] Leslie Camilleri, Neutrino oscillations, 1999-2000 academic training programme
- [2] Dario Autiero, Neutrino 2000, Highlights of the neutrino 2000 conference, <http://ph-dep.web.cern.ch/ph-dep/Seminars/Welcome.html>, Particle Physics Seminars
- [3] Luigi Di Lella, Neutrino oscillations, Marienburg Castle, 2002
- [4] M. Spiro et al, cours Ecole de Gif, ISN Grenoble, 1999
- [5] J. Bahcall, hep-ex/0002018
- [6] J. Bahcall, Phys. Rev. Lett. D53(1996) 4202-4210, [astro-ph/9602012]
- [7] J. Bahcall, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 118(2003) 77-86, [astro-ph/020980]
- [8] R. Davis et al, Phys. Rev. Lett., 20 (1968) 1205
- [9] J.N. Bahcall et al, Phys. Rev. Lett., 20 (1968) 1209
- [10] B.T. Cleveland et al., Astrophys. J. 496,505 (1998)
- [11] E. Bellotti, The Gallium Neutrino Observatory (GNO), présentation à TAUP03, Seattle, Sept. 5-9, 2003
M. Altmann et al, Phys. Lett. B 490 (2000) 16
W. Hampel et al, Phys. Lett. B 447 (1999) 127
- [12] V. Gavrin, Results from the Russian American gallium experiment (SAGE), présentations à TAUP03, Seattle, Sept. 5-9, 2003
- [13] J.N. Bahcall et al, hep-ph/0103179
- [14] S. Fukuda et al, Phys. Rev. Lett. 86(2001) 5651-5655 [hep-ex/0103032]
- [15] S. Fukuda et al, Phys. Lett. B 539(2002) 179 [hep-ex/0205075]
Y. Koshio, proceedings of the XXXVIIIth Rencontres de Moriond Electroweak Interactions and Unified theories, hep-ex/0306002 v1
- [16] A.B. McDonald et al, proceedings of the XIX International Conference on Physics and Astrophysics, 2000
- [17] Q.R. Ahmad et al, Phys. Rev. Lett. 87(2001)
- [18] Q.R. Ahmad et al, Phys. Rev. Lett. 89(2002) [nucl-ex/0204008]
- [19] Q.R. Ahmad et al, Phys. Rev. Lett. 89(2002) [nucl-ex/0204009]
- [20] Q.R. Ahmad et al, nucl-ex/0309004 v1
- [21] A. Bellerive, hep-ex/03012045
J.N. Bahcall, JHEP 0311(2003) 004 [hep-ph/0305159]
- [22] K. Eguchi et al, Phys. Rev. Lett. 90(2003) 021802 [hep-ex/0212021]
- [23] G.G. Raffelt, Dark Matter : Motivation, candidates and searches

- [24] J. Ellis et al, Phys. Lett. B292 (1992) 189-194 [hep-ph/9207237]
- [25] M. Tegmark et al, astro-ph/0310723
- [26] L. Camilleri, "The study of neutrino oscillations using accelerators",
Ecole internationale de physique "Enrico Fermi", 23 Juillet-2 août 2002
- [27] The Nomad Collaboration, hep-ex/0106102 v1
- [28] The Nomad Collaboration, hep-ex/0306037 v1
- [29] C. Athanassopoulos et al., Nucl. Inst. Meth. A 388 (1997) 149-172
- [30] W.C. Louis, "LSND, KARMEN and MiniBooNE",
Ecole internationale de physique "Enrico Fermi", 23 Juillet-2 août 2002
- [31] T. Schwetz, hep-ph/0311217
- [32] Andrew Bazarko et al., hep-ex/0210020, <http://www-boone.fnal.gov/>
- [33] David B. Kaplan et al, hep-ph/0401099
- [34] hep-ex/9905029 ; CERN-OPEN-99-010, 1999
- [35] A. Rubia et al. (ICARUS collaboration), preprint CERN/SPSLC 96-58, SPSLC/P 304
(1996)
- [36] V.Barger et al., hep-ph/0308123 v1
- [37] Apollonio et al., Phys. Lett. B420(1998) 397-404 [hep-ex/9711002]
- [38] Apollonio et al., Phys. Lett. B466(1999) 415-430 [hep-ex/9907037]
- [39] W. Anthony Mann, hep-ex/9912007
- [40] Y. Fukuda, Phys. Rev. Lett. 81(1998) 1562-1567
- [41] M. Ishitsuka et al., Nucl. Phys. A721 (2003) 509c-512c
- [42] Yoshinari Hayato, International Workshop on Astroparticle and High Energy
(AHEP2003), October 14-18, 2003
- [43] Kimihiro Okumura, International Workshop on Neutrino Oscillations in Venice, Decem-
ber 3-5, 2003
- [44] M.B. Smy et al., hep-ex/0206016 v1
- [45] S. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 85(2000) 3999-4003 [hep-ex/0009001]
- [46] Masuki Ishitsuka, NOON2004, Workshop on "Neutrino Oscillations and their Origin",
Feb. 11-15, 2004
- [47] Y. Ashie et al., hep-ex/0404034
- [48] T. Nakaya, hep-ex/0209036 v1
- [49] T. Ishii, NOON2004, Workshop on "Neutrino Oscillations and their Origin", Feb. 11-15,
2004
- [50] R. Bailer et al, CERN-SL/99-034(DI), INFN/AE-99/05
- [51] K. Elsener, CNGS-CERN neutrinos to Gran-Sasso, CERN-SI-2000-018 EA
- [52] <http://proj-cngs.web.cern.ch/proj-cngs/>
- [53] B. Van de Vyver et al, CERN-PPE/96-113 (1996)
M.C. Gonzales Garcia et al, CERN-PPE/96-114 (1996)
- [54] M. Guler et al, experiment proposal, CERN/SPSC 2000-028, SPSC/P318, LNGS
P25/2000, July 10, 2000

- [55] Present knowledge on the background estimate of the OPERA experiment and perspectives, Memo from Pasquale Migliozzi
- [56] D. Autiero, Journées Neutrino, Paris, Novembre 2003, http://moriond.in2p3.fr/neutrino_france.html
- [57] Y. Déclais, présentation au SPSC, 2003
- [58] OPERA Technical Design Report, 2004
- [59] M. Komatsu et al, hep-ph/0210043
- [60] C. Héritier, Etude des RPC dans le cadre de l'expérience OPERA, rapport de stage de DEA, juillet 2001
- [61] D. Autiero, The OPERA event generator and the data tuning of nuclear reinteractions, NUINT04, 20/03/2004, LNGS (voir aussi NUINT01)
- [62] D. Autiero, Muon identification efficiency, note interne à la collaboration OPERA, Février 2001
D. Autiero et Masahiro Komatsu, Physics Performance for 3 and 1 SuperModules, note interne à la collaboration OPERA, Février 2002
- [63] D. Autiero, Update on muon identification, réunion de collaboration, Frascati 28-31 octobre 2002
- [64] A. Cazes et J.E. Campagne, Pattern Recognition, note interne à la collaboration OPERA, Décembre 2002
- [65] ENZO, Evolution of Neural Networks by Heinrich Braun and Thomas Ragg, University of Karlsruhe
- [66] A. Zell et al, "SNNS User Manual : Version 4.2"
- [67] G. Dreyfus et al, "Réseaux de neurones : méthodologie et applications"
- [68] J.J. More, Numerical Analysis, G.A. Watson (Ed.), Lecture Notes in Mathematics 630, Springer-Verlag, New York, 1977,105-116
LEAMAX, Reference Manual, Version 93.1 (Avril 1993)
- [69] "A test beam experiment : OPERETTE", S. Aoki, D. Autiero, C. Héritier, I. Laktineh, M. Sioli, note interne à la collaboration OPERA, mars 2003
- [70] S. Katsanevas, presentation at the Opera Physics Coordination meeting, January 17, 2002
- [71] CERN/SPSC 2001-019, SPSC/I224, CERN/SPSC 2001-024, SPSC/I224 Add1
- [72] CERN-SL division, SL-EA 2001-xxx
- [73] CERN 74-17, 29 August 1974
- [74] Nuclear instruments and Methods in Physics Research A 493 (2002) 45-66
- [75] R. Arnold et al, OPERA note
- [76] D. Autiero, presentation to the Opera Physics Coordination meeting, July 2002
- [77] G.L. Fogli et al, hep-ph/0310012
- [78] V. Barger et al, hep-ph/0308123
- [79] A. Donini et al, hep-ph/0312072
- [80] Letter of Intent for Double-CHOOZ : a search for the Mixing Angle θ_{13} , hep-ex/0405032
- [81] <http://neutrino.kek.jp/jhfnu/>

- [82] <http://www-off-axis.fnal.gov/>
G. Feldman, “The NuMI Off-Axis Experiment”, NOVE, Décembre 2003
- [83] R. Barbieri et al, hep-ph/0302118
- [84] P. Migliozzi et F. Terranova, Phys. Lett. B 563 (2003) 73
P. Migliozzi et F. Terranova, NOVE 2003
M. Komatsu, P. Migliozzi, F. Terranova, J. Phys. G. 29 (2003) 413
- [85] T. Nilsson et M. Lindroos, présentation à RNB-6, septembre 2003
- [86] M. Mezzetto et al, hep-ex/0310059
- [87] Rajendran Raja, hep-ex/0402022
M. Appollonio et al, hep-ph/0210192
- [88] D. Autiero et al, hep-ph/0305185

NOM : HERITIER (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant) Prénoms : Carole		DATE de SOUTENANCE 1^{er} juillet 2004		
TITRE : Identification et localisation des événements neutrino dans le détecteur OPERA.				
Numéro d'ordre : 112-2004				
DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR- INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT	DOCTORAT DE 3e CYCLE	Spécialité : Physique Nucléaire et Physique des Particules
X	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis			CLASSE :	
RESUME : OPERA est une expérience destinée à démontrer que le phénomène d'oscillation des neutrinos est à l'origine des neutrinos atmosphériques (transition $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et recherche de l'angle de mélange $\nu_\nu \rightarrow \nu_e$). Pour prouver l'apparition des ν_τ à 732 km du CERN, un détecteur hybride est en cours d'installation dans le souterrain du Gran Sasso. La cible, faite de briques de 8kg composées de feuilles de plomb et d'émulsions photographiques, permet l'observation directe de la désintégration du lepton τ produit lors des interactions ν_τ en courant chargé (CC). La reconstruction des traces, la localisation des interactions neutrino dans la cible ainsi que l'identification du muon sont possibles par des trajectographes placés à l'intérieur de la cible (plans de scintillateurs) et dans le spectromètre qui la suit (détecteurs RPC). Cette thèse est centrée sur le développement des algorithmes nécessaires pour l'identification et la localisation des interactions neutrino dans la cible d'OPERA. Ces algorithmes sont basés sur une approche globale de l'utilisation des détecteurs électroniques. Une classification des événements neutrino est mise en place à partir du muon produit lors des interactions ν_τ CC avec désintégration du tau en muon. Elle est optimisée par la reconstruction de traces et par la prise en compte de critères topologiques et calorimétriques reflétant la nature de l'interaction (quasi-élastique, profondément inélastique); la logique de localisation de la brique d'interaction est alors adaptée à chaque catégorie. Une carte tridimensionnelle de probabilités de briques est obtenue et donne ainsi la possibilité d'élaborer différentes stratégies d'extraction de briques. Dans cette continuité de ce travail, une étude de faisabilité d'un test sur faisceau appelé OPERETTE a été réalisée. Le projet consistait à installer un détecteur similaire à celui d'OPERA sur un faisceau de neutrinos dans la zone Nord du CERN. OPERA aurait ainsi disposé d'un lot d'événements neutrino avant son démarrage lui permettant de tester les différentes techniques d'analyse.				
MOTS-CLES : neutrino - OPERA - oscillation des neutrinos				
Laboratoire de recherche : Institut de Physique Nucléaire de Lyon (Groupe Neutrinos)				
Directeurs de recherches : Dario Autiero et Stavros Katsanevas				
Président du jury : J. Chauveau Composition du jury : D. Autiero, P. Binetruy, L. Camilleri, J. Chauveau, S. Katsanevas, F. Montanet			196 pages	