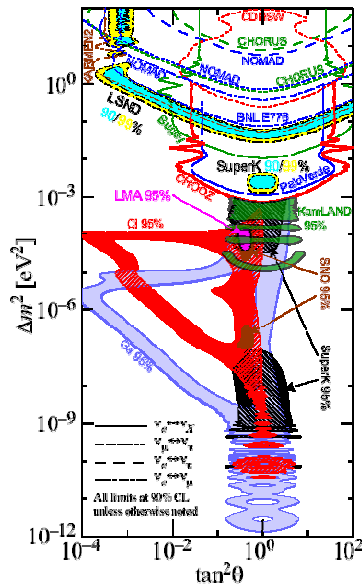


Masses, mélange et oscillations de neutrinos



Thèse présentée à l'

Agrégation à l'Enseignement Supérieur

Gaston Wilquet

Décembre 2004

à Mô, Valy, Véro et Tonin

"La lumière de la lanterne de l'expérience n'éclaire que le chemin déjà parcouru"

Anonyme chinois

"La lumière de la lanterne des expériences éclaire un peu le chemin à parcourir"

Gaston Wilquet

Remerciements

Après quarante ans de carrière, dont les vingt dernières, ou presque, sont évoquées dans ce document, la liste est longue des gens que je dois remercier.

Jean Sacton et Jacques Lemonne ont construit l'Institut Interuniversitaire des Hautes Energies à partir du Service de Physique des Particules de l'ULB et du Dienst voor Elementaire Deeltjes de la VUB en 1972. Intellectuellement, sachant les bonnes relations entretenues par Jean et Jacques et par les deux universités, cette idée allait de soi. La discipline est l'archétype de la science lourde, le travail en collaboration est la règle et notre petit pays ne s'est jamais singularisé par l'importance des moyens mis à disposition de la recherche publique. Politiquement, l'idée était moins évidente, la mode étant déjà aux comportements divergents. L'IHHE a donc été créé et fonctionne toujours, trente-deux ans plus tard, comme un seul laboratoire. Merci à tous ceux qui y sont passés ou qui y sont aujourd'hui d'avoir entretenu ce bon esprit qui se poursuit autour de Daniel Bertrand et Catherine Declercq.

Pratiquement tout le personnel technique et les ingénieurs de l'IHHE ont travaillé avec moi pendant toutes ces années à un moment ou à un autre sur CHARM-99 puis sur CHORUS et maintenant sur OPERA, à concevoir des détecteurs pour la physique du neutrino, à les construire, à les faire fonctionner. Avec certains cette collaboration s'est étendue sur de longues périodes : Annie, Bill, Christine, Danielle, Gilbert, Jean-Paul, Marleen, Minou, la petite Monique, Patrick, Robert, Rolande et Sven. Les doctorants, Bart, Chantal, Dirk, Magali, Muriel et Patrio ont également apporté plus que leur pierre à la construction et au bon fonctionnement des détecteurs mais aussi, et surtout, à l'exploitation de leurs données. Merci à tous.

Les deux absents dans cette liste, que je me dois de sortir du lot sont Pierre Vilain pour la physique et Guy Van Beek pour l'instrumentation. Il y a près de vingt ans que s'est renouée

ma collaboration avec Pierre, qui s'était interrompue dès la fin de notre doctorat à part un bref épisode à la fin des années 1970. Vingt ans de travail en commun sans discontinuer, quelques sérieux coups de queue mais rien d'irréparable, et des carrières qui se termineront ensemble comme elles ont commencé. Pierre m'a apporté tant de choses : enthousiasmes communs, partage des soucis, confrontation des idées, et ces milliers de lignes de code à quatre mains. Ma collaboration avec Guy date de 1975 avec seulement un trou de quelques années à la fin des années 1980 à l'époque de CHARM-11. Compétent et homme de bon sens, dévoué au travail et fidèle en amitié malgré, là aussi, quelques fières enqueulades, il a été l'ingénieur sur qui j'ai pu largement me reposer et sans qui, comme il est de coutume de dire, mais ce n'est pas ici qu'une manière de parler, rien n'aurait été fait.

Zu'est un physicien des particules, toujours en voyage, avec des budgets à gérer, sans l'intendance du secrétariat et le sourire de la secrétaire ? Zu'est un physicien des particules sans un support informatique ? Merci donc aux staffs administratifs et informatiques de l'institut.

La taille des collaborations, en physique du neutrino, est restée raisonnable, ne dépassant jamais la bonne centaine et les expériences durent longtemps. J'ai donc connu chacun par son nom et son prénom. Beaucoup n'ont fait que passer, le temps d'une thèse, mais avec beaucoup aussi le travail en commun s'est perpétué et le plaisir d'œuvrer ensemble s'est mué en amitié. Je résumerai la litanie de leurs noms par celle de ceux qui furent nos porte paroles successifs au cours de ces années, Klaus Winter du CERN et de l'Université Humboldt de Berlin, Paolo Strolin de l'INFN et l'Université Federico II de Naples, Jaap Panman du CERN et Yves Déclais de l'IPNL et de l'Université Claude Bernard de Lyon. Je voudrais y associer Kimio Niwa de l'Université de Nagoya dont le groupe a tellement apporté à la technologie des émulsions nucléaires, déclarée obsolète il y a plusieurs décennies et pourtant toujours si magnifiquement vivante dans nos expériences communes, CHORUS et OPERA, et Jean-Paul Fabre du

CERN, maintenant à l'ENSPM de Marseille, pour vingt ans de travail en commun sur les détecteurs optoélectroniques.

Je ne vais évidemment pas faire l'impasse sur tous mes autres collègues physiciens de l'ITHE, même si cela fait un bout de temps que nous n'avons plus travaillé ensemble sur une expérience de physique des particules. Un laboratoire, c'est aussi mille choses à faire, à construire, à discuter, à organiser, et donc mille occasions de travailler ensemble. Chacun a eu toutes les bonnes raisons de tirer la couverture à soi pour faire face à des engagements souvent démesurés pour la taille du groupe afin de faire bonne figure dans les collaborations. La bonne entente a toujours pris le pas sur le reste.

Je ne peux pas oublier le FRS et l'NSN de qui j'ai tenu mes mandats et qui ont financé l'essentiel de mes recherches qui y ont toujours trouvé le support que je pouvais raisonnablement espérer.

Je terminerai par mes correcteurs. Monique, mon épouse et première lectrice, qui a mis le doigt sur les innombrables fautes de toutes sortes dues à la convolution destructrice entre ma dyslexie et ma distraction. Pierre Vilain à nouveau, mon correcteur attitré, qui a pu cette fois, grâce à Monique, se consacrer davantage aux suggestions, commentaires et corrections de fond. Christiane Schomblond m'a aidé à éviter, dans le premier chapitre, les abus de langage et les imprécisions de vocabulaire typiques de l'expérimentateur qui parle de théorie. Je ne me suis pas opposé à l'envie qu'a manifestée Jean Sacton de lire mon texte en avant-première. Bien m'en a pris puisque cela m'a permis, au dernier moment, de clarifier certains points et de corriger quelques coquilles. Ainsi, la boucle était bouclée : il avait dirigé mon mémoire en 1964. Mes correcteurs sont responsables de toutes ces fautes que vous ne trouverez pas. Je suis responsable de celles qui restent.

Table des matières

Introduction	11
Chapitre 1 - Historique : de l'invention du neutrino à sa description dans le Modèle Standard électrofaible	15
1.1 L'«invention nécessaire» du neutrino par Wolfgang Pauli	15
1.2 La découverte expérimentale des neutrinos	16
1.3 Du modèle à quatre fermions de la désintégration β au Modèle Standard électrofaible	17
1.4 Le neutrino dans le Modèle Standard électrofaible minimal	20
1.5 La mesure du nombre de familles de neutrinos	23
1.6 La conservation des nombres leptoniques dans le Modèle Standard électrofaible minimal	23
Chapitre 2 - Masse et mélange de neutrinos	25
2.1 Préambule	25
2.2 Neutrinos de Weyl, de Dirac et de Majorana	25
2.3 Termes de masse de Dirac et Majorana	26
2.4 Matrice de masse généralisée et états propres de la masse	27
2.5 Pourquoi la masse des neutrinos est-elle si petite ? Le mécanisme de «seesaw»	27
2.6 Le mélange des neutrinos	29
2.7 Mesure directe des masses effectives	30
2.8 Limites astrophysiques et cosmologiques sur les masses des neutrinos	31
2.9 Mesures de masse effective par la double désintégration β sans émission de neutrino ($0\nu\beta\beta$)	32

Chapitre 3 - Phénoménologie des oscillations entre familles de neutrinos	36
3.1 Formalisme général de l'oscillation dans le vide	36
3.2 Approximation par l'oscillation dans le vide entre deux familles	38
3.3 Les effets de matière	40
3.4 L'effet MSW	41
Chapitre 4 – Signaux dans les expériences d'oscillation	45
4.1 Les neutrinos solaires - $\Delta m^2 \approx 8 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$	45
4.2 Les neutrinos atmosphériques - $\Delta m^2 \approx 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$	50
4.3 Recherche de neutrinos d'importance cosmologique dans les oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ - $\Delta m^2 \geq 1 \text{ eV}^2$	54
Chapitre 5 - Contributions au programme de physique des oscillations de neutrinos	57
5-1 Introduction	57
5.2 CHARM-II – WA79 : oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ et $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$	58
5.2.1. Oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$	59
5.2.2. Oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$	60
5.3 CHORUS – WA95 : oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ et $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$ à grand Δm^2	61
5.3.1. Motivation	61
5.3.2. Le détecteur	62
5.3.3 Les logiciels d'analyse des données électroniques	66
5.3.4 L'analyse des données enregistrées dans l'émulsion nucléaire	67
5.3.5 Les données	69
5.3.6 Acceptances, efficacités et bruits de fond	70
5.3.7 Recherche de la sensibilité maximale	72
5.3.8 Limite sur l'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$	73
5.3.9 Limite sur l'oscillation $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$	76

5.3.10 CHORUS – Phase 2	76
5.3.11 La physique du charme dans CHORUS	77
5.4 I213 : oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ et $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$ à grand Δm^2	77
5.5 I216/P311 : oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ à grand Δm^2	79
5.6 OPERA – CNGS1 : oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ et $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ dans le domaine des paramètres « atmosphériques »	81
5.6.1 Motivation	82
5.6.2 Le concept expérimental : la technologie ECC	83
5.6.3 Le détecteur	84
5.6.4 Le faisceau CNGS	86
5.6.5 Stratégie d’analyse des événements	87
5.6.6 Le trajectographe instrumentant les cibles	88
5.6.7 Bruits de fond et efficacités de détection	91
5.6.8 Sensibilité à l’oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$	93
5.6.9 Sensibilité à l’oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$	95
5.6.10 Etat d’avancement du projet	96
5.7 RD46 : R&D sur les détecteurs pour la physique du neutrino	95
Chapitre 6 - Synthèse et discussion des résultats et prospective	100
6.1 Synthèse des résultats	100
6.2 Interprétations alternatives	103
6.2.1 Méconnaissance de la source de neutrinos	103
6.2.2 Effets instrumentaux	104
6.2.3 Modèles exotiques	104
6.3 Questions devant trouver une réponse d’ici la fin de la décennie	106
6.3.1. Préciser les paramètres dans le domaine «solaire»	107
6.3.2 Préciser le pattern d’oscillation en L/E «atmosphérique» observé par Super-K	107
6.3.3 Confirmer le signal d’oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ «atmosphérique»	107
6.3.4 Améliorer la limite supérieure de 0.1 sur $\sin^2 2\theta_{13}$ mise par CHOOZ	108

6.4 Questions primordiales qui ne recevront pas de réponse à moyen terme	109
6.4.1 Quelle est l'échelle des masses ?	109
6.4.2. La hiérarchie de masse est-elle normale ou inversée ?	110
6.4.3 Que vaut l'angle de mélange sous dominant θ_{13} ?	110
6.4.4 Y a-t-il violation de la symétrie CP dans le secteur leptonique ?	110
6.4.5 Le neutrino est-il sa propre antiparticule ?	113
Conclusions	116
Références	119

Introduction

Le Modèle Standard de la physique des particules, et singulièrement son volet électrofaible, est vérifié avec une précision remarquable. Un ajustement commun au modèle de l'ensemble des paramètres mesurés dans les interactions électron - positon au LEP du CERN (expériences ATLAS, DELPHI, L3, et OPAL) et au SLC du SLAC (expérience SLD), dans les interactions proton – antiproton au Tevatron du FNAL (expériences DØ et CDF) et dans les interactions de neutrinos au CERN (expériences CHARM, CDHS et CHARM-II) et au FNAL (expériences CCFR et NuTeV) conduit à un excellent accord global caractérisé par un χ^2 de 45.5 pour 45 degrés de liberté [Eidelman-2004], même si tout n'est pas absolument parfait, comme discuté plus loin. L'adéquation entre modèles et observations en ce qui concerne la violation de CP dans les désintégrations des mésons K^0 et B est tout aussi remarquable. Il ne manque que le boson de Higgs à l'appel pour que tout soit pour le mieux. Ce sera sans doute pour 2008 ou 2009 si le LHC et ses expériences répondent à l'attente. Sinon, la surprise sera grande. Bien sûr, le modèle est incomplet, ne serait-ce que par la multitude de ses paramètres non prédictibles. Pour prendre un exemple autre qu'esthétique, des mécanismes additionnels de violation de CP sont nécessaires pour expliquer l'asymétrie entre matière et antimatière dans l'Univers. Les modèles plus complets ne sont encore aujourd'hui que des spéculations, mais peu doutent que tout nouveau modèle susceptible d'être testé et, le cas échéant, vérifié dans les prochaines années contiendra le Modèle Standard dont il sera une extension.

Dans le Modèle Standard, le neutrino a un rôle singulièrement anodin, sans masse, sans charge, sans moment magnétique, pratiquement sans interaction avec la matière, il semble n'être là que pour jouer le rôle que lui a attribué son «inventeur» Wolfgang Pauli, conserver l'énergie, la quantité de mouvement et le moment angulaire dans les interactions faibles impliquant des leptons chargés. Cependant, sa place dans l'Univers est remarquable. La densité en nombre de neutrinos primordiaux égale pratiquement celle des photons de la radiation micro-onde fossile et dépasse de dix ordres de grandeur celle de la matière hadronique. Que leur contribution à la matière noire de l'Univers et leur rôle dans la formation d'un Univers structuré aient été significatifs est, pour l'instant, contesté par les

modèles cosmologiques après avoir été très à la mode il y a encore dix ans. Pour l'instant ... La détection en 1987 du blast de neutrinos émis lors de la mort de l'étoile Sanduleak dans le Grand Nuage de Magellan il y a 150 000 ans a confirmé le modèle d'explosion des supernovae de type II : en 10 secondes 99% de l'énergie émise, de l'ordre de $2 \cdot 10^{46}$ Joules, est convertie en 10^{58} neutrinos. Nous vivons dans un flux de neutrinos de $6.5 \cdot 10^{10}$ par centimètre carré et par seconde issus du cœur du soleil.

Cependant, aussi, la confiance dans le Modèle Standard est tellement grande que la mise en évidence expérimentale du neutrino tau en 2001, il y a à peine trois ans, par un groupe où mes collaborateurs japonais depuis douze ans ont joué un rôle clé, est passée quasiment inaperçue. Certains ont découvert à cette occasion que la preuve de l'existence du neutrino tau n'était pas établie depuis longtemps.

Cependant, enfin, c'est de l'étude des propriétés intrinsèques et de la propagation des neutrinos qu'est venue la première contradiction entre l'observation et le Modèle. L'expérience a prouvé de manière indubitable que les neutrinos électroniques émis dans le cœur du soleil changent de nature en traversant le soleil, qu'ils gardent la trace de ce changement en se propageant vers la terre, et que ce processus, l'oscillation de neutrinos, ne peut exister que si les neutrinos sont massifs. Il est possible que la seule extension à apporter au modèle sera d'inclure, comme pour les autres fermions, un neutrino de chiralité droite, stérile, mais nécessaire à la génération de la masse. Il est possible aussi que la modification soit beaucoup plus profonde si nous avons affaire à un neutrino de Majorana qui est sa propre antiparticule. Bien qu'il n'y ait là aucune contradiction avec le Modèle qui est non prédictif à ce propos, la surprise est aussi venue de l'ampleur du mélange entre états propres des neutrinos, à l'opposé de celui des quarks. Enfin, si le mécanisme de «seesaw» est bien celui qui explique la petitesse de la masse des neutrinos en comparaison des autres fermions, alors c'est à la «nouvelle physique», quelle qu'elle soit, qu'il faut faire appel.

Je ne peux passer sous silence l'écart de trois écarts types entre la mesure du paramètre de mélange électrofaible $\sin^2 \theta_W$ effectuée par l'expérience NuTeV [Zeller-

2002] au FNAL à partir des rapports des sections efficaces des neutrinos et des antineutrinos par courants chargé et neutre et celle résultant de l'ensemble des mesures effectuées par les expériences de collisions électron – positon, ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL au LEP et SLD au SLAC [LEP-2002], contraintes par le Modèle Standard, respectivement 0.2277 ± 0.0013 (stat) ± 0.0009 (syst) et 0.2228 ± 0.0004 . C'est la contribution la plus importante au χ^2 de l'ajustement global mentionné plus haut et la seule dépassant 2.2 écarts types [Eidelman-2004]. Je me garderai néanmoins de conclure qu'il ne s'agit pas d'une fluctuation statistique où d'un effet systématique mal apprécié et que, là aussi, la physique du neutrino met le Modèle en échec.

J'ai eu la satisfaction de faire de la physique expérimentale du neutrino pendant une bonne partie de ma carrière, avec un grand regret : avoir manqué le courant neutre. Depuis plus de quinze ans, j'ai traqué l'oscillation de neutrinos, d'abord incidemment, puis avec deux expériences dédiées et des projets qui n'ont pas vu le jour. Ce travail essaie de faire le point sur l'oscillation de neutrinos, résultats expérimentaux et interprétation phénoménologique, et sur les conditions de leur existence, masses et mélange de neutrinos, en s'attardant sur le programme expérimental mené au CERN et auquel j'ai participé.

Le premier chapitre fait l'historique du neutrino depuis les mesures spectrales de la désintégration β qui ont conduit à son invention par Wolfgang Pauli jusqu'à sa description dans le Modèle Standard de l'interaction électrofaible en passant par sa découverte par Fred Reines et Clyde Cowan.

La phénoménologie des neutrinos massifs et des mélanges potentiels entre états propres de la masse et de l'interaction sont décrits dans le chapitre deux. Celui-ci fait le point sur les mesures directes des masses effectives et sur la double désintégration β sans émission de neutrino, le seul processus potentiellement à même de dire si le neutrino est un fermion comme les autres ou s'il est sa propre antiparticule.

Le chapitre trois reprend la phénoménologie d'un résultat direct du mélange, l'oscillation au cours de la propagation dans le vide entre états propres de l'interaction. Les effets liés à la diffusion lorsque la propagation se fait dans la matière sont également décrits.

Dans le chapitre quatre sont rassemblés les résultats présentés comme trois évidences expérimentales de signaux d'oscillation entre familles de neutrinos dans des domaines de paramètres physiques distincts.

Mes contributions personnelles et celles de mes collègues de l'IIHE au programme de recherche du CERN dans le domaine de la physique des oscillations de neutrinos depuis environ vingt ans sont détaillées dans le cinquième chapitre.

Enfin, avant de conclure, le dernier chapitre refait un état des lieux critique de la situation expérimentale et phénoménologique sur la masse, le mélange et l'oscillation de neutrinos avant de décrire ce que pourra apporter comme précisions le programme expérimental à moyen terme, en cours ou en préparation, et de spéculer sur le long terme et sur les moyens qui seront nécessaires pour attribuer des valeurs aux masses et à tous les paramètres de mélange et pour savoir si le neutrino est, ou non, sa propre antiparticule.

Chapitre 1 - Historique : De l'invention du neutrino à sa description dans le Modèle Standard électrofaible.

1.1 L'«invention nécessaire» du neutrino par Wolfgang Pauli

La place du neutrino est implicite dans toute l'histoire de la physique moderne si on fait commencer celle-ci avec la découverte de l'électron par J. J. Thomson et celle de la radioactivité naturelle par Henri Becquerel à la fin du XIX^{me} siècle. L'identification du rayonnement β à l'électron revient à Pierre et Marie Curie dès 1902. La non conservation apparente de l'énergie, de la quantité de mouvement et du moment angulaire observée à partir de 1914 dans les mesures des spectres d'énergie des électrons β par Lise Meitner et Otto Hahn et par James Chadwick conduira à diverses supputations sur le mécanisme de la désintégration β , comme l'émission d'un rayon γ non détecté ou la perte d'énergie par l'électron dans la source. C.D. Ellis et W.A. Wooster d'abord, en 1927, puis Lise Meitner et W. Orthman en 1930 montreront par des mesures calorimétriques que l'énergie totale observable dans la désintégration β du "radium E", le ^{210}Bi , est égale à l'énergie moyenne de l'électron et non pas au moins égale à son énergie maximale. Ces mesures conduiront les pragmatiques, autour de Niels Bohr, à envisager de renoncer, sinon statistiquement, au moins au cas par cas au sacro-saint principe de la conservation de l'énergie - impulsion et du moment angulaire. C'est Wolfgang Pauli qui suggère en 1930 comme « *remède désespéré au sauvetage du "théorème d'échange" de la statistique et de la loi de conservation de l'énergie ... la possibilité qu'il existe dans le noyau des particules électriquement neutres de spin 1/2, obéissant au principe d'exclusion et dont la masse devrait ... n'être en aucun cas supérieure à 0.01 masse de proton* ». Il propose de nommer «neutron» cette nouvelle particule. Enrico Fermi lui donnera en 1933 son nom définitif de « neutrino» après que James Chadwick ait eu découvert le neutron en 1932.

1.2 La découverte expérimentale des neutrinos

Dès 1933, Hans Bethe et Rudolf Peierls ont calculé à partir du modèle de Fermi décrit au paragraphe suivant que la section efficace de l'interaction neutrino - nucléon est de 10 ordres de grandeur plus petite que celle de l'interaction électron - nucléon. Commence une quête de 23 ans qui ne s'achèvera qu'avec la mise en service en 1953 d'une source artificielle intense de 10^{12} neutrinos par cm^2 et par s émis par le réacteur nucléaire militaire de Savannah River. Fred Reines et Clyde Cowan installent leur détecteur d'environ 200 kg à une douzaine de mètres du cœur et sous une douzaine de mètres de blindage contre le rayonnement cosmique. Ils observent clairement entre 1953 et 1956 une série d'interactions inverses de la désintégration β , à savoir $\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$ au rythme d'environ 3 par heure [Reines-1953]. Ils ont utilisé une technique de détection désormais classique auprès des réacteurs: l'annihilation instantanée du positon avec émission de deux photons colinéaires, l'absorption retardée du neutron par un noyau neutrophage dopant la cible (ici du chlorure de cadmium dans une cible d'eau) avec émission de photons d'énergie totale connue et la détection corrélée dans le temps des deux signaux photoniques (ici, par des scintillateurs lus par des photomultiplicateurs). Une autre méthode couramment utilisée et qu'ils ont innovée consiste à prendre des données quand le réacteur est à l'arrêt pour mesurer les bruits de fond cosmique et radioactif. La section efficace qu'ils ont mesurée, $6.3 \cdot 10^{-44} cm^2$, est en accord avec les prédictions théoriques.

Entre 1955 et 1958, Ray Davis mettra au point une autre technique de détection utilisée depuis pour observer les neutrinos électroniques de basse énergie, singulièrement les neutrinos solaires, basée sur la radiochimie [Davis-1955]. La diffusion quasi-élastique $\nu_e + (A, Z) \rightarrow (A, Z+1) + e^-$ sur un noyau (A, Z) de la cible produit un noyau instable $(A, Z+1)$ dont la vie moyenne est de quelques semaines. Au rythme d'environ une fois par vie moyenne, les quelques noyaux $(A, Z+1)$ formés et non encore désintégrés sont extraits de la cible par une méthode chimique et comptés par le nombre de leurs désintégrations β . C'est grâce à cette technique qu'il détectera les premières interactions de neutrinos solaires en 1964 [Davis-1964]. Le seuil de l'interaction quasi-élastique détermine

le seuil de détection des neutrinos. L'interaction utilisée par Davis est $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ dont le seuil de 0.861 MeV est parfaitement adapté au spectre d'énergie des antineutrinos émis par les réacteurs. L'absence de signal à proximité d'un réacteur a démontré la différence entre neutrino et antineutrino.

Avec la mise en service de l'accélérateur à protons AGS du BNL en 1960, T. D. Lee, C. N. Yang, Bruno Pontecorvo entre autres voient la possibilité de construire un faisceau de neutrinos émis dans les désintégrations des pions et kaons secondaires, et donc la première source intense et contrôlée de neutrinos de haute énergie. Ce sera chose faite dès 1962, grâce à Leon Lederman, Melvin Schwartz, Jack Steinberger et leurs collaborateurs [Lederman-1962]. Ceci va leur permettre d'établir la différence entre les antineutrinos émis en même temps que des électrons dans les désintégrations β^- et ceux émis en même temps que des muons dans les désintégrations des mésons π^- . Ceux-ci, en interagissant, produisent systématiquement des antimuons au contraire des premiers qui génèrent des positons. Le pouvoir de pénétration très important des muons permet de les identifier efficacement. La différence entre neutrino électronique ou ν_e et neutrino muonique ou ν_μ est ainsi établie [Lederman-1962].

La découverte du lepton τ en 1965 laissait planer peu de doute sur l'existence du neutrino tau ou ν_τ . Il faudra cependant attendre 2001 et la mise en service du faisceau de protons de 800 GeV au Tevatron du FNAL et la production d'un taux suffisant de ν_τ provenant principalement de la désintégration des mésons D_s et D_s^* pour que l'expérience DONUT démontre son existence de façon directe [Kodama-2001].

1.3 Du modèle à quatre fermions de la désintégration β au Modèle Standard électrofaible

Un modèle théorique de la désintégration β des noyaux par la désintégration du neutron est élaboré par Enrico Fermi dès 1933, rapidement après la proposition de Pauli sur l'existence du neutrino fin 1930 et la découverte du neutron et de son instabilité par

Chadwick en 1932. Le modèle, inspiré de l'électrodynamique, est basé sur une interaction locale entre deux courants fermioniques, l'un leptonique et l'autre baryonique. Les quatre fermions sont décrits par des spineurs de Dirac. L'hamiltonien de l'interaction $n \rightarrow p e^- \nu$ s'écrit en toute généralité :

$$\begin{aligned}
 H_\beta &\div G_F \sum_{i \in S,V,T,A,P} C_i J_i^b J_i^l \\
 J_i^b &= \bar{\psi}_p O_i \psi_n && \text{sont les courants (chargés) baryoniques scalaire,} \\
 &&& \text{vectoriel, tensoriel, pseudo - vectoriel et} \\
 &&& \text{pseudo - scalaire,} \\
 J_i^l &= \bar{\psi}_e O_i \psi_\nu && \text{sont les courants (chargés) leptoniques correspondants,} \\
 O_i &&& \text{sont les opérateurs constants correspondants} \\
 &&& I, \gamma^\mu, \frac{1}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu], \gamma^\mu \gamma_5 \text{ et } \gamma_5 \\
 &&& \text{tels que } H_\beta \text{ soit un scalaire de Lorentz,} \\
 C_i &&& \text{sont les constantes de couplage correspondantes,} \\
 G_F &\approx \frac{10^{-5}}{M_p^2} \approx 1.1 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \text{ est la constante de Fermi.}
 \end{aligned} \tag{1.1}$$

Le modèle courant – courant s'est avérée avoir des limitations importantes : la non-renormalisation et la divergence des sections efficaces avec l'énergie qui entraîne la violation de l'unitarité. Dès 1938 la médiation de l'interaction faible par un boson intermédiaire massif chargé est proposée par analogie avec le photon de l'interaction électromagnétique [Klein-1938], mais cette seule modification du modèle ne résout pas les problèmes.

Le modèle de Fermi va évoluer rapidement pendant une quinzaine d'années à partir de la fin des années 1950 grâce à une accumulation de développements théoriques et expérimentaux pour devenir, avec l'électrodynamique quantique, l'un des deux ingrédients de base de la théorie électrofaible unifiée. Celle-ci a formellement été attribuée à Steven Weinberg [Weinberg-1967] et à Abdus Salam [Salam-1959, Salam-1961, Salam-1964, Salam-1968] auquel on a longtemps associé John Ward, ainsi qu'à Sheldon Glashow [Glashow-1959, Glashow-1961] pour une série de travaux publiés sur une dizaine d'années

entre 1959 et 1968. Parmi les contributions qui conduiront à ce modèle, le compléteront et le vérifieront expérimentalement, citons:

- Le développement d'une théorie de jauge locale généralisée inspirée de la dynamique quantique par Chen Ning Yang et Robert Mills en 1954 [Yang-1954]. Les champs de jauge de Yang - Mills sont caractérisés par des bosons de masse nulle chargés.
- L'observation par Chien-Shiung Wu et ses collaborateurs en 1957 de la violation complète de la parité dans la désintégration β [Wu-1957] qui venait d'être prédite par Tsung-Dao Lee et Yang, limitant ainsi le modèle de Fermi aux seuls couplages vectoriel et pseudo - vectoriel (théorie V-A) [Lee-1956].
- Le mélange entre états propres de saveur et de masse des hadrons introduit par Nicolas Cabbibo en 1963 pour expliquer la désintégration faible des particules étranges [Cabbibo-1963].
- La formulation par Robert Brout et François Englert [Englert-1964] et par Peter Higgs [Higgs-1964] en 1964 d'un mécanisme de brisure spontanée de symétrie qui, appliqué à un champ de Yang – Mills, conduit à l'acquisition d'une masse par les bosons de jauge résultant de leur interaction avec un champ scalaire associé au boson dit de Higgs. Cette interaction avec le champ de Higgs est le mécanisme par lequel est générée la masse de fermions.
- L'avènement du modèle des quarks proposé en 1964 par Murray Gell-Mann [Gellmann-1964] et par Georges Zweig [Zweig-1964].
- La vérification expérimentale de l'existence de la structure des nucléons en constituants par Jerome Friedman, Henry Kendall, Richard Taylor et leurs collaborateurs en 1969 dans une expérience de diffusion électron - proton au SLAC [Bloom-1969].
- Le mécanisme dit de GIM proposé en 1970 par Sheldon Glashow, Luciano Maiani et John Illiopoulos expliquant la non - désintégration des particules étranges par courant neutre par l'existence d'un quatrième quark, le quark charmé, associé au

quark étrange dans un même doublet [Glashow-1970]. Ce mécanisme étend le modèle du secteur leptonique à celui des quarks.

- La formulation d'une théorie de jauge locale non-abélienne renormalisable par Gerard 't Hooft et Martin Veltman au début des années 1970 [tHooft1971, tHooft-1972].
- La découverte expérimentale des courants neutres par la collaboration Gargamelle au CERN en 1973 dans les interactions neutrino – électron [Hasert-1973] et neutrino – nucléon [Hasert-1973b].
- La découverte dès 1974 du méson J/ψ constitué de quarks charmés par Burton Richter et collaborateurs au collisionneur électron - positon du SLAC [Augustin-1974] et Sam Ting et collaborateurs dans les interactions proton – nucléon au BNL [Aubert-1974].

Une confirmation essentielle du modèle électrofaible est certainement la mise en évidence des bosons de jauge W et Z au collisionneur $Sp\bar{p}S$ du CERN en 1983 par Carlo Rubbia et ses collaborateurs de l'expérience UA1 [Banner-1983] et par Pierre Darriulat et ses collaborateurs de l'expérience UA2 [Arnisson-1983].

On trouvera une revue historique sur les théories de jauge des origines aux théories non-abéliennes qui ont conduit au Modèle Standard électrofaible dans [ORaifeartaigh-2000].

La théorie électrofaible unifiée est constitutive, avec la chromodynamique quantique, qui décrit l'interaction forte, de ce qu'il est convenu d'appeler le Modèle Standard de la physique des particules. Des événements à 3 jets coplanaires ont été observés dans l'état final des collisions électron - positon dans l'expérience TASSO à DESY, Hambourg, en 1979 [Brandelik-1980]. Leur interprétation en terme de rayonnement d'un gluon par un quark de l'état final a définitivement établi la chromodynamique quantique.

1.4 Le neutrino dans le Modèle Standard électrofaible minimal

Le Modèle Standard électrofaible minimal est basé sur une théorie de jauge locale non-abélienne dont la symétrie est déterminée par le groupe $SU(2) \times U(1)$. Parmi les très nombreux ouvrages de référence qui concernent le Modèle Standard, on peut citer [Mori-2004].

Les quarks et les leptons, sont organisés en trois familles de doublets de $SU(2)$ pour les fermions de chiralité gauche et en singulets pour ceux de chiralité droite. A chaque fermion correspond un antifermion. Le neutrino ayant une masse nulle, son hélicité observable est équivalente à sa chiralité invariante :

$$P_{\pm} = P_{R,L} (1 + O(m/E)) \quad \text{où } P_{\pm} \text{ et } P_{R,L} \text{ sont les projecteurs sur les états d'hélicité et de chiralité, et } m \text{ et } E \text{ la masse et l'énergie de la particule.}$$

$$P_{\pm} \equiv P_{R,L} \text{ si } m = 0$$

Du caractère (V-A) de l'interaction faible par courant chargé, il résulte que seuls existent des neutrinos gauches et des antineutrinos droits. Ils sont décrits par des spineurs de Weyl à deux composantes. Les fermions du Modèle Standard électrofaible sont donc :

$$\begin{aligned} &\text{quarks gauches: } \begin{pmatrix} u_i \\ d'_i \end{pmatrix}_L \quad \text{où } \begin{cases} u_i = u, c, t \\ d'_i = d', s', t' \end{cases} \quad \text{et } d'_i = \sum_{j=1}^3 V_{ij} d_j, \\ &\text{quarks droits: } u_{iR}, d'_{iR} \\ &\quad \text{et où les } d_j \text{ sont les états propres de la masse} \\ &\quad \text{et } V \text{ est la matrice unitaire complexe de mélange dite de} \\ &\quad \text{Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) qui généralise l'angle de Cabbibo} \\ &\quad \text{et dont la phase est génératrice de la violation de la symétrie CP.} \\ &\text{leptons gauches: } \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L \quad \text{où } l = e, \mu, \tau \\ &\text{leptons droits: } l_R \end{aligned} \tag{1.2}$$

Le secteur des bosons de Higgs est décrit par un doublet scalaire complexe $\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$.

Les bosons de jauge physiques, après brisure spontanée de la symétrie due à leur

interaction avec les bosons de Higgs, sont les bosons W^\pm et Z^0 et le photon, médiateurs respectifs des interactions faibles à courant chargé, à courant neutre et de l'interaction électromagnétique. Ce mécanisme génère les masses des trois bosons de jauge de l'interaction faible et entraîne la disparition des composantes chargées et d'une composante neutre du doublet de Higgs.

Le lagrangien d'interaction, somme de trois termes décrivant les interactions électromagnétique et faible à courants chargé et neutre, contient deux constantes de couplage g et g' non prédictibles correspondant aux sous-groupes simples $SU(2)$ et $U(1)$. Les paramètres dérivés utilisés habituellement sont l'angle de mélange $\theta_W = \text{tg}^{-1}(g'/g)$ et la charge absolue de l'électron $|e| = g \sin \theta_W$. Aux énergies petites par rapport à la masse M_W des bosons W , l'interaction par courant chargé est bien décrite par l'interaction locale courant - courant de Fermi, la relation entre constantes de couplage étant $G_F = \frac{\sqrt{2}g^2}{8M_W^2}$. L'interaction électromagnétique est naturellement celle donnée par l'électrodynamique quantique.

Le boson de Higgs physique H qui subsiste au mécanisme est le dernier chaînon résistant à l'observation du Modèle Standard électrofaible minimal dont toutes les prédictions sont, par ailleurs, vérifiées de manière remarquablement précise par un très grand nombre de mesures récentes effectuées, notamment au LEP du CERN, au Tevatron du FNAL, au SLC du SLAC et dans les expériences en cours sur la violation de CP dans les désintégrations des mésons K^0 et B au CERN, au SLAC et au KEK.

La masse du neutrino est nulle par construction dans le Modèle Standard minimal qui a été élaboré quand toutes les mesures expérimentales s'accordaient avec cette hypothèse. Le modèle est donc en contradiction avec les résultats expérimentaux de plus en plus nombreux, précis et convaincants sur les oscillations de neutrinos qui s'expliquent simplement et naturellement si les neutrinos sont massifs. Nous reviendrons sur les

implications de ces observations et sur les extensions minimales possibles à apporter au Modèle Standard au chapitre 2.

1.5 La mesure du nombre de familles de neutrinos

Le Modèle Standard comprend trois familles de leptons et donc de neutrinos. Le nombre de familles de neutrinos « légers » c.a.d. de masse inférieure à la moitié de celle du boson Z^0 , environ $45 \text{ GeV}/c^2$, a été mesuré au LEP à partir de la mesure directe de la largeur partielle invisible du Z^0 et de l'ajustement des paramètres du Modèle Standard à l'ensemble des données du LEP. Il est de 2.994 ± 0.012 .

Une contrainte sur le nombre de familles, du moins pour celles qui sont relativistes à l'époque où la température de l'Univers est telle que l'équilibre $n + \nu_e \leftrightarrow p + e^-$ est rompu, est également apportée par la nucléosynthèse primordiale des éléments légers, D , ^3He , ^4He , ^7Li . Le rapport n/p du nombre de neutrons au nombre de protons fixé à cette température ne sera plus affecté que par la désintégration du neutron jusqu'au moment où la nucléosynthèse s'enclenche. On comprendra que la valeur de n/p affecte la nucléosynthèse et les abondances relatives des éléments. La température à laquelle l'équilibre est rompu dépend du taux d'expansion de l'Univers qui dépend du nombre de familles de particules relativistes et donc de neutrinos légers. La mesure des abondances primordiales permet d'estimer cette température à 1 MeV et de placer les limites suivantes sur le nombre de neutrinos relativistes : $1.4 \leq N_\nu \leq 4.9$ au niveau de confiance de 95 %.

1.6 La conservation des nombres baryoniques et leptoniques dans le Modèle Standard électrofaible minimal

La stabilité du proton est une donnée observationnelle : son temps de vie est en tout cas supérieur à $2.1 \cdot 10^{29}$ années. Le nombre baryonique B c.a.d. le tiers du nombre total de

quarks diminué du nombre total d'antiquarks est conservé par construction dans le Modèle Standard. Cependant, le nombre de quarks de chaque saveur n'est pas conservé indépendamment dans les interactions faibles à courant chargé, d'où la matrice de mélange CKM.

Le nombre leptonique total L , c.a.d. le nombre de leptons moins le nombre d'antileptons est conservé et il l'est aussi indépendamment pour chaque famille : L_e, L_μ, L_τ . Pour ce qui est des leptons chargés, la meilleure limite actuelle sur la conservation de L est fournie par le taux de branchement de la réaction $\mu^- + Ti \rightarrow e^+ + Ca$ qui est inférieur à $3.6 \cdot 10^{-11}$. Les meilleures limites sur la conservation indépendante de L_e et de L_μ sont obtenues à partir des taux de branchement, $BR(\mu^- \rightarrow e^- e^+ e^-) < 1.0 \cdot 10^{-12}$ et $\mu^- + Ti \rightarrow e^- + Ti < 4.0 \cdot 10^{-12}$. Dans le secteur neutrinique, la non conservation de L_e, L_μ, L_τ nécessaire à l'interprétation des expériences d'oscillations et l'hypothétique non conservation de L si les neutrinos sont des particules de Majorana seront discutées dans les deux chapitres qui suivent.

Chapitre 2 - Masse et mélange de neutrinos

2.1 Préambule

Les résultats obtenus par les expériences d'oscillation de neutrinos seront présentés au chapitre 4. On retiendra néanmoins pour la bonne compréhension de ce chapitre et du suivant que les valeurs expérimentales des Δm_{ij}^2 , les différences des carrés des valeurs propres des masses, dont l'interprétation en termes d'oscillation est hautement probable sinon certaine, sont respectivement de $7.1 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ et $2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$. La relation $|\Delta m_{13}^2| \approx |\Delta m_{23}^2| \gg |\Delta m_{12}^2|$ est donc établie, où on a appelé par convention ν_3 celui dont la masse est très supérieure ou inférieure aux deux autres.

2.2 Neutrinos de Weyl, de Dirac et de Majorana

Si les neutrinos sont massifs et s'il existe des neutrinos de chiralité droite ν_R stériles, l'extension la plus immédiate du Modèle Standard électrofaible consiste à transformer les neutrinos de Weyl à deux composantes en particules de Dirac à quatre composantes comme les autres fermions. Avec cependant une différence notoire : la seule observable qui différencie neutrino et antineutrino dépourvus de masse est leur hélicité. Pour des particules massives, celle-ci cesse d'être identique à la chiralité et donc d'être invariante pour les transformations de Lorentz. Ceci conduit naturellement à s'interroger sur les natures respectives du neutrino d'hélicité gauche produit avec un positon dans la désintégration β^+ et qui interagit en produisant un électron et de l'antineutrino d'hélicité droite produit avec un électron dans la désintégration β^- et qui interagit en produisant un positon. S'ils sont intrinsèquement différents parce qu'ils portent un nombre quantique supplémentaire de valeur propre opposée, le nombre leptonique, conservé dans l'interaction faible, ce sont des neutrinos de Dirac. Dans le cas contraire, le neutrino est sa propre antiparticule, c'est un neutrino de Majorana à deux composantes. L'apparente conservation du nombre leptonique

dans l'interaction faible devient un artefact de la violation complète de la parité et du caractère (V-A) de l'interaction et de la petitesse de la masse des neutrinos. La transformation du neutrino associé à la désintégration β^+ en neutrino associé à la désintégration β^- est conceptuellement possible par renversement de l'hélicité par transformation de Lorentz. En pratique, la masse des neutrinos étant, au plus, de l'ordre de l'électron-volt, l'existence ou non de la double désintégration β sans émission de neutrino est le seul test expérimental permettant potentiellement de lever l'ambiguïté entre neutrinos de Dirac et de Majorana.

2.3 Termes de masse de Dirac et Majorana

Pour des neutrinos de Dirac à quatre composantes, des termes de masse identiques à ceux des autres fermions du type $\sum \bar{f}_{iL} M_{ij} f_{jR}$ peuvent être formellement construits :

$$L_D = \sum_{i,j=1}^3 \bar{\nu}_{iL} M_{ij}^D \nu_{jR} + \bar{\nu}_{iR} M_{ij}^D \nu_{jL} \quad (2.1)$$

Si les constantes de couplage de Yukawa des neutrinos au champ de Higgs sont non nulles, les neutrinos acquièrent de la masse comme les autres fermions, même si les ν_R ne contribuent pas aux termes d'interaction du lagrangien.

Dans le cas des neutrinos de Majorana, les termes de masse sont construits en couplant un neutrino de Weyl à son conjugué de charge:

$$\left[L_M^L = \sum_{i,j=1}^3 \bar{\nu}_{iL} M_{ij}^L (\nu_{jL})^C + (\bar{\nu}_{iL})^C M_{ij}^L \nu_{jL} \quad \text{et} \quad L_M^R = \sum_{i,j=1}^3 \bar{\nu}_{iR} M_{ij}^R (\nu_{jR})^C + (\bar{\nu}_{iR})^C M_{ij}^R \nu_{jR} \right. \\ \left. \begin{array}{l} \text{où } \psi^C \equiv C(\bar{\psi})^T \\ \text{et } C \text{ est l'opérateur de conjugaison de charge satisfaisant à la relation } C^{-1} \gamma^\mu C = -(\gamma^\mu)^T \end{array} \right] \quad (2.2)$$

On remarquera que :

- ν_L et $(\nu_L)^C$ ont des charges U(1) opposées de sorte que ces termes ne conservent pas le nombre leptonique, comme attendu pour des neutrinos de Majorana.

- Pour la même raison, de tels termes ne peuvent pas être construits pour les autres fermions puisqu'ils ne conserveraient pas la charge électrique.

2.4 Matrice de masse généralisée et états propres de la masse

En toute généralité, et pour un nombre quelconque de familles, le terme de masse peut s'écrire :

$$L_{mass} = L_D + L_M^L + L_M^R = -\frac{1}{2} \bar{\nu} M \nu^C + h.c.$$

où $M = \begin{pmatrix} M^L & M^D \\ (M^D)^T & M^R \end{pmatrix}$ and $\nu \equiv \begin{pmatrix} (\nu_{L1})^C \\ (\nu_{L2})^C \\ (\nu_{L3})^C \\ \dots \\ \nu_{R1} \\ \nu_{R2} \\ \nu_{R3} \\ \dots \end{pmatrix}$ and $\nu^C \equiv \begin{pmatrix} \nu_{L1} \\ \nu_{L2} \\ \nu_{L3} \\ \dots \\ (\nu_{R1})^C \\ (\nu_{R2})^C \\ (\nu_{R3})^C \\ \dots \end{pmatrix}$ (2.3)

Après diagonalisation, il apparaît que les états propres de la masse peuvent se mettre sous la forme $\chi_j + \chi_j^C$ où $\chi_j = U_{jk} \nu_k$ et U est la matrice unitaire de diagonalisation.

Il est évident que $(\chi_j + \chi_j^C)^C \equiv \chi_j + \chi_j^C$ et donc que les états propres de la masse sont des neutrinos de Majorana même si des termes de masse de Dirac sont présents.

2.5 Pourquoi la masse des neutrinos est-elle si petite ? Le mécanisme de «seesaw»

Le mécanisme de «seesaw» (basculer) est le plus souvent invoqué pour tenter d'expliquer pourquoi la masse des neutrinos est tellement plus petite que celle des autres

fermions dans l'hypothèse où la matrice de masse contiendrait des termes de Majorana. L'explication tient dans le cas d'une seule génération, si la relation $M^L \approx 0 \ll M^D \ll M^R$ est vérifiée. Les valeurs propres de la masse s'écrivent simplement:

$$\begin{aligned} m &= \frac{1}{2} \left[M^L + M^R - \sqrt{(M^L - M^R)^2 + 4M^{D^2}} \right] \approx \frac{M^{D^2}}{M^R} \\ M &= \frac{1}{2} \left[M^L + M^R + \sqrt{(M^L - M^R)^2 + 4M^{D^2}} \right] \approx M^R \end{aligned} \quad (2.4)$$

En prenant comme ordre de grandeur pour M_D la masse des leptons chargés :

$m_e \leq M^D = m_l \leq m_\tau$ il vient que

$$m \approx \frac{m_l^2}{M} \quad (2.5)$$

La masse m du neutrino léger sera d'autant plus petite que sera grande celle, M , d'un hypothétique neutrino lourd lié à l'occurrence d'une nouvelle physique au-delà du domaine d'énergie où le Modèle Standard est d'application.

L'argument qualitatif qui justifie le fait de négliger M^L devant M^D est lié au fait que l'apparition du terme de masse M^L implique l'existence d'un secteur de Higgs plus complexe que celui utilisé dans le Modèle Standard alors que toutes les observations sont en accord avec ce modèle.

Si le mécanisme de «seesaw» est correct, alors la différence d'ordre de grandeur entre l'échelle de masse des neutrinos et celle des autres fermions est la seule observation expérimentale qui fasse apparaître l'émergence d'une nouvelle physique, au-delà d'une extension minimale du Modèle Standard. Il faut tempérer cet enthousiasme par le fait que l'échelle d'énergie de cette nouvelle physique n'est pas définie, que les données expérimentales ne sont pas incompatibles avec l'existence d'un secteur de Higgs plus complexe, celui-ci n'étant simplement pas nécessaire, et que le mécanisme est extrêmement difficile à généraliser à plus d'une génération de neutrinos et entraîne l'introduction d'un grand nombre de paramètres libres dans le modèle. On trouvera un état des lieux récent des travaux portant sur mécanisme de seesaw dans [Seesaw-2004]

2.6 Le mélange des neutrinos

La possibilité de mélange entre neutrinos états propres de différentes observables est introduit dès 1957 par Bruno Pontecorvo [Pontecorvo-1957] alors que neutrinos et antineutrinos viennent d'être découverts expérimentalement. Il considère la possibilité de transitions $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$ entre neutrinos de Majorana similaires aux transitions $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$. En 1962, dès que l'existence d'un ν_μ différent du ν_e est attestée, c'est la possibilité de transitions $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ entre familles qui est envisagée par Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata et le groupe de Nagoya [Maki-1962, Nakagawa-1963]. Une synthèse entre les deux mécanismes sera faite par Pontecorvo et V. Gribov à la fin des années 1960 [Gribov-1969]. Seules les transitions $\nu_\ell \leftrightarrow \nu_{\ell'}$ ont été observées expérimentalement à ce jour dans les expériences d'oscillation.

Si on excepte le cas où les neutrinos seraient des particules de Dirac et où le nombre leptonique total ne serait pas conservé, la relation entre états propres de la masse ($\nu_i, i=1,3$) et de la famille ($\nu_\ell, \ell=e, \mu, \tau$) peut s'écrire en toute généralité

$$\left(\begin{array}{c} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{array} \right) = U \left(\begin{array}{c} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{array} \right) \quad \left. \begin{array}{l} \nu_\ell = \sum_{k=1,}^3 U_{\ell k} \nu_k \\ \sum_{k=1,}^3 |U_{\ell k}|^2 = 1 \end{array} \right\} \quad \ell = e, \mu, \tau \quad (2.6)$$

où la matrice de mélange unitaire U est la matrice de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS)

L'interprétation de la matrice PMNS est simple si on l'écrit suivant la forme habituelle

$$U = \left(\begin{array}{ccc} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{ccc} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{array} \right) \times \left(\begin{array}{ccc} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{array} \right) \times \left(\begin{array}{ccc} c_{13} & 0 & e^{-i\delta_{CP}} s_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -e^{i\delta_{CP}} s_{13} & 0 & c_{13} \end{array} \right) \times \left(\begin{array}{ccc} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{array} \right) \\ = \left(\begin{array}{ccc} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{i\delta_{CP}} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta_{CP}} & (c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta_{CP}}) & c_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta_{CP}} & (-c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta_{CP}}) & s_{23} c_{13} \end{array} \right) \times \left(\begin{array}{ccc} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{array} \right) \quad (2.7)$$

où $c_{ij} \equiv \cos(\theta_{ij})$, $s_{ij} \equiv \sin(\theta_{ij})$

Cette matrice est formellement très semblable à la matrice CKM qui régit le mélange des

quarks. L'angle θ_{ij} détermine le mélange entre générations i et j et δ_{CP} est une phase non nulle si l'interaction faible viole la conservation de CP. Les phases additionnelles α_1 et α_2 n'ont de conséquences physiques que si les neutrinos sont de Majorana.

La différence majeure entre matrices CKM et PMNS est que les éléments diagonaux de la première sont proches de 1 ($V_{11} \approx V_{22} \approx 0.974$, $V_{33} \approx 0.999$), la seconde est caractérisée par deux angles de mélange très grands, dont l'un compatible avec un mélange maximum, comme il sera montré plus loin.

Il en résulte que la notion même de masse effective d'un neutrino d'une génération donnée, $m_{\nu_\ell}^{2\text{ eff}} = \sum_{k=1}^3 |U_{\ell k}|^2 m_{\nu_k}^2$, perd largement de sa signification.

2.7 Mesure directe des masses effectives

La masse effective du ν_e peut s'obtenir en mesurant la fin du spectre d'énergie des électrons émis dans une désintégration β .

$$\frac{dN(E_e)}{dE_e} \propto E_e p_e (E_0 - E_e) \sqrt{(E_0 - E_e)^2 - m_\nu^2} \quad (2.8)$$

où E_e l'énergie de l'électron et E_0 sa valeur maximum si $m_\nu = 0$.

Pour diverses raisons, telles que la petite valeur de E_0 , 18.6 keV , la faible densité de la source, la petitesse des effets coulombiens et la haute activité de la source, c'est la désintégration du tritium qui est utilisée. Les deux expériences cryogéniques les plus performantes et les plus récentes font appel à la collimation magnétique adiabatique par laquelle tous les électrons sont guidés sur des trajectoires parallèles dans un spectromètre à seuil électrostatique. Les électrons qui passent le seuil sont accélérés et guidés vers le système de détection. Le spectre d'énergie se mesure en faisant varier le seuil. Une difficulté majeure de ce type de mesure réside dans l'extrême difficulté à accumuler un

échantillon significatif dans le domaine du spectre d'énergie affecté par la masse du neutrino. Si $m_\nu = 1 \text{ eV}$, la fraction du taux de comptage comprise entre E_0 et $(E_0 - m_\nu)$ est de 10^{-13} . Les deux expériences dites de Mainz [Wienheimer-1999, Wienheimer-1999b] et de Troïtsk [Lobashev-1999] placent la même limite sur la masse effective du ν_e , à savoir : $m_{\nu_e}^{eff} \leq 2.2 \text{ eV}$ au niveau de confiance de 95 %.

Des limites supérieures très peu contraignantes sont obtenues pour les masses effectives du ν_μ et du ν_τ en analysant la cinématique de désintégration du méson π^+ et le canal semi-leptonique de désintégration du lepton τ . Les limites obtenues sont respectivement de 170 keV au niveau de confiance de 90 % [Assamagan-1996] et 18.2 MeV au niveau de confiance de 95 % [Barate-1998].

2.8 Limites astrophysiques et cosmologiques sur les masses des neutrinos.

Partant de l'équilibre thermodynamique des fermions et des bosons dans un modèle standard du Big-bang et de l'expansion adiabatique de l'univers, il vient que la densité en nombre de neutrinos légers fossiles primordiaux à notre époque est de $n_{\nu+\bar{\nu}}^0 = \frac{9}{11} n_\gamma^0 = 113 \text{ cm}^{-3}$ pour chaque génération et leur énergie est de $E_\nu^0 \approx 1.6 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$.

Étant donné les valeurs des différences des masses mesurées par les expériences d'oscillation décrites plus loin, à savoir de l'ordre de 0.008 eV et 0.05 eV , il est donc légitime de traiter ces neutrinos de manière non relativiste de sorte

que $\rho_{\nu+\bar{\nu}}^0 = n_{\nu+\bar{\nu}}^0 m_\nu < \rho_C = \frac{3(100h^0)^2}{8\pi G}$, la densité critique de l'Univers. Prenant pour h^0 , la

constante de Hubble réduite, la valeur de 0.71, il vient que $\sum_{i=1}^3 m_{\nu_i} < 46 \text{ eV}$ pour 3

générations.

Une limite supérieure beaucoup plus contraignante peut être placée sur la masse des neutrinos en combinant les informations fournies par des expériences récentes d'astrophysique et de cosmologie observationnelle, à savoir, la mesure des fluctuations du bruit de fond cosmologique micro-onde dont celle de l'expérience WMAP [Bennet-2003], et celle du spectre de puissance tridimensionnel d'un grand nombre de galaxies de l'univers local obtenu récemment par les expériences 2dFGRS [Colless-2001] puis SDSS [Abazajian-2003]. Diverses analyses semblent converger vers une limite supérieure de l'ordre de 2 eV pour la somme des masses des neutrinos et donc 0.7 eV par neutrino si les masses sont quasi dégénérées [Tegmark-2004, Spergel-2003]. Cependant, on prendra garde au fait de l'extrême dépendance potentielle de ce résultat en les modèles cosmologiques ainsi que du nombre très élevé de paramètres libres ou partiellement corrélés, typiquement une vingtaine ou plus, décrivant les modèles.

2.9 Mesures de masse effective par la double désintégration β sans émission de neutrino ($0\nu\beta\beta$)

La double désintégration β $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\nu_e$ est une interaction faible conventionnelle du second ordre ayant lieu lorsque la désintégration β ordinaire est endothermique. Elle a été observée expérimentalement pour une dizaine de noyaux. Les taux de désintégration extrêmement faibles de ces noyaux, les temps de vie sont supérieurs à 10^{18} ans, rendent ces expériences très sensibles au bruit de fond cosmique et radioactif, en particulier, celui dû à l'appareillage lui-même. Comme le calcul des taux dépend des effets de structure nucléaire, le fait que les taux et les spectres d'énergie mesurés dans les désintégrations $2\nu\beta\beta$ soient raisonnablement en accord avec ceux attendus permet de calibrer avec confiance la contribution nucléaire dans le calcul des spectres d'énergie des désintégrations sans émission de neutrino. Ainsi, pour le ^{76}Ge , les valeurs calculées et

mesurées sont respectivement de $T_{1/2}^{2\nu\beta\beta} = (1.38 \pm 0.14) \times 10^{21}$ ans et $(1.55 \pm 0.01_{-0.15}^{0.19}) \times 10^{21}$ ans [Klapdor-2001].

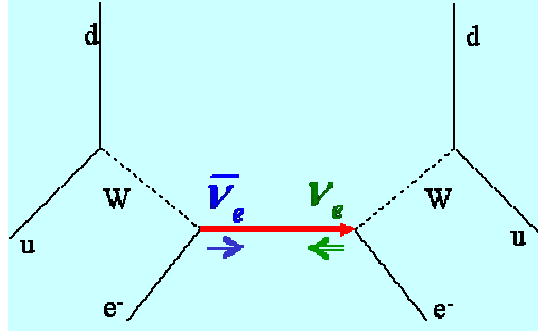
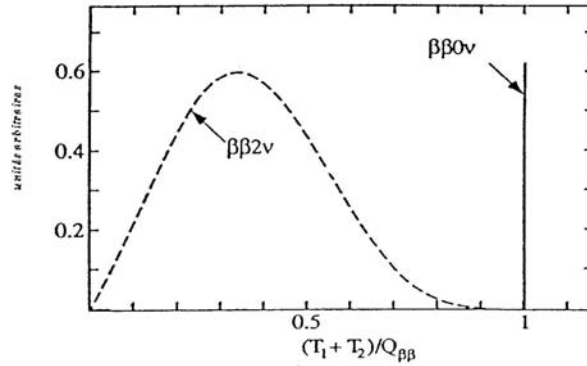


Figure 2.1 – Schéma de la désintégration

Si les neutrinos sont de Majorana, et donc leurs propres antiparticules et massifs, le neutrino droit émis au premier vertex peut être absorbé comme un neutrino gauche au second vertex après renversement du spin et donc de l'hélicité. La désintégration $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^-$ viole la conservation du nombre leptonique L . Le processus $0\nu\beta\beta$ est schématisé dans la figure 2.1



$0\nu\beta\beta$ Figure 2.2 – Spectres d'énergie $2\nu\beta\beta$ et $0\nu\beta\beta$

La présence d'un signal $0\nu\beta\beta$ au-dessus du bruit de fond $2\nu\beta\beta$ se caractérise par l'existence d'une raie à l'extrémité supérieure du spectre d'énergie totale $(T_1 + T_2)$ des deux

électrons (figure 2.2). La qualité de la résolution en énergie en fin de spectre est une autre exigence dans ces expériences. Trois technologies sont principalement utilisées :

- Les sources effectives comme les diodes à germanium : source de 10,96 kg de ^{76}Ge enrichi de l'expérience MHbb (Moscou - Heidelberg), résolution de 4 keV [Klapdor-2001].
- Les sources passives où les énergies des électrons sont mesurées par des trajectographes et des calorimètres externes : source de 6.9 kg de ^{100}Mo de l'expérience NEMO3, résolution de 10 keV [Sarazin-2004].
- La mesure des énergies par des thermistors fonctionnant comme thermomètres à basse température ou bolomètres : source de 6.8 kg d'oxyde de ^{128}Te et de ^{130}Te de l'expérience MIBETA développée par le groupe de Milan, résolution de 8 keV [Alessandrello-2000].

L'existence du processus dépendant de la présence d'une petite composante d'hélicité gauche pour l'antineutrino émis au premier vertex, il en résulte que le temps de vie $T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}$ de la désintégration $0\nu\beta\beta$ est inversement proportionnel à la masse effective $\langle m_\nu \rangle$ du neutrino ; celle-ci dépend non seulement des carrés des éléments de matrice de mélange mais aussi des phases de Majorana α_i liées à la violation de CP et dont la première est arbitrairement prise égale à 0:

$$\langle m_\nu \rangle = \left| \sum_{i=1}^n U_{ei}^2 m_{\nu_i} \right| = \left| \sum_{i=1}^n |U_{ei}|^2 e^{i\alpha_i} m_{\nu_i} \right| \div \frac{1}{T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}} \quad (2.9)$$

Les meilleures limites supérieures sur $\langle m_\nu \rangle$, ont été obtenues avec une source de ^{76}Ge par MHbb, 0.35 eV [Klapdor-2001] et IGEX, de 0.33 à 1.35 eV, en fonction des modèles nucléaires [Aalseth-2002] et avec une source de ^{130}Te par MIBETA, 1.1 à 2.6 eV [Alessandrello-2000].

Une fraction du groupe Moscou - Heidelberg a annoncé en 2001 puis publié l'existence d'un signal à 4.2 écarts types au-dessus du bruit correspondant à une valeur de

$\langle m_\nu \rangle$ comprise entre 0.1 et 0.9 eV à 99.73 % de niveau de confiance [Klapdor-2001b]. Le fait que le groupe de Moscou ait refusé de signer cette publication et qu'une partie de l'analyse statistique susceptible de convaincre n'est pas rendue publique jette le scepticisme sur ce résultat. Wait and see ...

On notera encore que l'existence du processus $0\nu\beta\beta$ ne peut être séparée de celle d'une infime contribution (V+A) à l'interaction faible.

Chapitre 3 - Phénoménologie des oscillations entre familles de neutrinos.

3.1 Formalisme général de l'oscillation dans le vide

Le phénomène d'oscillation entre familles de neutrinos existe à la double condition que les masses des neutrinos ne soient pas dégénérées et qu'il y ait mélange entre états propres de la masse et de la famille. Il résulte du fait que l'état propre ν_ℓ de la famille créé par l'interaction courant chargé du lepton ℓ se propage comme une superposition quantique d'états de masse différents:

$$|\nu_\ell\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{\ell k} |\nu_k\rangle \quad (3.1)$$

Du fait des différences de masse extrêmement petites, la cohérence des paquets d'onde se maintient sur un nombre de longueurs d'oscillation extrêmement élevé, typiquement de l'ordre de p/σ_p où p est l'impulsion et σ_p la largeur en impulsion des paquets d'onde, de sorte que des effets de décohérence classique dus à la dimension finie de la source, à la largeur du spectre d'énergie et la résolution dans la mesure de celle-ci se manifestent bien avant les effets quantiques.

Si le neutrino est créé avec une impulsion p , chaque état propre se propageant comme une onde plane, il vient que

$$\begin{aligned} |\nu_\ell(L)\rangle &= \sum_{k=1}^3 U_{\ell k} e^{-i(E_k L - pL)} |\nu_k\rangle \approx \sum_{k=1}^3 U_{\ell k} e^{-i(m_k^2/2E)L} |\nu_k\rangle \\ \text{parce que } E_k &= \sqrt{p^2 + m_k^2} \approx p \left(1 + \frac{m_k^2}{2p^2}\right) \text{ pour } p \gg m_k \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$= \sum_{k=1}^3 \left(U_{\ell k} e^{-i(m_k^2/2E)L} \sum_{\ell' = e, \mu, \tau} U_{\ell' k}^* |\nu_{\ell'}\rangle \right)$$

Et la probabilité qu'un ν_ℓ se soit transformé en $\nu_{\ell'}$ à une distance L de la source est donnée par

$$P(\nu_\ell(L=0) \rightarrow \nu_{\ell'}(L)) = |\langle \nu_{\ell'} | \nu_\ell(L) \rangle|^2 = \left| \sum_{k=1}^3 U_{\ell k} e^{-i(m_k^2/2E)L} U_{\ell' k}^* \right|^2$$

qui peut se réécrire sous la forme

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\ell(L=0) \rightarrow \nu_{\ell'}(L)) &= \delta_{\ell\ell'} \\
 &- 4 \sum_{k' > k}^{1,3} \underbrace{\Re(U_{\ell' k'}^* U_{\ell' k} U_{\ell k} U_{\ell k'}^*)}_{\text{Les paramètres de mélange définissent la probabilité maximum}} \underbrace{\sin^2 \frac{\Delta m_{kk'}^2 L}{4E}}_{\text{Terme d'oscillation en } L/E} \\
 &+ 2 \sum_{k' > k}^{1,3} \Im(U_{\ell' k'}^* U_{\ell' k} U_{\ell k} U_{\ell k'}^*) \sin \frac{\Delta m_{kk'}^2 L}{2E} \\
 \text{où } \Delta m_{kk'}^2 &= m_k^2 - m_{k'}^2, \text{ avec la contrainte } \Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 + \Delta m_{31}^2 = 0
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

Il y a donc six paramètres libres, trois paramètres de mélange, deux différences de carrés de masse et la phase δ de violation de CP. On notera que la probabilité ne dépend pas des éventuelles phases additionnelles de Majorana. De la conservation de CPT, il résulte que $P(\bar{\nu}_\ell \rightarrow \bar{\nu}_{\ell'}, |U) = P(\nu_{\ell'} \rightarrow \nu_\ell |U) = P(\nu_\ell \rightarrow \nu_{\ell'}, |U^*)$.

En supposant la conservation de CP, la probabilité d'oscillation peut encore être réécrite dans des unités pratiques sous la forme

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\ell(L=0) \rightarrow \nu_{\ell'}(L)) &= \delta_{\ell\ell'} - 4 \sum_{k' > k}^{1,3} U_{\ell' k'}^* U_{\ell' k} U_{\ell k} U_{\ell k'}^* \sin^2 1.27 \frac{\Delta m_{kk'}^2 [eV^2] L[km]}{E[GeV]} \\
 &= \delta_{\ell\ell'} - 4 \sum_{k' > k}^{1,3} U_{\ell' k'}^* U_{\ell' k} U_{\ell k} U_{\ell k'}^* \sin^2 \pi \frac{L}{L_{kk'}^{osc}} \\
 L_{kk'}^{osc}[km] &= \frac{2.47 E[GeV]}{\Delta m_{kk'}^2 [eV^2]} \text{ est la longueur d'oscillation}
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

Le formalisme peut être trivialement étendu à plus de trois familles de neutrinos.

3.2 Approximation pour l'oscillation dans le vide entre deux familles

Le formalisme complexe d'oscillation entre trois familles impliquant six paramètres libres peut être ramené à un formalisme effectif d'oscillation entre deux familles si la hiérarchie des masses des neutrinos satisfait la relation $|\Delta m_{13}^2| \approx |\Delta m_{23}^2| = \Delta m^2 \gg |\Delta m_{12}^2| = \delta m^2$, où on a appelé par convention ν_3 celui dont la masse est très supérieure ou inférieure aux deux autres. Or on se souviendra que les valeurs expérimentales des carrés des différences de masse dont l'interprétation en termes d'oscillation est certaine pour la première et hautement probable pour la seconde sont respectivement de $7.1 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ et $2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$.

Pour une énergie E donnée, dans le domaine des valeurs de la distance L à la source où la valeur de $\Delta m^2 L/E$ engendre des oscillations, on a que $\delta m^2 L/E \approx 0$.

Dans ces conditions, la probabilité de conversion peut s'écrire :

$$\begin{aligned} P(\nu_l \rightarrow \nu_{l' \neq l}) &\approx \sin^2 2\theta_{ll'}^{\text{eff}} \sin^2(1.27 \Delta m^2 L / E) \\ \sin^2 2\theta_{ll'}^{\text{eff}} &= 4 |U_{l3}^* U_{l'3}|^2 \\ P(\nu_l \rightarrow \nu_l) &= 1 - 4 |U_{l3}|^2 \left(1 - |U_{l3}|^2\right) \sin^2(1.27 \Delta m^2 L / E) \end{aligned} \quad (3.5)$$

On voit que seul le mélange en famille du ν_3 intervient au travers des angles de mélange effectifs. Ceux-ci peuvent se réécrire en fonction des angles θ_{ij} :

$$\begin{aligned} \sin^2 2\theta_{e\mu}^{\text{eff}} &= \sin^2 2\theta_{13} \cos^2 \theta_{23} \\ \sin^2 2\theta_{e\tau}^{\text{eff}} &= \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \\ \sin^2 2\theta_{\mu\tau}^{\text{eff}} &= \sin^2 2\theta_{23} \cos^4 \theta_{13} \end{aligned} \quad (3.6)$$

On notera aussi que dans le domaine où la contribution de la composante en $\delta m^2 L/E$ cesse d'être négligeable, la longueur d'oscillation due au premier terme devient extrêmement courte et l'imprécision avec laquelle L et E sont connues fait que seule la moyenne

$$\left\langle \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 L}{E} \right) \right\rangle = \frac{1}{2} \quad (3.7)$$

du terme oscillant est accessible à l'expérience. C'est le phénomène de délavage des oscillations.

Dans le cas où, avec une bonne approximation, seulement deux états propres de la masse et la famille se mélangent, la probabilité de conversion se simplifie encore pour devenir :

$$\boxed{\begin{aligned} P(\nu_l \rightarrow \nu_{l', \neq l}) &= \sin^2 2\theta_{ll'} \sin^2(1.27 \Delta m^2 L / E) \\ P(\nu_l \rightarrow \nu_l) &= 1 - P(\nu_l \rightarrow \nu_{l', \neq l}) \\ \begin{pmatrix} \nu_l \\ \nu_{l'} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos \theta_{ll'} & \sin \theta_{ll'} \\ -\sin \theta_{ll'} & \cos \theta_{ll'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \end{aligned}} \quad (3.8)$$

La formulation reste valable si les états propres des familles sont remplacés par des combinaisons linéaires.

Le choix $m_2 > m_1$ étant fait par convention, les oscillations dans le vide ne permettent pas de distinguer entre θ et $\pi/2 - \theta$ et donc savoir qui de ν_l ou $\nu_{l'}$ est plutôt ν_1 ou ν_2 .

3.3 Les effets de matière

Les neutrinos se propagent dans la matière par diffusion élastique vers l'avant. En conséquence, l'onde plane prend la forme $e^{inx} e^{-iEt}$ où l'indice de réfraction $n = 1 + V/p$ et V est le potentiel effectif d'interaction. Pour des neutrinos au cœur du soleil on a par exemple $|n - 1| = \frac{V \approx 10^{-13} eV}{E \approx 10 MeV} \approx 10^{-20}$. En plus des interactions par courant neutre, identiques pour les trois familles de neutrinos actifs, les ν_e subissent des interactions par courant chargé avec les électrons. Les potentiels d'interaction des ν_e et donc les indices de réfraction, diffèrent de ceux des $\nu_{\mu\tau}$. On a donc $V_\mu = V_\tau = V_{NC}$ et $V_e = V_{NC} + V_{CC}$ avec $V_{NC} = -\frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_n$ et $V_{CC} = \sqrt{2} G_F N_e$ où G_F est la constante de Fermi et N_n et N_e les densités en nombres de neutrons et d'électrons. Les potentiels d'interaction des antineutrinos sont de signe opposé et ceux d'éventuels neutrinos stériles sont bien sûr nuls.

Les effets de matière sur la propagation des neutrinos ont été étudiés en premier par S. P. Mikheyev et Y. A. Smirnov [Mikheyev-1986] et par L. Wolfenstein [Wolfenstein-1978]

Du fait des interactions, les équations d'évolution des états propres de masse, superpositions d'états de famille, indépendantes dans le vide, deviennent couplées. Les équations d'évolution couplées des états propres de la famille, dans le cas d'un mélange de deux états, ν_e d'une part et une combinaison linéaire quelconque ν_x de ν_μ ou ν_τ d'autre part, deviennent

$$-i\hbar\partial_x \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_x\rangle \end{pmatrix} = \frac{-1}{2E} \begin{pmatrix} \frac{m_1^2 + m_2^2}{2} + 2EV_e(x) - \frac{\Delta m^2}{2} \cos 2\theta & \frac{\Delta m^2}{2} \sin 2\theta \\ \frac{\Delta m^2}{2} \sin 2\theta & \frac{m_1^2 + m_2^2}{2} + 2EV_x(x) + \frac{\Delta m^2}{2} \cos 2\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_x\rangle \end{pmatrix}$$

et les valeurs et vecteurs propres de la masse à une distance L de la source deviennent :

$$\begin{aligned}
m_{1m}^2 &= \frac{m_1^2 + m_2^2}{2} + 2E(V_e(L) + V_x(L)) - \frac{1}{2}\sqrt{(\Delta m^2 \cos 2\theta - 2E \cdot V_{cc}(L))^2 + (\Delta m^2 \sin 2\theta)^2} \\
m_{2m}^2 &= \frac{m_1^2 + m_2^2}{2} + 2E(V_e(L) + V_x(L)) + \frac{1}{2}\sqrt{(\Delta m^2 \cos 2\theta - 2E \cdot V_{cc}(L))^2 + (\Delta m^2 \sin 2\theta)^2}
\end{aligned}$$

et donc une différence de masses au carré $\Delta m_m^2 = \sqrt{(\Delta m^2 \cos 2\theta - 2E \cdot V_{cc}(L))^2 + (\Delta m^2 \sin 2\theta)^2}$

$$\begin{pmatrix} |v_e\rangle \\ |v_x\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_m & \sin \theta_m \\ \sin \theta_m & \cos \theta_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |v_{1m}\rangle \\ |v_{2m}\rangle \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

où l'angle de mélange dans la matière est défini par $\tan 2\theta_m = \frac{\Delta m^2 \sin 2\theta}{\Delta m^2 \cos 2\theta - 2E \cdot V_{cc}(L)}$

et la longueur d'oscillation par $L_m^{osc} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{12m}^2} = \frac{4\pi E}{\sqrt{(\Delta m^2 \cos 2\theta - 2E \cdot V_{cc}(L))^2 + (\Delta m^2 \sin 2\theta)^2}}$

Dans un milieu de densité constante, les neutrinos se propagent donc de manière similaire à la propagation dans le vide mais les paramètres de mélange et de masse sont modifiés et dépendent de l'énergie:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_x) = \sin^2 2\theta_m(E) \sin^2(1.27 \Delta m_m^2(E) L / E) \quad (3.10)$$

3.4 L'effet MSW

Un effet de résonance apparaît lorsque

$$V_{cc} = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2E} \text{ et donc } N_e = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2} G_F E} \quad (3.11)$$

L'angle de mélange effectif θ_m est alors égal à 45° et le mélange est maximal. A la résonance, l'angle de mélange varie très rapidement en fonction de la densité et la longueur d'oscillation est maximale comme montré sur la figure 3.1. Elle a été obtenue pour un mélange dans le vide assez faible : $\cos \theta = 0.9$. On voit aussi que, s'il y a résonance pour les neutrinos, il ne peut y en avoir pour les antineutrinos et réciproquement, les potentiels changeant de signe.

La figure 3.2 montre la dépendance des valeurs propres de la masse et des valeurs propres des masses effectives des états propres de la famille en la densité du milieu. On a

choisi a priori un mélange dans le vide relativement faible, $\cos \theta = 0.9$, et donc un ν_e proche du ν_1 . On observe qu'un ν_e créé dans une zone où la densité électronique est nettement supérieure à la densité de résonance a une masse effective proche de celle du ν_2 . On observe aussi que c'est à la résonance que la différence Δm_m^2 est la plus petite.

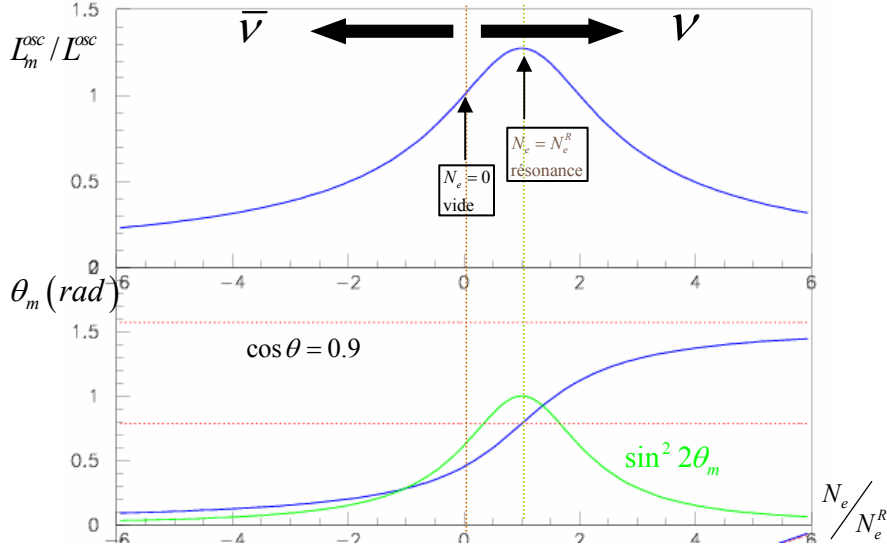


Figure 3.1 Variation du rapport entre longueurs d'oscillation dans la matière et le vide (figure du haut) et de l'angle de mélange dans le vide (figure du bas) en fonction du rapport de la densité en nombre d'électrons à la densité à la résonance.

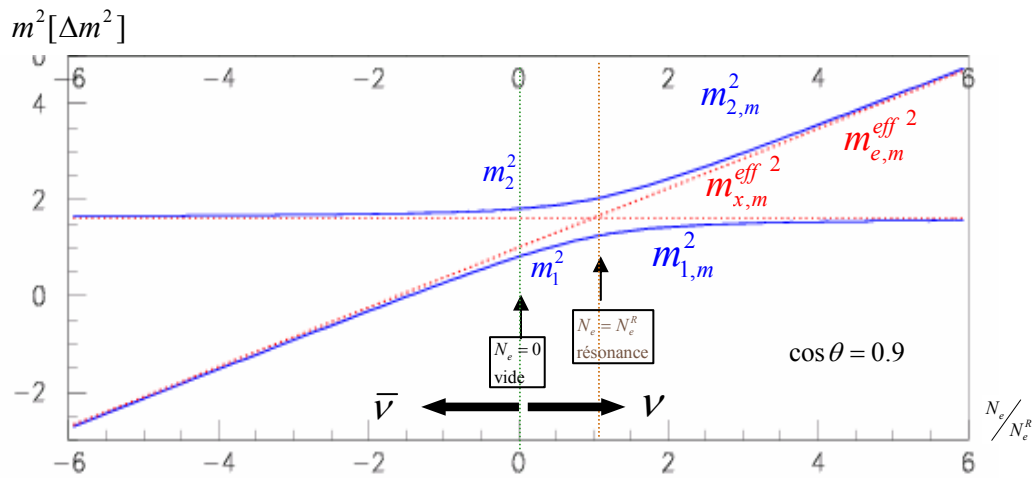


Figure 3.2 Variation des valeurs propres des masses (trait plein) et des masses effectives (trait pointillé) en fonction du rapport de la densité en nombre d'électrons à la densité à la résonance. Les masses sont mesurées en unités Δm^2 sur une échelle d'origine arbitraire.

Il a été montré en toute généralité par T. K. Kuo et J. Pantaleone [Kuo-1989] que la probabilité de conversion peut s'écrire :

$$\begin{aligned}
 P(\nu_e \rightarrow \nu_x) &= \frac{1}{2} - \left(\frac{1}{2} - P_X \right) \cos 2\theta_m^0 \cos 2\theta \\
 \text{où } \theta_m^0 &\text{ est l'angle de mélange dans la matière au point de création} \\
 \text{et } P_X &\text{ est la probabilité de croisement } \nu_{1m} \leftrightarrow \nu_{2m} \text{ dans la zone de résonance} \\
 P_X &= \frac{\exp\left(-\frac{\pi}{2}\gamma F\right) - \exp\left(-\frac{\pi}{2}\gamma \frac{F}{\sin^2 \theta}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{\pi}{2}\gamma \frac{F}{\sin^2 \theta}\right)}, \\
 \gamma &= \frac{\Delta m^2 \sin^2 2\theta}{2E \cos 2\theta |d_x \ln N_e|_R} \text{ est appelé le paramètre d'adiabaticité}
 \end{aligned} \tag{3.12}$$

Le paramètre F dépend du gradient de variation spatiale de N_e . Dans le soleil où la décroissance est approximativement exponentielle [Bahcall-2001], on a $F = 1 - \tan^2 \theta$ [Petcov-1988]. On observe que si la densité en nombre d'électrons varie suffisamment lentement là où sa variation est la plus rapide, dans la zone de résonance, le paramètre d'adiabaticité est grand, la probabilité de croisement devient négligeable et la propagation dans la zone de résonance est adiabatique. La probabilité de conversion devient

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \frac{1}{2} (1 - \cos 2\theta_m^0 \cos 2\theta). \tag{3.13}$$

Si le ν_e est créé dans un milieu dense, il vient que $\theta_m^0 \approx \pi/2$ et $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 \theta$. Plus petit est l'angle de mélange dans le vide et plus grande est la probabilité de conversion résonante adiabatique !

Cet effet spectaculaire de conversion entre familles qui résulte, à une énergie donnée, d'une adéquation entre les paramètres de mélange, les différences de masse et les potentiels d'interaction avec le milieu traversé a été baptisé effet MSW en l'honneur des pionniers Mikheyev, Smirnov et Wolfenstein.

Le paramètre d'adiabaticité dépendant de l'énergie, la partie haute d'un spectre d'émission peut subir des transitions dans la zone de résonance alors que la partie basse la traverse adiabatiquement.

Un fait important causé par les effets de matière est qu'ils permettent de lever l'ambiguïté entre θ et $\pi/2 - \theta$.

Chapitre 4 – Signaux dans les expériences d’oscillation

Trois évidences expérimentales de transition entre familles de neutrinos dues aux oscillations ont été observées dans trois domaines de Δm^2 très différents. Elles sont présentées et discutées dans ce chapitre par valeur croissante de Δm^2 et décroissante de crédibilité et d’ancienneté.

4.1 Les neutrinos solaires - $\Delta m^2 \approx 8 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$

La technologie radiochimique développée par R. Davis pour observer les interactions des ν_e de basse énergie et infructueuse pour détecter les $\bar{\nu}_e$ des réacteurs, lui a permis d’être le premier à observer des interactions de neutrinos solaires à partir de 1968 dans un détecteur de 340 mille litres de tétrachlorure de carbone placé au niveau moins 1478 mètres dans la mine de Homestake au Dakota du Sud, confirmant ainsi le modèle de réacteur de fusion du soleil proposé par Hans Bethe dans les années 1930 et repris par William Fowler [Fowler-1958] et d’autres dans les années 1950. Le développement de ce qui est devenu le Modèle Standard du Soleil de John Bahcall date de la même période [Bahcall-1964]. Dès la première mesure de flux de ν_e solaires par Davis [Davis-1968] un déficit d’environ deux tiers par rapport à la prédiction du modèle [Bahcall-1968] est observé. Ce déficit a été confirmé depuis par des expériences de plus en plus performantes utilisant des technologies complémentaires, alors que le modèle du soleil devenait de plus en plus sophistiqué, capable, par exemple, de rendre compte de l’héliosismologie avec une précision du pour mille [Bahcall-2001] et que les sections efficaces des processus nucléaires impliqués dans la fusion étaient mesurés avec une précision toujours meilleure. Ceci a constitué le «problème des neutrinos solaires» dont l’interprétation en terme d’oscillation n’a été définitivement prouvée qu’en 2002 lorsque les mesures sont devenues quasiment indépendantes des détails du modèle solaire.

La figure 4.1 montre le spectre d'énergie calculé des neutrinos solaires dans les différentes étapes de la chaîne principale de fusion, proton – proton, ainsi que les seuils de détection des dispositifs expérimentaux.

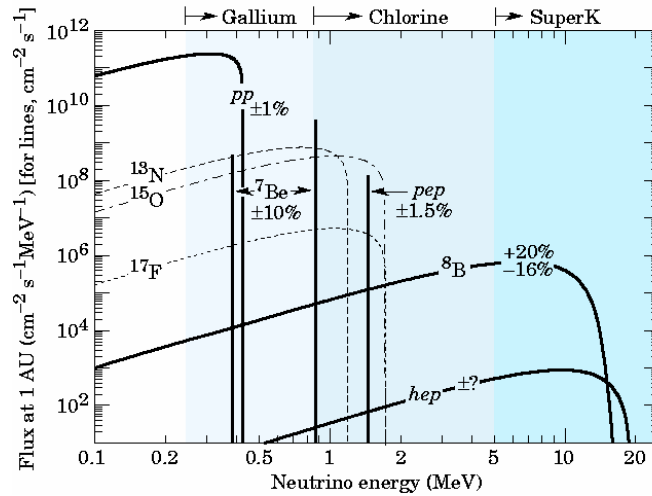


Figure 4.1 Spectre d'énergie calculé des neutrinos solaires émis dans les différentes réactions de la chaîne principale de fusion. Les seuils de détection des dispositifs sont donnés.

Les données actuellement disponibles ont été fournies par sept dispositifs expérimentaux souterrains. Outre l'expérience de Davis, il y a trois expériences de radiochimie GALLEX et GNO sous le Gran Sasso, dans les Abruzzes et SAGE encore en activité dans la mine de Baksan dans le Caucase, où le chlore est remplacé par du gallium, et le seuil de détection abaissé dans le domaine d'énergie des neutrinos dits pp qui représentent 99.75% du flux. C'est un point important, le flux total de neutrinos, et donc de ν_{pp} , ne dépendant pas des détails des chaînes de fusion mais étant fixé par la luminosité du soleil et connu avec une précision de 1%. La technologie présente par contre l'inconvénient de ne faire que du comptage, de ne pas travailler en temps réel et surtout de n'être sensible qu'aux interactions par courant chargé des ν_e .

Deux dispositifs expérimentaux, Kamiokande [Fukuda-1994] puis Super-Kamiokande ou Super-K [Fukuda-2003], placés au fond de la mine Mozumi, près de

Kamioka au Japon, sont basés sur la détection de lumière Cerenkov émise par l'électron produit par diffusion élastique neutrino - électron dans un volumineux réservoir d'eau hautement purifiée (4 puis 50 kilotonnes). Cette méthode expérimentale due à Masatoshi Koshiba possède les avantages de fonctionner en temps réel, d'avoir accès indirectement à une estimation de l'énergie du neutrino et d'être quelque peu sensible aux interactions par courant neutre d'éventuels ν_μ et ν_τ même si les interactions des ν_e représentent 86% de la section efficace. On retiendra aussi que, grâce à la corrélation observée par Kamiokande entre la direction de la trace de l'électron et celle du soleil, le modèle de fusion du soleil a été définitivement établi.

Enfin, dans l'expérience SNO, en cours dans la mine de Creighton à Sudbury dans l'Ontario, l'eau a été remplacée par de l'eau lourde de sorte que de nouveaux canaux d'interaction se sont ouverts et, singulièrement, celui de l'interaction par courant neutre $\nu + d \rightarrow p + n + \nu$. SNO devenait ainsi le premier dispositif capable de mesurer le flux total de neutrinos au-dessus du seuil de détection de 5 MeV et sa composition en ν_e d'une part et en $\nu_\mu + \nu_\tau$ d'autre part, voire en neutrinos stériles si la mesure du flux total s'éloigne du flux attendu.

SNO [Ahmed-2004]	$\Phi = 5.21^{+0.66}_{-0.63} \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Bahcall & Pinsonneault [Bahcall-2001]	$\Phi = 5.05^{+1.01}_{-0.81} \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Turk-Chièze [Turk-2001]	$\Phi = 4.95 \pm 0.72 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Tableau 4.1 Flux totaux de neutrinos au-dessus de 5 MeV

Φ_e	$1.76 \pm 0.05 \pm 0.09 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
$\Phi_{\mu,\tau}$	$3.45^{+0.65}_{-0.62} \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
$\frac{\Phi_e}{\Phi_e + \Phi_{\mu,\tau}}$	$0.306 \pm 0.026(\text{stat}) \pm 0.024(\text{syst})$

Tableau 4.2 Flux partiels mesurés au-dessus de 5 MeV

La valeur du flux total au-dessus de 5 MeV obtenue par SNO [Ahmed-2004] est comparée aux prédictions de deux variantes du Modèle Standard du soleil dans le tableau 4.1 [[Bahcall-2001, Turk-2001]. Les mesures des flux partiels sont repris dans le tableau 4.2 [Ahmad-2002]. L'excellente adéquation entre ces valeurs a constitué une démonstration tout à fait convaincante de l'interprétation en terme d'oscillation du problème des neutrinos solaires. Au cours du temps, de nombreuses analyses globales ont été réalisées en intégrant l'ensemble des mesures effectuées sur les neutrinos solaires. Ainsi, une analyse récente [Bahcall-2002] intègre :

- Les flux mesurés par Homestake [Cleveland-1998], SAGE [Abdurashitov-2002], GALLEX [Hampel-1999], GNO [Kirsten-2002], Super-K [Fukuda-2002] et SNO [Ahmad-2002]
- L'absence d'asymétrie significative entre flux diurne et nocturne due aux effets de matière dans la terre, mesurés par Super-K [Fukuda-2002] et SNO [Ahmad-2002b].

Cette analyse, comme toutes les autres, pointe vers des valeurs pour $\tan^2 \theta$ de l'ordre de 0.4 et donc un mélange important mais pas maximum et pour Δm^2 de l'ordre de $7 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$. La conversion résonnante des ν_e créés comme des ν_2 au centre du soleil où la densité de matière est extrêmement élevée en une combinaison linéaire ν_x des deux autres neutrinos actifs est donnée par $P(\nu_e \rightarrow \nu_x) = 1 - \sin^2 \theta \approx 0.3$ en excellent accord avec les valeurs reprises dans le tableau 4.2 [Ahmed-2004b]. L'ensemble des observations est en désaccord avec une oscillation dans le vide entre le soleil et la terre. Dans certaines

analyses, dont celle-ci, il existe un domaine de paramètres à beaucoup plus petites valeurs de Δm^2 (voir figure 4.2.a correspondant à un niveau de confiance compris entre 99% et trois écarts types).

La preuve décisive de l'interprétation a été apportée par l'expérience KamLAND, qui prend actuellement des données dans la mine de Kamioka. Elle enregistre les interactions d'antineutrinos électroniques générés par une quinzaine de centrales nucléaires d'une puissance totale de 70 GW et dont la distance moyenne pondérée par le flux est de 180 km. La technologie utilisée est en gros celle développée par Reines et Cowan à Savannah River. La valeur du rapport $\frac{E}{L} \approx \frac{2 \text{ MeV}}{200000 \text{ m}} \approx 10^{-5}$ est parfaitement adaptée à

l'exploration du domaine de Δm^2 solaire.

Le taux d'interactions et le spectre d'énergie mesurés sont incompatibles avec ceux attendus en l'absence d'oscillation aux niveaux de confiance respectifs de 99.995 % et 99.9 %.

La figure 4.2.b montre le domaine retenu des paramètres d'oscillation après une analyse commune des données fournies par les neutrinos solaires et des résultats de KamLAND [Araki-2004]. Les meilleures estimations des paramètres sont reprises dans le tableau 4.3.

La figure 4.3 montre l'adéquation entre la distribution expérimentale de L/E et le modèle d'oscillation, l'accord statistique étant de 79%.

Δm^2	$8.2^{+0.6}_{-0.5} \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$
$\tan^2 \theta$	$0.40^{+0.09}_{-0.07}$

Tableau 4.3 Paramètres d'oscillation des neutrinos «solaires»

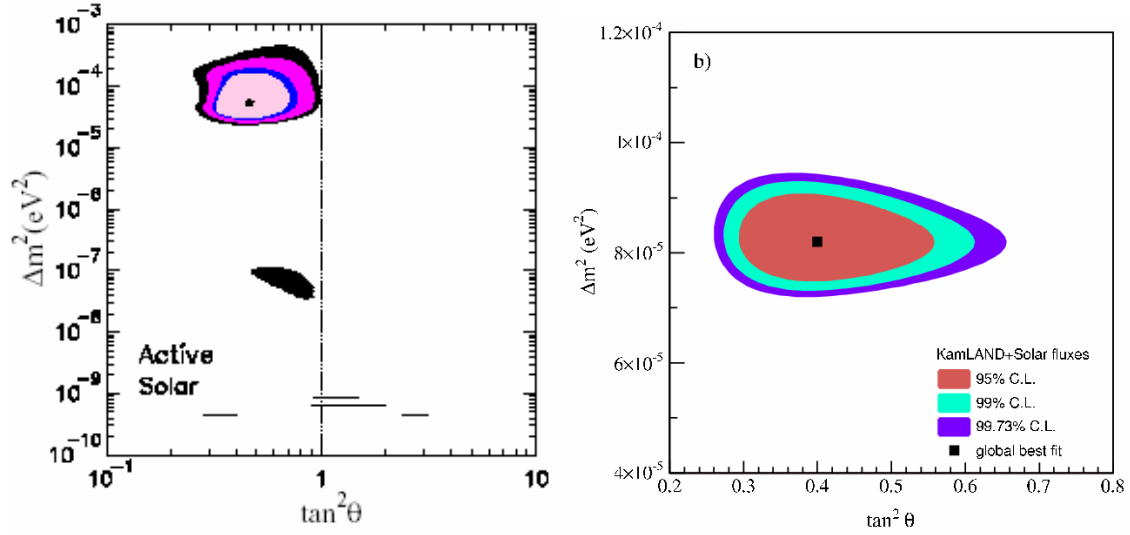


Figure 4.2 – a) gauche : Espace des paramètres d'oscillation après analyse globale des résultats sur les neutrinos solaires [Bahcall-2002]. b) droite: Espace des paramètres d'oscillation après analyse globale des résultats sur les neutrinos solaires et de KamLAND [Araki-2004].

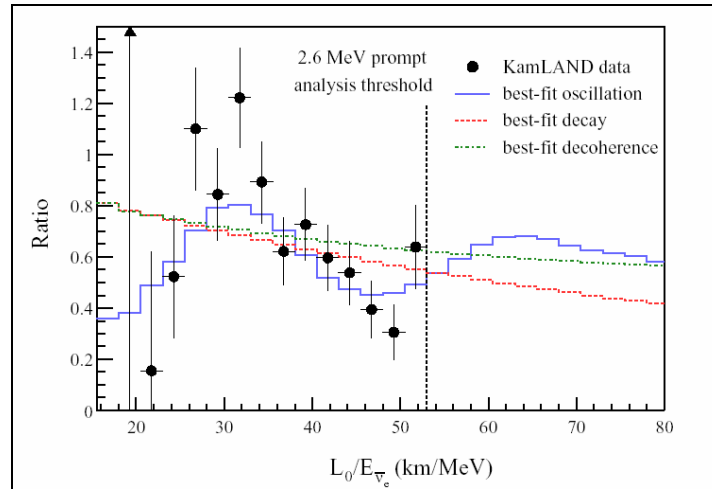


Figure 4.3 Rapport entre flux expérimental et prédit par le modèle d'oscillation (trait plein) en fonction de L/E obtenu par KamLAND pour les neutrinos « solaires ». Les autres modèles sont discutés au chapitre 6.

4.2 Les neutrinos atmosphériques - $\Delta m^2 \approx 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$

La détection des premières interactions de neutrinos « naturels » émis dans les chaînes d'interactions des rayons cosmiques date des années 1960 mais la première mesure

quantitative des flux de neutrinos électroniques et muoniques a été effectuée en 1986 par l'expérience IMB à l'aide d'un radiateur Cerenkov à eau de 8 kilotonnes dans la mine de Morton, près de Cleveland [Haines-1986]. Elle montre un déficit important dans le flux des ν_μ , déficit qui sera observé par toutes les expériences suffisamment précises qui suivront et qui constituera le «problème des neutrinos atmosphériques». Deux technologies ont été utilisées, la calorimétrie dans les expériences Soudan2 [Sanchez-2003] et MACRO [Ambrosio-2003] et les radiateurs Cerenkov à eau par IMB [Clark-1997], Kamiokande [Fukuda-1994] et Super-K [Fukuda-2003]. Comme dans le cas des neutrinos solaires, il y a complémentarité entre les technologies et des logiciels de simulation de plus en plus sophistiqués du flux de neutrinos ont été développés [Honda-1995, Agrawal-1996, Battistoni-2000] qui sont basés sur des connaissances de plus en plus fines des processus physiques sous-jacents : flux cosmique primaire, sections efficaces, etc. La solution du problème a donc été cherchée dans la physique de neutrino et, singulièrement, les oscillations.

Les deux principaux résultats accumulés par la collaboration Super-K [Fukuda-1998, Ashie-2004, Kearns 2004], les plus précis et les plus complets, sont résumés ici. Ils sont corroborés par les observations faites dans les autres expériences. Par "*muon*" et "*électron*" on entend des événements où le lepton chargé émis est identifié comme tel dans le détecteur.

- Le déficit en ν_μ est important. Le rapport $R = \frac{("muon"/"électron")_{mesuré}}{("muon"/"électron")_{simulé}}$ est égal à 0.638 ± 0.017 ou $0.675^{+0.034}_{-0.032}$ suivant que l'énergie est inférieure ou supérieure à environ 1 *GeV*.
- Le flux de ν_e est celui attendu.
- Le déficit en ν_μ est d'autant plus important que l'énergie E est petite et que la distance L au point d'émission est grande (neutrinos créés à l'antipode du détecteur) et donc que le rapport L/E est grand.

L'ensemble des résultats peut être interprété en termes d'oscillation $\nu_\mu - \nu_\tau$. Le domaine des paramètres d'oscillation accepté par l'expérience Super-K, est repris dans la figure 4.4.a et les meilleures valeurs des paramètres dans le domaine physique dans le tableau 4.4. La figure 4.4.b montre l'adéquation entre la distribution expérimentale de L/E et le modèle d'oscillation, le rapport du χ^2 au nombre de degrés de liberté étant de 37.9/40.

Δm^2	$2.4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$	$[1.9 - 3.0] \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ à 90% de confiance
$\sin^2 2\theta$	1.	>0.90 à 90% de confiance

Tableau 4.4 Paramètres d'oscillation des neutrinos atmosphériques

La Collaboration Super-K a aussi testé l'hypothèse d'une oscillation entre ν_μ et un éventuel neutrino stérile ν_s [Fukuda-2000]. Les principaux critères utilisés pour séparer la présence de ν_τ ou de ν_s dans l'échantillon sont l'enrichissement en événements de type courant neutre, et donc potentiellement de ν_τ et les effets de matière dans la terre, inexistant pour les ν_s . L'interprétation des observations uniquement en terme d'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_s$ est exclue à 99% de niveau de confiance.

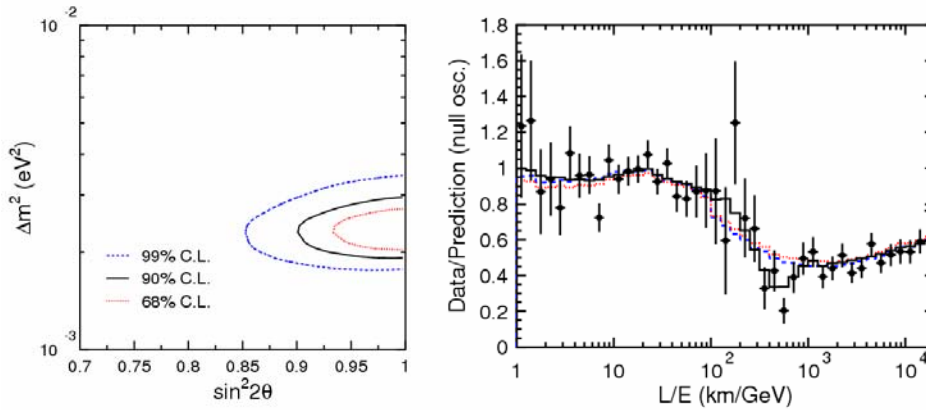


Figure 4.4 Résultats obtenus par Super-K pour les neutrinos atmosphériques. a) gauche : le domaine des paramètres d'oscillation. b) droite : rapport entre flux expérimental et prédit par le modèle d'oscillation (trait plein) en fonction de L/E . Les autres modèles sont discutés au chapitre 6.

L'expérience K2K, en cours de prise de données, a comme objectif de vérifier ces résultats avec un faisceau de ν_μ créé auprès du synchrotron à protons du KEK et dirigé vers le détecteur Super-K. Le rapport $\frac{\langle E \rangle}{L} \approx \frac{1.3 \text{ GeV}}{250 \text{ km}}$ est parfaitement adapté à cette tâche. Le nombre d'interactions de ν_μ observé, 108, pour un nombre attendu de $150.9^{+11.6}_{-10.0}$ en l'absence d'oscillation, est compatible avec un scénario d'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ identique à celui observé avec les neutrinos atmosphériques [Ahn-2002, K2K-2004], contrairement au scénario sans oscillation, dont la probabilité est de 0.01%. La contamination du faisceau en ν_e étant de l'ordre du pourcent et bien connue, un éventuel scénario d'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ peut être rejeté dans le domaine de paramètres montré sur la figure 4.6 [Ahn-2004]. La petite taille de l'échantillon qui sera accumulé d'ici 2005 ne permettra pas d'aller beaucoup plus loin dans la vérification.

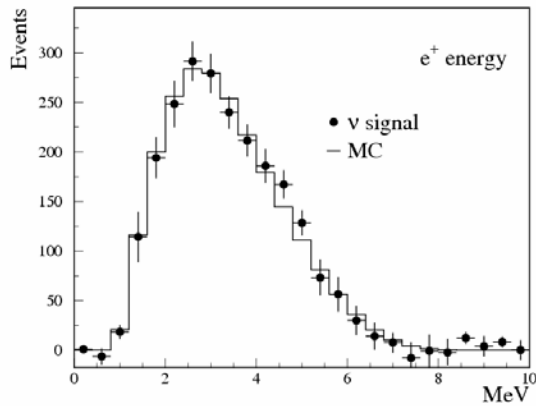


Figure 4.5 Spectres d'énergie mesurés et simulés par CHOOZ.

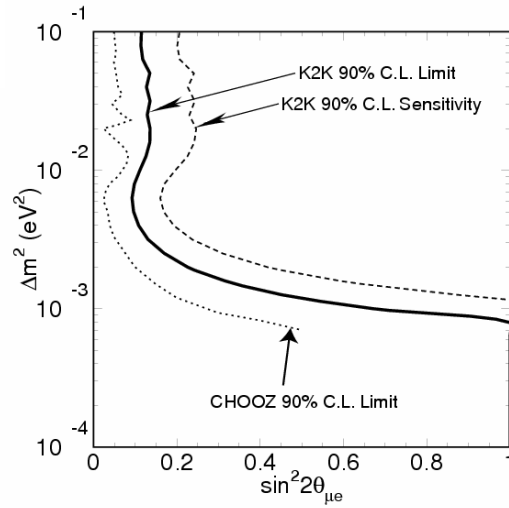


Figure 4.6 Domaines des paramètres exclus par K2K $\nu_\mu - \nu_e$ et CHOOZ pour l'oscillation $\bar{\nu}_e - \bar{\nu}_x$

L'expérience CHOOZ réalisée à proximité des deux réacteurs nucléaires de la centrale du même nom a recherché un signal de disparition par oscillation du flux de

$\bar{\nu}_e$ dans un domaine de $\frac{\langle E \rangle}{L} \approx \frac{3 \text{ MeV}}{1 \text{ km}}$ et donc de Δm^2 voisin du signal atmosphérique. La technique de détection est en gros celle développée par Reines et Cowan (voir chapitre 1). Le flux de neutrinos et son spectre d'énergie sont simulés avec une précision de l'ordre de 2% à partir de la connaissance de la composition et de l'évolution du fuel et de la puissance du réacteur [Déclais-1994]. Le rapport des flux mesuré et calculé vaut 1.01 ± 0.03 et les spectres d'énergie sont compatibles avec une probabilité de 82% (voir figure 4.5) [Apollonio-2003]. Le domaine d'exclusion des paramètres pour l'oscillation $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_x$ où $\bar{\nu}_x$ symbolise tout neutrino actif ou stérile est montré dans la figure 4.6 et dans le tableau 4.5 au niveau de confiance de 90%.

pour $\Delta m^2 > 3 \cdot 10^{-2} \text{ eV}^2$	$\sin^2 2\theta \geq 0.10$
pour $\sin^2 2\theta = 1$	$\Delta m^2 > 7 \cdot 10^{-4} \text{ eV}^2$
pour $\Delta m^2 = \Delta m_{\text{Super-K}}^2 = 2.4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$	$\sin^2 2\theta \geq 0.12$

Tableau 4.5 Domaine des paramètres exclus par CHOOZ pour l'oscillation $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_x$ au niveau de confiance de 90%

Un résultat similaire mais moins contraignant a été obtenu par l'expérience Palo-Verde [Boehm-2001].

4.3 Recherche de neutrinos d'importance cosmologique dans les oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ - $\Delta m^2 \geq 1 \text{ eV}^2$

Au début des années 1990, les modèles cosmologiques accordaient une grande place dans la formation des structures de l'Univers à des neutrinos primordiaux de masse relativement élevée, de l'ordre de l'électron-volt. Le chapitre suivant reprendra ce point en même temps qu'une description plus détaillée des tentatives de recherche d'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ auprès des accélérateurs de haute énergie. Sont décrits ici les résultats apparemment contradictoires obtenus par les expériences LSND et KARMEN2 sur les oscillations $\bar{\nu}_\mu \leftrightarrow \bar{\nu}_e$ dans ce domaine de masse à l'aide de faisceaux de basse énergie

quasiment dépourvus de $\bar{\nu}_e$ produits dans les désintégrations au repos $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ et $\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e$ auprès d'accélérateurs de basse énergie. A nouveau, le mode de détection est globalement celui mis au point par Reines et Cowan et décrit dans le premier chapitre.

Dans un détecteur de 56 tonnes de scintillateur liquide, et grâce à la structure temporelle du faisceau permettant une réduction considérable du bruit de fond, par ailleurs mesuré pour l'essentiel en ligne, KARMEN2 attend un nombre d'interactions de $\bar{\nu}_e$ égal à 12.29 ± 0.63 et en observe 11 [Armbruster-2002]. Au contraire, dans un détecteur de 167 tonnes, LSND, observe 32.7 ± 9.2 interactions de $\bar{\nu}_e$, soit un effet de 3.5 écarts types, au-dessus d'un bruit de fond attendu plus important de 50.3 événements [Aguilar-2001]. Le domaine des paramètres compatible avec le signal de LSND et celui exclu par KARMEN2 sont montrés dans la figure 4.7. Sont aussi montrés les résultats de BUGEY [Askar-1995], une expérience auprès d'un réacteur, qui excluent tout le domaine à petit Δm^2 et des expériences récentes à haute énergie, NOMAD [Astier-2003], dont il sera plus question dans le chapitre suivant, et NuTeV [Avvakumov-2002] qui étendent le domaine d'exclusion à grand Δm^2 .

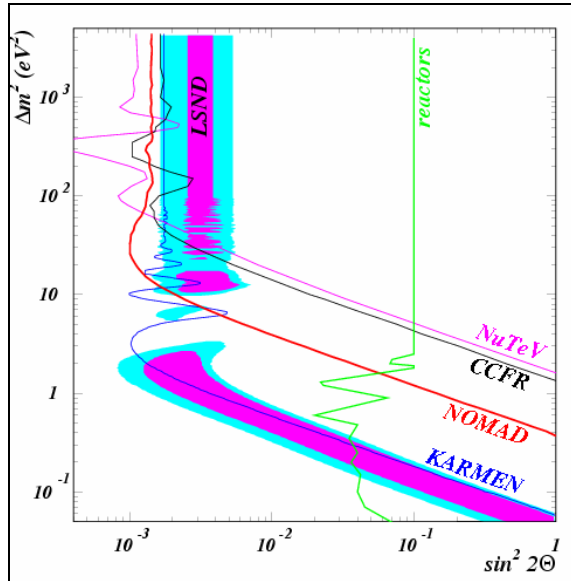


Figure 4.7 – Domaine des paramètres acceptés par LSND à 90% et 99% de niveau de confiance et domaines de réjection des expériences KARMEN2, NOMAD, CCFR, NuTeV et Bugey.

Une interprétation correcte de ces résultats va au-delà de la simple superposition des graphes et nécessiterait une analyse en maximum de vraisemblance conjointe, ce qui n'a été fait que pour LSND et KARMEN2 [Eitel-2000]. Néanmoins, il reste qu'un signal est possible dans le domaine de Δm^2 compris approximativement entre 0.2 et 2 eV^2 à petit mélange sans que les résultats soient contradictoires. L'expérience MiniBooNE est en prise de données dans le faisceau NuMi du FNAL depuis fin 2002 dans un détecteur de 800 tonnes de scintillateur liquide. Le rapport $\frac{\langle E \rangle}{L} \approx \frac{1 GeV}{0.5 km}$ est approprié pour confirmer ou infirmer sans ambiguïté l'existence d'un signal d'ici fin 2005 [Louis-2003].

Chapitre 5 - Contributions au programme de physique des oscillations de neutrinos.

5-1 Introduction

Le programme de physique des oscillations de neutrino commence au CERN en 1977 avec la mise en service du faisceau de ν_μ du SPS et la recherche d'un excès de ν_e dans les grandes chambres à bulles Gargamelle et BEBC. Cependant, c'est avec la construction, dans les années 1980, des premiers détecteurs électroniques géants, les calorimètres CDHS et CHARM destinés avant tout à l'étude détaillée des interactions de neutrinos et d'antineutrinos que seront obtenus les premiers résultats significatifs sur le domaine d'exclusion des paramètres de l'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ [Dydak-1984, Bergsma-1984]. Un résultat semblable à l'aide d'un dispositif similaire est obtenu à la même époque au FNAL dans l'expérience CCFR [Stockdale-1985] puis par CHARM-II au CERN en 1993 [Gruwe-1993] ainsi qu'une limite sur l'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ [Vilain-1994c]. Entre-temps, une expérience consacrée à la recherche d'oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ et accessoirement $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$ dans un détecteur hybride émulsion nucléaire – électronique avait considérablement élargi les domaines d'exclusion en abaissant les probabilités d'oscillation à environ 0.003 et 0.2 [Ushida-1986]. Tous ces résultats sont obtenus auprès de faisceaux d'énergie moyenne de l'ordre de la dizaine de GeV avec des détecteurs placés à des distances de la source de l'ordre du kilomètre, distances nécessaires à un filtrage souterrain efficace des muons accompagnant le faisceau. Le domaine de masse concerné est donc $\Delta m^2 > 1 eV^2$. La figure 5.1 montre le domaine d'exclusion pour l'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ en 1990 quand sont conçues au CERN les expériences CHORUS et NOMAD visant à mettre un ordre de grandeur supplémentaire sur la sensibilité. C'est l'absence de signal observée par ces deux expériences qui va conduire en 1997 au projet d'expérience I213 dont le but est de mettre un nouveau facteur dix sur la sensibilité. En 1998 se met en place le projet I216/P311 destiné à vérifier une fois pour toute la réalité du signal

d'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ observé par LSND à $\Delta m^2 \approx 1 eV^2$. En 1999, les résultats accumulés par les expériences Kamiokande puis Super-Kamiokande sur les neutrinos atmosphériques, qui pointaient vers des valeurs de $\Delta m^2 \approx 10^{-3} eV^2$, étaient devenus de plus en plus convaincants. Le projet OPERA est né de la volonté de vérifier dans le laboratoire leur interprétation en termes d'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$. Dans la suite de ce chapitre sont décrites les expériences CHARM-II et CHORUS et leurs résultats, et les projets I213, I216 et OPERA dans lesquels je suis ou j'ai été impliqué. Dans ce cadre, un long programme de R&D sur l'utilisation de cibles et traceurs à scintillateur liquide en physique du neutrino a été mené ; il est brièvement décrit en fin de chapitre.

5.2 CHARM-II – WA79 : oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ et $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$

La collaboration CHARM-II était constituée d'une soixantaine de membres issus de 12 institutions dont l'IIHE (ULB-VUB) et l'Université YEFAM de Ankara, le CERN à Genève, l'Université de Hambourg, l'Université Catholique de Louvain, l'ITEP Moscou, l'Université de Naples, l'Université la Sapienza de Rome et DESY Zeuthen. Le groupe de l'IIHE, représenté en alternance par Pierre Vilain et moi au bureau de la Collaboration, a aussi compris Ghislaine Coremans et les doctorants Dirk Geiregat et Kris De Winter.

Le programme scientifique de CHARM-II était centré sur l'étude des diffusions $\nu_\mu - e^-$ et $\bar{\nu}_\mu - e^-$ pour préciser les paramètres de l'interaction faible. Le détecteur CHARM-II a pris ses données entre 1987 et 1991 dans le faisceau WANF du CERN dont l'énergie moyenne pour les neutrinos et les antineutrinos est respectivement de 23.8 et 19.3 GeV.

Le détecteur est constitué d'un calorimètre de 692 tonnes de verre instrumenté par 441 plans de tubes à streamer à lecture digitale complétée d'une lecture analogique du signal de pick-up sur des bandes de cathodes orthogonales aux tubes. Le calorimètre est suivi d'un spectromètre permettant l'identification et la mesure de la charge électrique et de

la quantité de mouvement des muons [Dewinter-1989]. Les deux caractéristiques fondamentales du détecteur sont une bonne résolution en l'énergie de l'électron de recul et une séparation efficace entre gerbes hadroniques et électromagnétiques et, pour ces dernières, entre électrons et γ de désintégration des mésons π^0 [Geiregat1993].

Parmi les principaux résultats concernant l'interaction électrofaible on retiendra :

- Les sections efficaces différentielles de diffusion purement leptonique par courant neutre et chargé ont été mesurées avec grande précision et ont conduit aux valeurs de $0.2324 \pm 0.0058 \pm 0.0059$ et 0.997 ± 0.045 pour l'angle de mélange électrofaible $\sin^2 \theta_{ve}$ et la force relative ρ des interactions NC et CC , et aux valeurs de -0.070 ± 0.024 (stat) ± 0.024 (syst) et -1.006 ± 0.0012 (stat) ± 0.032 (syst) pour les constantes de couplage vectoriel g_V^e et axial - vectoriel g_A^e de l'électron au boson Z , ceci dans un domaine cinématique très différent de celui accessible aux collisionneurs [Vilain-1994].
- La mesure de la section efficace totale du processus de diffusion par courant chargé $\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e$ a permis de mettre une limite inférieure de 0.958 ± 0.054 sur la constante de couplage vectorielle $|g_V^{LL}|$ entre leptons de chiralité gauche. Cette constante est égale à 1 si l'interaction est de type (V-A) [Vilain-1995].
- Le couplage des neutrinos au boson Z^0 est universel et les interactions NC ne violent pas complètement la parité [Vilain-1994b].

5.2.1. Oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$

La signature recherchée de l'apparition de ν_τ ou de $\bar{\nu}_\tau$ dans le faisceau est la production quasi-élastique du lepton τ suivie de sa désintégration semi-leptonique $\tau^\pm \rightarrow \nu_\tau \pi^\pm$, dont la topologie dans le calorimètre est celle d'une trace unique de hadron (π) source d'une gerbe hadronique. Le bruit de fond principal est constitué par les interactions par courant neutre du type $\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu \pi X$ où X est un système hadronique d'énergie trop faible pour être détecté. Les distributions en énergie et en direction du

hadron final des 124 événements retenus sont en accord avec les prédictions du modèle de Lund [Ingelman-80] pour le canal de bruit de fond, ce qui a permis d'exclure le domaine des paramètres du processus d'oscillation repris dans la figure 5.1.

On notera que la sensibilité de CHARM-II s'est avérée très voisine de celle de l'expérience dédiée E531 [Ushida-1986], confirmant ainsi les résultats de cette dernière [Gruwe-1993].

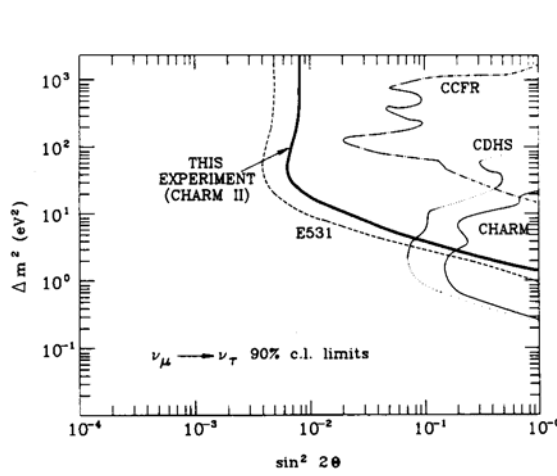


Figure 5.1 Domaine d'exclusion de CHARM-II pour l'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ et résultats des expériences précédentes

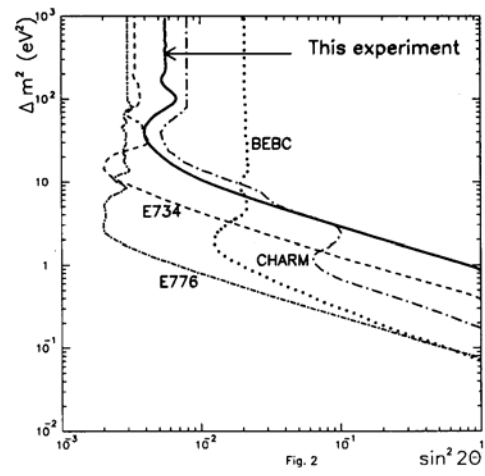


Figure 5.2 Domaine d'exclusion de CHARM-II pour l'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ et résultats des expériences précédentes

5.2.2. Oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$

Le signal recherché est celui d'un excès d'interactions du type $\nu_e n \rightarrow e^- p$ et $\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$ dans un faisceau qui est déjà contaminé à la source par environ 1% d'(anti)neutrinos électroniques. L'estimation de la contribution de ce bruit de fond irréductible a été faite à partir d'une simulation du faisceau de neutrinos, les contraintes imposées étant de reproduire toutes les caractéristiques mesurées du faisceau autres que les flux et spectres concernés par cette analyse. Les autres canaux de bruit sont la diffusion sur électron, facilement séparable par la cinématique, l'émission à très petit angle de l'électron,

et l'interaction par courant neutre avec émission d'un méson π^0 rejetée grâce à l'aptitude du calorimètre à séparer électrons et photons. A partir des nombres d'événements observés, respectivement 252 ± 59 au-dessous de 20 GeV et 158 ± 27 à grande énergie dans le faisceau de neutrinos, et 402 ± 68 et 277 ± 33 dans le faisceau d'antineutrinos, tous compatibles avec la contamination des faisceaux, le domaine indiqué sur la figure 5.2 a pu être exclu.

5.3 CHORUS – WA95 : oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ et $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$ à grand Δm^2

La collaboration est constituée d'une centaine de membres issus de 22 institutions en plus de l'IIHE (ULB-VUB), à savoir l'Université d'Adana, le NIKHEF Amsterdam, l'Université METU à Ankara, l'Université de Bari, l'Université Humboldt de Berlin, l'Université de Cagliari, l'Université de Ferrara, l'Université Toho à Funabashi, le CERN Genève, Technion Haifa, l'Université Kinki à Higashiosaka, l'Université Bogazici à Istanbul, l'Université Geyinsang à Jinju, l'Université de Kobe, l'Université Catholique de Louvain, l'ITEP Moscou, l'Université de Münster, l'Université de Nagoya, l'Université de Naples, l'Université d'Osaka, l'Université La Sapienza à Rome et l'Université de Salerne.

Le groupe de l'IIHE, représenté en alternance par Pierre Vilain et moi au bureau de la Collaboration, a compris les doctorants Patrio Annis, Redouane El Aidi, Magali Gruwé, Chantal Mommaerts, Bart Van de Vyver et Muriel Vander Donckt et les ingénieurs électronicien Jean-Paul Dewulf et mécanicien Guy Van Beek.

5.3.1. Motivation

A la fin des années 1980, l'énigme des neutrinos solaires n'avait pas encore été résolue mais son interprétation en termes d'effet MSW dans le soleil était sérieusement prise en compte [Spiro-1990, Bahcall-1990], suscitant ainsi un nouvel intérêt pour les expériences d'oscillation. La connexion potentielle entre neutrinos massifs et matière noire

chaude avait été établie par H. Harari [Harari-1989]. Le modèle cosmologique standard à l'époque, Λ CDM, décrivait un univers de constante cosmologique Λ nulle et de densité Ω_0 critique assurée par une matière noire froide, c.a.d. non relativiste au moment où, dans l'évolution de l'univers, ses effets deviennent dominants par rapport à ceux des radiations. Les premières mesures faites par le détecteur DMR de micro-ondes [Smoot-1990] embarqué sur le satellite COBE sont rapidement arrivées [Smoot-1992]. Pour interpréter les fluctuations du bruit de fond micro-onde observées, de nombreux cosmologistes ont aussi invoqué des modèles HCDM favorisant un univers également de type ($\Lambda = 0$ $\Omega_0 = 1$) mais dont la matière noire est un mélange de matières froide et chaude, par exemple des neutrinos de quelques électron-volts de masse.

Le rapport $\langle E \rangle / \langle L \rangle \approx 27 \text{ GeV} / 0.6 \text{ km}$ du faisceau WANF du SPS au CERN, reconstruit à cet effet, correspond à un pic d'oscillation pour des valeurs de Δm^2 de l'ordre de la cinquantaine de eV^2 . A l'énergie des protons du SPS du CERN, 450 GeV , le taux de production des ν_τ , essentiellement dus à la désintégration des mésons D_S , est inférieur de plus de 6 ordres de grandeurs à celui des ν_μ [Vandevyver-1997]. La collaboration CHORUS [CHARMII-1989, Armenise-1990, Dejong-1993] s'est donc naturellement formée en 1989 dans le but de rechercher un signal d'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ dans un domaine de Δm^2 supérieur à 1 eV^2 auprès de ce faisceau.

5.3.2. Le détecteur

Une limite supérieure de $5 \cdot 10^{-3}$ ayant été placée par l'expérience E531 [Ushida-1986] aux grandes valeurs de Δm^2 (voir 5.2.1), il s'agissait donc de concevoir une expérience de sensibilité suffisante que pour abaisser cette limite d'au moins un ordre de grandeur.

Conceptuellement, la stratégie adoptée est simple : construire un détecteur massif de résolution spatiale suffisante pour pouvoir utiliser comme signature la topologie

caractéristique de la production par courant chargé du lepton τ^- suivie de sa désintégration de manière à ramener le bruit de fond à environ 1 événement après coupures cinématiques appropriées. Les modes de désintégration pris en compte sont $\tau^- \rightarrow \mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$ et $\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau (n\pi^0)$ dont le taux de branchement total est égal à 68%.

La longueur de désintégration du lepton τ aux énergies concernées est typiquement de l'ordre du millimètre. C'est pourquoi la cible du détecteur CHORUS est faite de quatre empilements de huit modules de feuilles d'émulsion nucléaire de $37 \times 72 \text{ cm}^2$ de $700 \mu\text{m}$ d'épaisseur pour un total de 770 kg. La haute résolution spatiale de l'émulsion, inférieure au micron, permet de détecter la signature topologique caractéristique du lepton τ . Cette cible est instrumentée par des traceurs à feuille d'émulsion et à fibres plastiques scintillantes et le détecteur est complété par un spectromètre à hadrons, des calorimètres électromagnétique et hadronique et un spectromètre à muons. Le rôle des traceurs est de localiser les événements à rechercher dans la cible. Celui des spectromètres et des calorimètres est double : la sélection des événements à rechercher dans la cible puis l'analyse cinématique des candidats trouvés. Le système de déclenchement est constitué de plans de scintillateurs. Le détecteur est schématisé dans la figure 5.3 et décrit en détails dans [Eskut-1997].

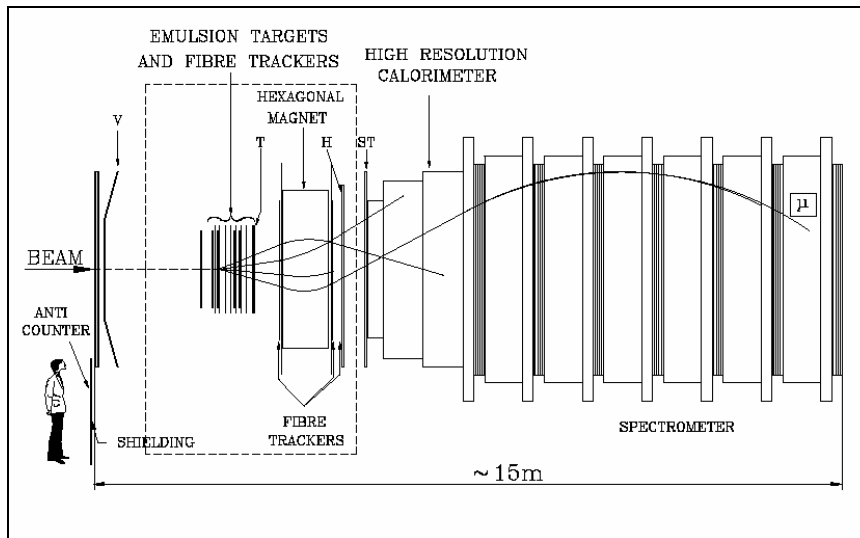


Figure 5.3 Le détecteur CHORUS

La contribution principale du groupe de l'IIHE (Magali Gruwé, Chantal Mommaert, Guy Van Beek, Pierre Vilain et moi) au détecteur a porté sur les traceurs à fibres optiques scintillantes décrites en détails dans [Annis-1997], en particulier sur les points suivants, en collaboration avec le CERN, l'UCL, les Universités de Nagoya et Toho à Funabashi :

- La conception des traceurs, ce compris la lecture du signal lumineux par des chaînes optoélectroniques reliées au système central d'acquisition de données. Chacune des 64 chaînes optoélectronique est constituée d'une CCD (Charge Coupling Device) de 1 Megapixel et de quatre intensificateurs d'image : deux ramènent l'image à la dimension de la CCD, une MCP (plaque à micro-canaux) assure l'essentiel de l'amplification ; la fenêtre de sortie du quatrième intensificateur est faite d'un phosphore lent servant de mémoire tampon en attente de la décision du système de déclenchement. La CCD a été transformée pour permettre l'effacement rapide, en moins de $1\mu s$, des images non sélectionnées. La figure 5.4 schématise la chaîne optoélectronique et la figure 5.5 montre comment les rubans de 8 cm formés de 7 couches de fibres de $500\mu m$ de diamètre qui constituent les plans de traceurs sont assemblés sur la fenêtre optoélectronique d'entrée et comment les distorsions électrostatiques en coussinet sont prises en compte par un système de fibres fiducielles éclairées par des LED pulsées.

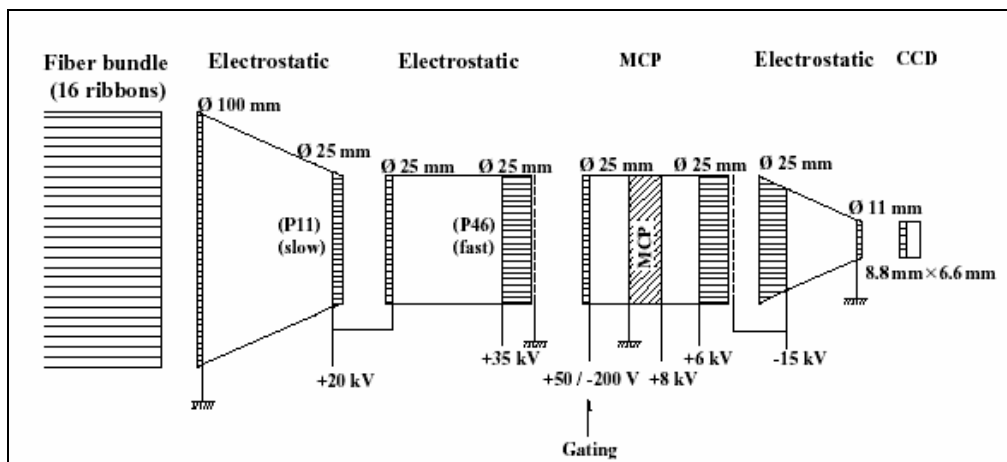


Figure 5.4 Chaîne optoélectronique de CHORUS constituée d'une CCD de 1 Megapixel et de quatre intensificateurs d'image. Voir le texte pour plus d'informations

- La construction des traceurs à fibres utilisés en conjonction avec des plans de tubes à fils, puis de chambres en nids d'abeille pour mesurer la courbure des traces dans le

champ d'un aimant à cœur d'air et former le spectromètre à hadrons placé directement derrière la zone cible.

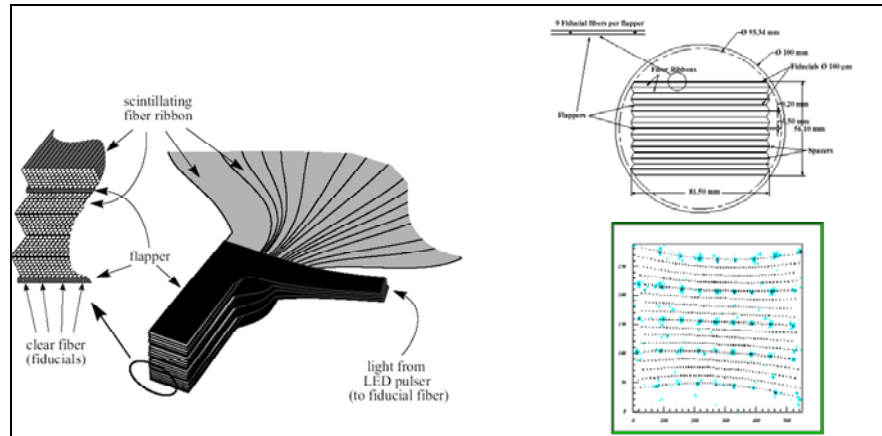


Figure 5.5 Gauche : Assemblage des rubans de fibres scintillantes et des fibres fiducielles claires. Droite : Assemblage sur la fenêtre d'entrée (haut) et signal déposé par les fibres fiducielles dans la CCD (bas) montrant les distorsions électrostatiques.

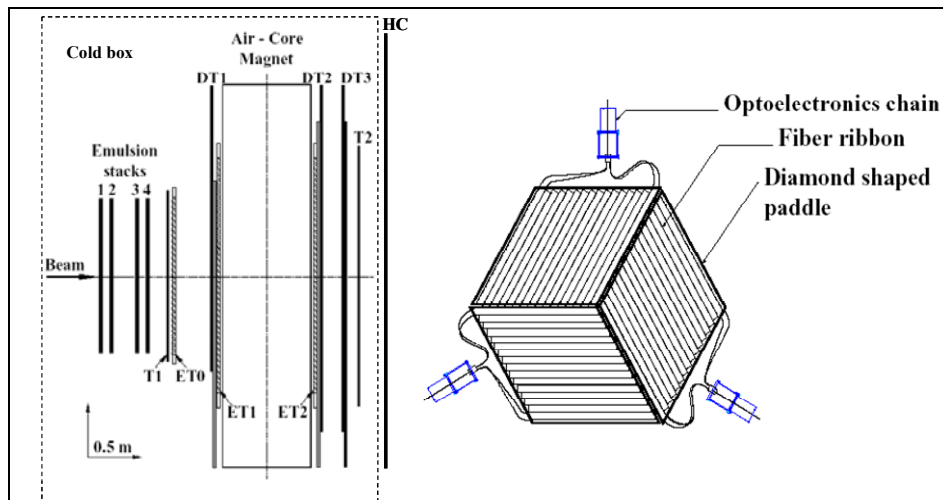


Figure 5.6 Gauche : Schéma du spectromètre à hadrons montrant l'aimant à cœur d'air, les traceurs à fibres scintillantes (DT) et à émulsion nucléaire (ET) et les plans de chambres en nids d'abeille (HC). Droite : Schéma d'un plan hexagonal de traceurs à fibres scintillantes constitué de trois éléments trapézoïdaux montrant les rubans de fibres et les chaînes optoélectroniques. Un deuxième plan mesure les directions complémentaires.

Les caractéristiques principales des traceurs à fibre optique sont une résolution intrinsèque de $150 \mu m$, une inefficacité de 0.2 % et une stabilité parfaite du niveau de signal au cours des quatre années de prise de données

Le groupe a aussi participé à la construction de grands traceurs à émulsion nucléaire à très haute résolution devant préciser les mesures de quantité de mouvement par le spectromètre à hadrons pour les traces émises dans les événements candidats à un signal d'oscillation (Guy Van Beek, Pierre Vilain et moi) [Aoki-2002]. La figure 5.6 montre l'assemblage des plans de traceurs et de l'aimant constituant le spectromètre à hadrons et un schéma des traceurs à fibres scintillantes du spectromètre.

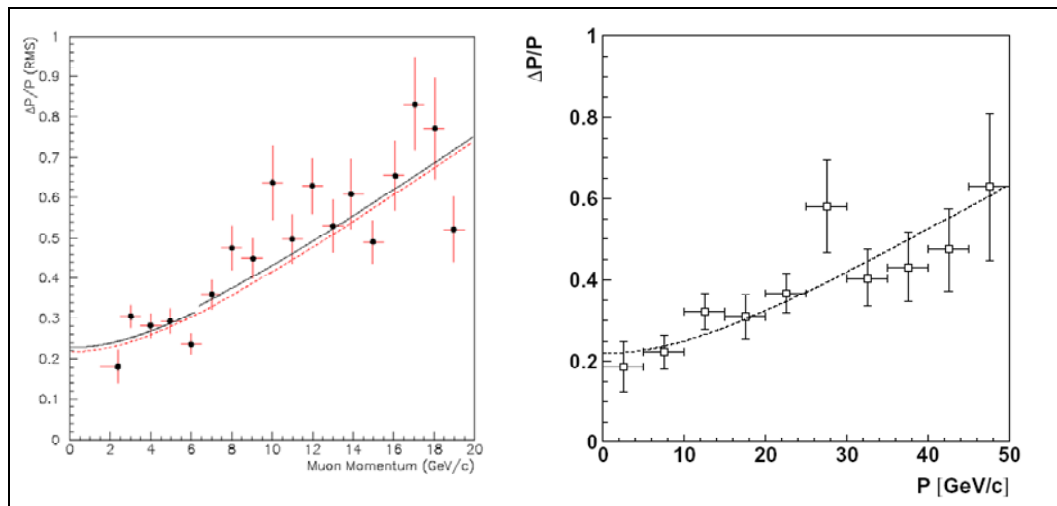


Figure 5.7 Résolution du spectromètre à hadrons. a) gauche : Traceurs électroniques (courbe en pointillé). b) droite : Après adjonction des traceurs à émulsion réservés aux traces des événements candidats au signal d'oscillation.

La figure 5.7 montre la résolution relative de la quantité de mouvement des hadrons. Un seuil irréductible de 22% est généré par la diffusion coulombienne multiple. La figure montre aussi que l'adjonction de traceurs à émulsion a permis d'augmenter la résolution relative de manière significative pour les événements candidats à un signal d'oscillation.

5.3.3 Les logiciels d'analyse des données électroniques

Les outils d'analyse de base de CHORUS sont globalement ceux de toute expérience de physique des particules :

- Des logiciels de simulation [Tsukerman-2002] du faisceau de neutrinos, des processus d'interaction primaire des neutrinos, quasi-élastique, profondément inélastique par courant chargé ou neutre, cohérent, de développement de la gerbe d'interaction dans le détecteur et la réponse de ce dernier en terme de signaux électroniques [GEANT-1994].
- Des logiciels de reconstruction géométrique des traces et de reconstruction cinématique et d'identification des particules sources, de mesure des flux énergétiques dans le calorimètre, de reconstruction globale des événements.

Dans une expérience hybride comme CHORUS, les vertex sont reconstruits dans un empilement d'émulsion nucléaire. Des outils sont donc nécessaires qui doivent permettre de trouver le vertex d'interaction primaire et l'analyser :

- Les traces reconstruites dans les traceurs à fibres scintillantes et susceptibles d'être laissées par des produits de désintégration du lepton τ , des muons ou des hadrons négatifs, sont extrapolées vers des traceurs à émulsion nucléaire placés devant les cibles.

Les contributions principales du groupe de l'IIHE aux logiciels d'analyse sont :

- Le logiciel de simulation des événements dans le détecteur dont la version initiale utilisée pour étayer la proposition d'expérience est due à Pierre Vilain et moi.
- Les algorithmes de trajectographie dans les traceurs de la cible et de mesure des quantités de mouvement dans le spectromètre hadronique auxquels ont contribué Patrio Annis , Muriel Vander Donckt, Pierre Vilain, et moi.
- Les algorithmes d'alignement des traceurs de la cible et du spectromètre hadronique auxquels ont contribué Redouane El Aidi, Muriel Vander Donckt, Pierre Vilain et moi.

5.3.4 L'analyse des données enregistrées dans l'émulsion nucléaire

Les traces sont recherchées dans les traceurs à émulsion et, de proche en proche, suivies à travers les feuilles des empilements formant la cible jusqu'au vertex d'interaction primaire ou de désintégration. Ce dépouillement est fait sur des microscopes entièrement automatiques équipés de caméras CCD suivant une évolution [Nakano-1997] d'une technologie mise au point par le groupe de l'Université de Nagoya participant à

l'expérience CHORUS [Aoki-1990]. En bref, la technologie de recherche des segments de traces laissés dans les feuilles d'émulsion, dont l'efficacité dépasse 98%, consiste à additionner dans un processeur dédié, après correction pour l'angle présumé du segment, les données digitales d'une série d'images tomographiques prises dans l'épaisseur de la feuille grâce à une profondeur de champ réduite à moins de $1\text{ }\mu\text{m}$. Un segment se matérialise par un pic local sur le fond gris du bruit.

Si la topologie du vertex trouvé est compatible avec la désintégration du lepton τ , le vertex primaire est recherché. Divers algorithmes ont été développés, mais celui schématisé dans la figure 5.7 correspond à 75% de la sensibilité de l'expérience.

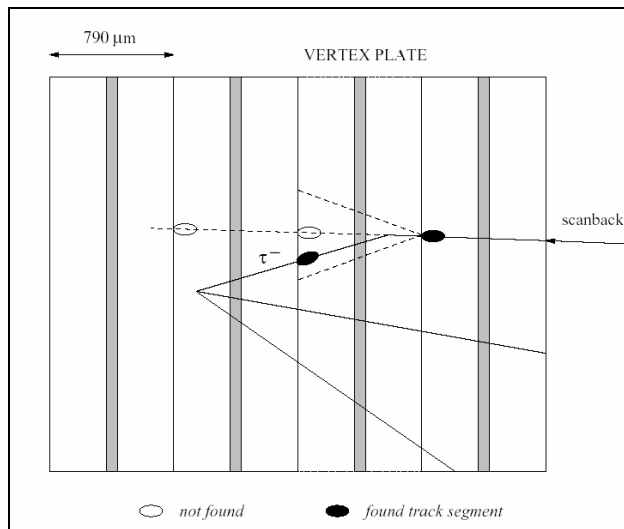


Figure 5.7. Algorithme de recherche du vertex primaire une fois trouvée la feuille susceptible de contenir le vertex secondaire après suivage de la trace présumée d'un hadron ou un muon négatif de désintégration du lepton τ : une trace croisant celle suivie avec la tolérance requise est recherchée dans un cône restreint à la partie amont de la cible.

Le groupe de l'IIHE n'a pas participé en tant que tel à l'analyse des données dans l'émulsion nucléaire, qui s'est faite pour l'essentiel dans les laboratoires japonais de Nagoya, Toho Funabashi et Utsunomiya. Cependant, Muriel Vander Donckt, Patrio Annis et Bart Van de Vyver ont effectué des séjours prolongés à l'Université de Nagoya et Pierre Vilain et moi des séjours plus brefs. Bart Vande Vyver a eu une contribution très importante au développement des microscopes automatiques mis au point au CERN, y

compris les algorithmes d'analyse et de sélection des événements et la gestion des bases de données [Vandevyver-2002].

5.3.5 Les données

Le détecteur CHORUS a été exposé de 1994 à 1997 à un flux intégré de neutrinos correspondant à $5 \cdot 10^{19}$ protons sur la cible du faisceau. Les événements ont été classés en deux catégories topologiques correspondant aux deux canaux de désintégration du lepton τ recherché:

- Catégorie «1 μ » contenant au moins un muon négatif identifié et donc constituée essentiellement d'interactions par courant chargé de ν_μ et susceptible de contenir un signal de désintégration $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$.
- Catégorie «0 μ » ne contenant pas de muon négatif et donc constitué principalement d'interactions par courant neutre de ν_μ mais aussi d'environ 42%, valeur calculée par simulation, d'interactions par courant chargé dont le muon n'a pas été détecté. Cette catégorie est susceptible de contenir un signal de désintégration $\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau$ ($h = \pi^0$).

La table 5.1 reprend le flot des données des deux échantillons. Un total de plus de 140 000 interactions de neutrinos ont été localisées dans la cible et analysées. Les interactions où l'analyse automatique a décelé la présence d'une topologie de désintégration ont été analysées visuellement sur des microscopes assistés par ordinateur.

La coupure angulaire est imposée par la technologie des microscopes (voir 5.3.4). La coupure en impulsion sur les hadrons est déterminée par la résolution du spectromètre. Celle sur l'impulsion des muons par la différence entre le spectre beaucoup plus dur des muons émis dans les interactions CC de ν_μ et celui des muons de désintégration des leptons τ comme le montre la figure 5.8.

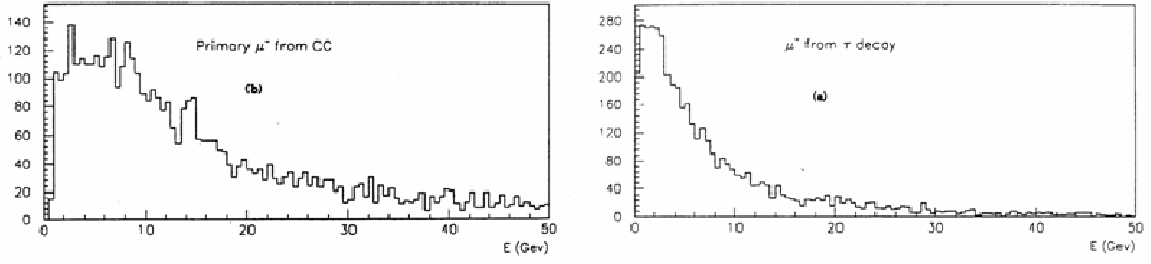


Figure 5.8. Spectre d'énergie des muons. Gauche : émis dans les interactions CC des ν_μ . Droite : émis dans la désintégration des leptons τ .

1 μ	Vertex dans la cible	713 000
	Coupure en impulsion : $p_{\mu^-} < 30 \text{ GeV}$ Coupure angulaire : $\theta_{\mu^-} < 400 \text{ mrad}$	477 600 (62.8%)
	Événements dans le volume fiduciel	355 395 (47.0%)
	Vertex localisés dans la cible	143 742 (20.2%)
	Sélectionnés pour analyse visuelle	11 398 (1.6%)
0 μ	Vertex dans la cible	335 000
	Coupure en impulsion : $1 \leq p_{\mu^-} \leq 20 \text{ GeV}$ Coupure angulaire : $\theta_{\mu^-} < 400 \text{ mrad}$	122 400 (36.5%)
	Événements dans le volume fiduciel	85 211 (25.4%)
	Vertex localisés dans la cible	20 081 (6.0%)
	Sélectionnés pour analyse visuelle	2 282 (0.7%)

Table 5.1 Flot des données expérimentales

5.3.6 Sections efficaces, acceptances, efficacités et bruits de fond

Le rapport $r_\sigma^{CC} = \langle \sigma_\tau^{CC} \rangle / \langle \sigma_\mu^{CC} \rangle$ pondéré par le spectre d'énergie des sections efficaces d'interaction par courant chargé des ν_τ et des ν_μ a été calculé par simulation ; il vaut 0.53.

Les acceptances A_τ et A_μ sont la convolution de plusieurs termes qui affectent de manière différente les interactions de ν_μ et ν_τ :

- Sélections géométriques et cinématiques préalables.
- Reconstruction dans les détecteurs électroniques.
- Localisation de l'événement dans la cible d'émulsion.
- Optimisation de la sensibilité par sélection cinématique des candidats trouvés. Les critères et la méthode utilisée pour les définir sont décrits en 5.3.7.

La sensibilité dépend en fin de compte du rapport $r_A = \langle A_\tau \rangle / \langle A_\mu \rangle$ des acceptances moyennes pondérées par les sections efficaces. Dans le cas du canal 0μ , afin de pouvoir utiliser le rapport r_σ^{CC} des sections efficaces par courant chargé, il a fallu en plus corriger A_μ pour le rapport des sections efficaces NC/CC puisque ce sont les interactions par courant neutre des ν_μ qui peuplent pour l'essentiel cet échantillon.

La détection des interactions de ν_τ requiert en plus la détection du vertex de désintégration du lepton τ dont l'efficacité est notée ε . Acceptances et efficacité ont été calculées en simulant la réponse du détecteur à des données générées suivant les différents processus d'interaction concernés. Ces données ont ensuite été analysées par les mêmes logiciels que les données réelles.

Canal	Mode de désintégration	BR	ε	r_A	$BR \times \varepsilon \times r_A$
1μ	$\tau^- \rightarrow \mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$	0.174	0.39	0.97	0.066
0μ	$\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau (nh^0)$	0.495	0.11	2.28	0.157
0μ	$\tau^- \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$	0.178	0.05	2.21	0.020
0μ	$\tau^- \rightarrow \mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$	0.174	0.10	0.69	0.012

Table 5.2 Rapport de branchement, efficacités de détection et rapports d'acceptance des différents canaux et modes de désintégration. Voir texte pour plus d'informations sur les définitions.

La table 5.2 reprend les valeurs des rapports des acceptances, des efficacités et des rapports de branchement des différents canaux. Le canal 0μ est susceptible de contenir des

désintégrations purement leptoniques de ν_τ non reconnues comme tel et interprétées comme des désintégrations hadroniques.

Une première source de bruit commune aux deux modes de désintégration du lepton τ est la production suivie de la désintégration des particules charmées chargées, D , D_s et A_c dont la masse et le temps de vie sont proches de ceux du lepton :

- Production de particules charmées négatives dans les interactions CC de la composante antineutrino du faisceau, environ 5% du flux, où l'antilepton primaire échappe à la détection.
- Production de particules charmées positives dans les interactions CC de neutrinos où le lepton primaire échappe à la détection et le signe de la charge de la particule de désintégration est erroné.
- Production associée de particules charmées dans les interactions CC et NC où l'une des deux particules charmées et, dans le cas du courant chargé, le lepton primaire échappe à la détection.

La source de bruit de fond majeure et spécifique au canal de désintégration $\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau (n \pi^0)$ est causée par les interactions nucléaires à une branche des hadrons chargés sans aucune activité décelable au vertex, même avec la résolution submicrométrique des microscopes. La longueur d'interaction de ce processus pour des valeurs de p_τ supérieures à $250 \text{ MeV}/c$ a été mesurée à une distance du vertex primaire élevée par rapport aux distances de désintégration des leptons τ et des particules charmées. Elle est de $(24.0 \pm 8.5) \text{ m}$. Les nombres d'événements de bruit de fond attendus pour les critères de sélection optimisant la sensibilité sont repris dans la table 5.3.

5.3.7 Recherche de la sensibilité maximale

Les critères de sélection de l'échantillon final visent à maximaliser la sensibilité de l'expérience grâce à un compromis entre la taille de l'échantillon de candidats retenus et le niveau de bruit de fond [Eskut-1998, Eskut-2001]. Ils sont déterminés par l'analyse d'événements simulés, suivant la méthode objective qui consiste à «ouvrir la boîte» des

événements réels une fois les critères établis sur base des événements simulés. Les paramètres les plus sensibles se sont avérés être :

- La distance L entre les vertex primaire et secondaire exprimée en nombre de feuilles d'émulsion de $600 \mu m$ pour le canal 1μ et en sélectionnant une distance équivalente à une probabilité P de désintégration pour le canal 0μ .
- L'angle ϕ entre le produit de désintégration et la gerbe hadronique dans le plan transverse, nul en moyenne pour le bruit de fond et égal en moyenne à π pour le signal.

On a calculé la limite moyenne sur la probabilité d'oscillation d'un ensemble d'expériences conduisant au bruit de fond correspondant à un choix de critères donné, en l'absence de signal. Ce sont les critères conduisant à la meilleure limite supérieure qui sont retenus. La table 5.3 reprend les résultats de la sélection. Les N_{τ}^{\max} sont les nombres attendus d'interactions de ν_{τ} observées dans les deux échantillons si la probabilité d'oscillation est égale à 1. Ils sont calculés à partir des nombres d'événements $N_{1\mu} = 143742$ et $N_{0\mu} = 20081$ observés dans les deux échantillons (table 5.1), des rapports des acceptances, des sections efficaces et de branchement et de l'efficacité de détection des vertex de désintégration (table 5.2) :

$$N_{\tau}^{\max} \Big|_{1\mu} = N_{1\mu} r_{\sigma}^{CC} r_A \varepsilon BR_{\mu}$$

$$N_{\tau}^{\max} \Big|_{0\mu} = N_{0\mu} r_{\sigma}^{CC} \sum_{i=1}^3 r_{A_i} \varepsilon_i BR_i \text{ où l'indice } i \text{ porte sur les trois modes de désintégration.}$$

Canal		Particules charmées	Interactions de hadrons	Bruit total	Événements observés	N_{τ}^{\max}
1μ	$L < 5$ feuilles	0.1	-	0.1	0	5 014
0μ	$L \rightarrow P = 80\%$ et $\phi > 90^\circ$	0.3	0.8	1.1	0	2 004

Table 5.3 Critères de sélection, nombre d'événements de bruit de fond, observés et de signal maximum

5.3.8 Limite sur l'oscillation $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$

La valeur maximum de la probabilité d'oscillation est donnée au niveau de confiance α par la relation

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau; \alpha) \leq \frac{N_\tau(\alpha)}{N_\tau^{\max}|_{1\mu} + N_\tau^{\max}|_{0\mu}} \quad (5.1)$$

où les N_τ^{\max} sont définis dans la table 5.3 et $N_\tau(\alpha)$ est la valeur maximale du nombre de ν_τ étant donné les nombres d'événements de bruit attendu, 1.1, et d'événements observés, 0 [Eskut-2001]. L'interprétation statistique correcte des très petits échantillons reste un point de dispute qui ne converge vers aucun accord. Deux approches statistiques différentes et également fondées ont été utilisées pour estimer $N_\tau(90\%)$. Celle proposée par T. Junk [Junk-1999] conduit à

$$N_\tau(90\%) \leq 2.4 \text{ et } P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) \leq 3.4 \cdot 10^{-4} \quad (5.2)$$

alors que celle proposée par G. J. Feldman and R. D. Cousins [Feldman-1998], la plus fréquemment rencontrée, conduit à

$$N_\tau(90\%) \leq 1.4 \text{ et } P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) \leq 2.0 \cdot 10^{-4}.$$

La limite supérieure sur la valeur de l'angle de mélange $\sin^2 2\theta_{\mu\tau}$ à grand Δm^2 est égale à $\frac{1}{2} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ (équations 3.7 et 3.8). Le contour du domaine d'exclusion au niveau de confiance de 90% est construit à partir de l'équation 3.7 après intégration pour tenir compte, aux petites valeurs de Δm^2 , de la dépendance en l'énergie des flux, sections efficaces, acceptances et efficacité dans le terme oscillant. La figure 5.9 reprend les domaines d'exclusion obtenus par CHORUS par les deux approches statistiques, celui d'expériences antérieures dont E531 [Ushida-1986] ainsi que de l'expérience jumelle à CHORUS, NOMAD.

NOMAD a pris ses données dans le même faisceau WANF du CERN pendant la période 1995-1998. L'option expérimentale choisie est de séparer le signal du bruit sur base de leurs différences topologiques et cinématiques grâce à un détecteur purement électronique ayant un très bon pouvoir d'identification des particules et une bonne résolution en énergie et en quantité de mouvement. Dans un champ magnétique de 0.4 T, une cible de 2.7 tonnes constituées de chambres à dérives est suivie d'un détecteur de

radiation de transition, d'un radiateur et d'un calorimètre électromagnétique. A l'extérieur de l'aimant, le détecteur est complété par un calorimètre hadronique et des chambres à muons [Altergoed-1999]

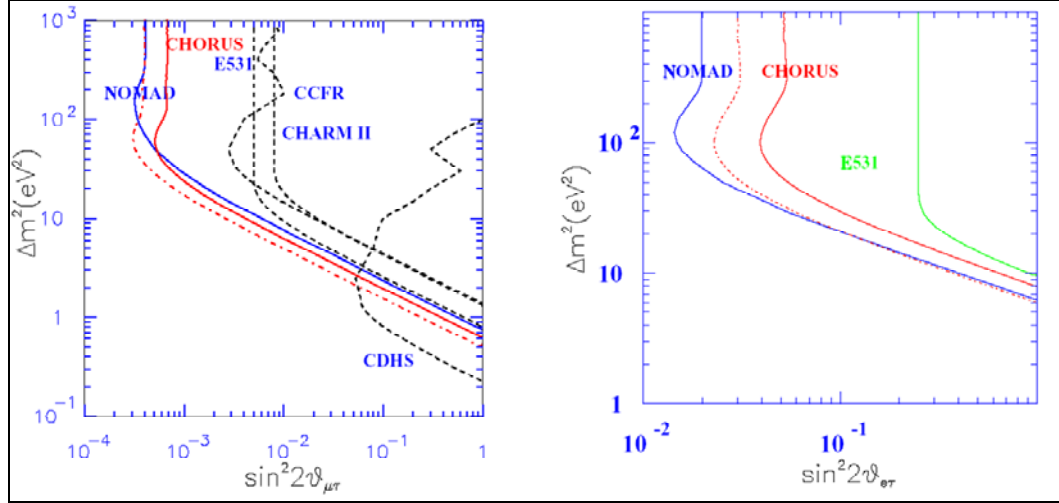


Figure 5.9. Gauche : Domaines d'exclusion obtenus par CHORUS et NOMAD et par des expériences antérieures pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. La courbe en trait plein de CHORUS utilise l'approche statistique de [Junk-1999] et celle en trait point – barre l'approche de [Feldman-1998]. Droite : Domaines d'exclusion pour l'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ suivant les mêmes conventions.

L'obligation de réduire sensiblement l'espace des phases où chercher le signal, afin de limiter le bruit de fond, est compensée par l'aptitude à enregistrer et analyser un plus grand nombre d'événements. Neuf canaux topologiques et cinématiques ont été retenus parce que les bruits de fond attendus sont modestes, de 0 à 9.6 événements, et les nombres d'événements observés sont en accord statistique avec le bruit. Le résultat obtenu par NOMAD [Astier-2000] à partir de l'approche statistique de [Feldman-1998] est

$$N_\tau(90\%) \leq 1.4 \text{ et } P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) \leq 2.2 \cdot 10^{-4}.$$

On observera que, à partir des mêmes ressources en faisceau mais d'approches expérimentales totalement différentes, CHORUS et NOMAD ont obtenu des sensibilités quasiment identiques. On retiendra aussi que la limite que s'était fixé CHORUS dans sa proposition d'expérience était $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) \leq 1.5 \cdot 10^{-4}$. Cette légère inadéquation entre résultats espéré et obtenu sera discutée en 5.3.10.

5.3.9 Limite sur l'oscillation $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$

Le faisceau ayant une composante en ν_e de l'ordre de 0.9%, une analyse identique permet de mettre une valeur maximale de $2.6 \cdot 10^{-2}$ ou $1.1 \cdot 10^{-2}$, suivant les approches statistiques, sur la probabilité d'oscillation $P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau)$ [Eskut-2001]. Les domaines d'exclusion obtenus pour ce canal par les expériences CHORUS et NOMAD sont montrés dans la figure 5.9

5.3.10 CHORUS – Phase 2

Une nouvelle analyse des données a commencé en 2003 et se terminera fin 2004. Elle est justifiée par une nouvelle évolution dans la technologie des microscopes automatiques mise au point par nos collègues de Nagoya [Nakano-1997]. Celle-ci a permis d'utiliser une nouvelle méthode de recherche des vertex secondaires sensiblement plus efficace en rassemblant dans un premier temps dans une base de données l'ensemble des segments de trace, typiquement 5 000, situés dans un volume de $1.5 \times 1.5 \times 6.3 \text{ mm}^3$ autour de la position du vertex identifié par suivage de trace. La base de données est ensuite analysée par un second processeur pour rechercher les topologies typiques de désintégrations de leptons τ et de particules charmées. Fort de ce nouvel outil, la collaboration CHORUS a entrepris l'effort de réécrire de manière plus performante l'essentiel des algorithmes d'analyse des données électroniques. Redouane El Aidi, Pierre Vilain et moi avons pris en charge de développer une nouvelle procédure d'alignement de l'ensemble des traceurs constituant le trajectographe du spectromètre à hadrons qui a conduit à de nouvelles méthodes de reconstruction des traces, une estimation plus précise de la quantité de mouvement et donc une plus grande contribution du canal hadronique à la sensibilité de l'expérience. On a montré à partir d'une comparaison entre les mesures des impulsions des muons de basse énergie par courbure dans les deux spectromètres, d'une comparaison entre les mesures des impulsions des hadrons par diffusion coulombienne multiple dans l'émulsion et par courbure dans le spectromètre à hadrons, et à partir de la

détermination des charges opposées des particules émises dans les désintégrations du type V^0 , que la résolution du spectromètre à hadrons est compatible avec la résolution intrinsèque des rubans de fibres optiques et son efficacité avec l'acceptance géométrique. La limite sur la probabilité d'oscillation $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ devrait être abaissée à $1.4 \cdot 10^{-4}$. Cette analyse fera l'objet d'une publication en préparation.

5.3.11 La physique du charme dans CHORUS

C'est surtout dans la phase 2 que CHORUS a pu accumuler un très grand nombre d'événements constitués des vertex de production et de désintégration de hadrons charmés, et ce sans pratiquement aucun biais de détection. Un total de 1073 mésons D^0 se désintégrant en 2, 4 ou 6 particules chargées et 985 hadrons chargés se désintégrant en 1, 3 ou 5 particules chargées ont ainsi été accumulés. Les résultats publiés par la collaboration CHORUS ou en préparation concernent la production et la désintégration des particules charmées [Annis-1998, Kayis-2002, Kayis-2002b, Kayis-2002c, Kayis-2003, Kayis-2003b, Onengut-2004, Onengut-2004b, Onengut-2004c]

5.4 I213 : oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ et $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$ à grand Δm^2

En 1997, même si les résultats de NOMAD et CHORUS étaient loin d'être finalisés, il était devenu évident que, si signal d'oscillation il devait y avoir, il serait ténu. Par ailleurs, une fois les résultats complets de COBE-DMR publiés [Bennett-1996], les modèles cosmologiques de type Λ CDM avaient très bien survécu [Primack-1996]. Il était donc naturel que les deux collaborations s'associent pour introduire un projet d'expérience [Ayan-1997, Ayan-1998] capable de mettre un nouvel ordre de grandeur sur la sensibilité. Ou bien signal il y avait, et il fallait l'étudier avec une statistique beaucoup plus importante, ou bien il n'y avait pas de signal et il fallait chercher à des angles de mélange encore plus petits.

La lettre d'intention I213 a été signée par environ 110 physiciens de 25 institutions européennes, japonaises, russes et américaines dont Daniel Bertrand, Muriel Vander Donckt, Bart Van de Vyver, Pierre Vilain et moi à l'IIHE. Le concept de l'expérience était simple : gagner un facteur dix sur la statistique sans augmentation du bruit, et ce grâce à :

- Un facteur deux ou plus sur le flux de neutrinos, soit par un nouveau mode opératoire du faisceau WANF existant, soit par la mise en service de la nouvelle ligne de faisceau de neutrinos CNGS envisagée par le CERN pour la réalisation d'expérience à longue portée (voir 5.6)
- Un détecteur associant les point forts de CHORUS, la haute résolution spatiale de la cible d'émulsion et le bruit de fond très réduit, et de NOMAD, un grand aimant dipolaire de $0.7\ T$ capable d'héberger la cible instrumentée par un système de trajectographie, notamment au silicium, de très haute résolution. Le tout, comme dans l'expérience NOMAD, complété par des calorimètres électromagnétique et hadronique et des chambres à muons.

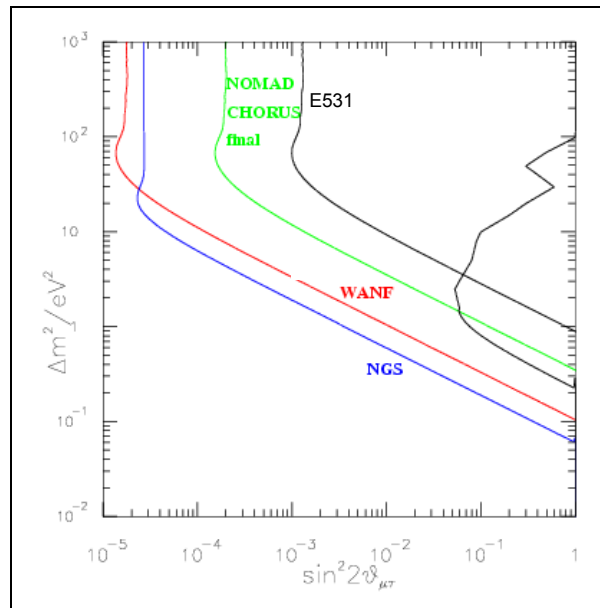


Figure 5.10. Sensibilités de I213 dans les faisceaux WANF et NGS et de CHORUS et NOMAD et domaine d'exclusion obtenu par E531 pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

Le domaine d'exclusion attendu en l'absence de signal est comparé à ceux de CHORUS, NOMAD et E531 dans la figure 5.10 pour les deux faisceaux envisagés.

L'aventure I213 s'est terminée en 1999 par l'autodissolution de la collaboration quand l'interprétation des résultats des neutrinos atmosphériques a montré de plus en plus clairement qu'un signal oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ne serait pas trouvé à grande différence de masse.

J'ai représenté le groupe de l'IIHE au bureau de la collaboration le temps de sa courte existence.

5.5 I216/P311 : oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ à grand Δm^2

C'est aussi en 1997 qu'une lettre d'intention a été déposée au CERN [Armenise-1997], suivie d'une proposition d'expérience en 1999 [Guler-1999] dans le but de rechercher une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ à grand Δm^2 , autrement dit de vérifier si le signal observé par LSND [Aguilar-2001] est réel ou non (voir 4.3). La proposition a été introduite par une centaine de physiciens de 24 institutions européennes, russes et américaines dont Bart Van de Vyver, Pierre Vilain et moi à l'IIHE. Le projet reposait sur la remise en service du faisceau de basse énergie, $\langle E \rangle = 1.5 \text{ GeV}$, du PS au CERN et de sa capacité démontrée par les responsables de la machine [Cappi-1999] à fournir en deux ans le flux intégré de neutrinos extrêmement élevé, $2.5 \cdot 10^{20}$, nécessaire pour atteindre une statistique dix fois plus élevée que celle de LSND. Conceptuellement, l'expérience consistait à mesurer et comparer les rapports des flux de ν_μ et ν_e dans des détecteurs situés à 127 m et à 885 m de la cible. La technique des deux détecteurs permet de s'affranchir largement des incertitudes systématiques liées à la connaissance du flux de la composante ν_e intrinsèque du faisceau,

estimée à $6 \cdot 10^{-3}$. Les rapport $\frac{\langle E \rangle}{L} \approx \frac{1.5 \text{ GeV}}{1 \text{ km}}$ est tout à fait comparable à celui de LSND, $\frac{30 \text{ MeV}}{30 \text{ m}}$.

La technologie envisagée est classique : un calorimètre cible avec une capacité de trajectographie, composé de couches successives de rubans de scintillateur et de plaques de fer. Le détecteur proche devait avoir une masse de 104 tonnes et le détecteur lointain de 476 tonnes. Les calorimètres sont complétés par des spectromètres à muons. Cette technologie, semblable à celle utilisée par CHARM-II (voir 5.2) permet une bonne discrimination entre leptons primaires, électrons et muons, et entre électrons et gammas de désintégration des mésons π^0 . Les rubans de scintillateur sont lus par des fibres à décalage de longueur d'onde couplées à un photomultiplicateur multicanaux, technologie utilisée pour le détecteur OPERA et qui sera décrite avec plus de détails au paragraphe suivant. La figure 5.11 montre la sensibilité de l'expérience. En l'absence de signal, la zone des paramètres retenue par LSND est complètement rejetée. Aux valeurs $\Delta m^2 = 0.8 eV^2$ et $\sin^2 2\theta_{e\mu} = 0.007$ correspondant au maximum de vraisemblance de LSND, une valeur de $(5.2 \pm 0.5 \text{ (stat)} \pm 0.5 \text{ (syst)}) \cdot 10^{-3}$ est attendue pour le paramètre

$$\Delta_e = \left(\frac{N_e}{N_\mu} \right)_{\text{éloigné}} - C \left(\frac{N_e}{N_\mu} \right)_{\text{proche}} \quad (5.3)$$

dont la valeur en l'absence d'oscillation est nulle. L'effet est donc de l'ordre de 7 écarts types. Les N_e et les N_μ sont les nombres d'interactions de ν_e et ν_μ dans les deux détecteurs. C est un facteur de correction proche de 1 tenant compte de la légère dépendance du rapport des flux avec la distance en l'absence d'oscillation.

Le projet I216/PS311 était peu coûteux, 9.1 millions de francs suisses. Les données devaient être prises en 2002 et 2003 et le sort du signal LSND serait scellé dans un sens ou l'autre depuis un an. Bien que son intérêt scientifique et son approche expérimentale n'aient jamais été mis en cause, il a été rejeté par le CERN en 2000 parce qu'en concurrence avec l'expérience MiniBooNE [Louis-2003] au FNAL (voir 6.1). MiniBooNE nous donnera au mieux des résultats fin 2005. I216 a très probablement été rejeté parce que la crise financière du CERN liée à la construction du LHC se faisait jour et que chaque franc suisse commençait à compter. D'autant que la communauté « neutrinos » avait déjà reçu un cadeau beaucoup plus onéreux, le nouveau faisceau CNGS pointant vers le

laboratoire souterrain du Gran Sasso (LNGS) et destiné aux expériences à longue base, dont OPERA décrite au paragraphe suivant.

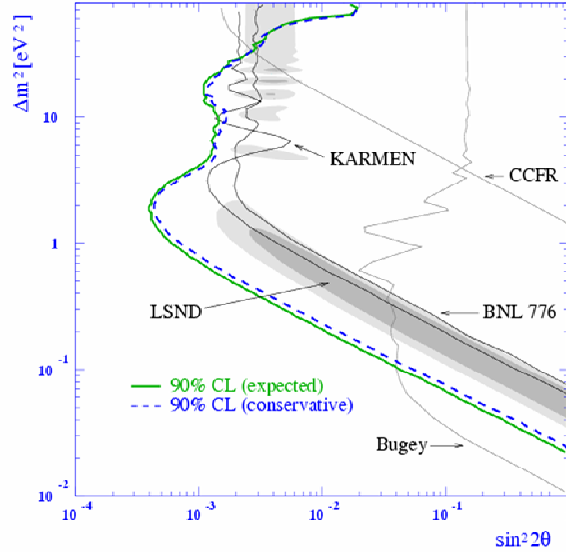


Figure 5.11. Sensibilité de I216/P311 au PS du CERN, domaines d'exclusion obtenus par KARMEN-II, Bugey et d'autres expériences moins contraignantes et signal obtenu par LSND pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

J'ai représenté le groupe de l'IIHE au bureau de la collaboration le temps de sa courte existence.

5.6 OPERA – CNGS1 : oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ et $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ dans le domaine des paramètres « atmosphériques »

La Collaboration OPERA est constituée d'environ 150 physiciens issus des institutions européennes, russes et extrême-orientales suivantes, outre l'IIHE-ULB : l'Université METU à Ankara, le LAPP et l'Université de Savoie à Annecy, l'Université de L'Aquila, le LNGS L'Aquila, l'IHEP Beijing, l'Université Humboldt à Berlin, l'Université de Berne, l'Université de Bologne, le JINR Dubna, le LNF Frascati, l'Université Toho à Funabashi, le MFFBE Hagen, Technion Haifa, l'Université de Hambourg, l'Université Geyinsang à Jinju, l'Université Aichi à Karya, l'Université de Kobe, L'IPNL et l'Université de Lyon, l'INR Moscou, l'ITEP Moscou, l'Université de Münster, l'Université

de Nagoya, l'Université de Naples, l'Université de Neuchâtel, l'INPE Obninsk, le LAL et l'Université de Paris Sud à Orsay, l'Université de Padoue, l'Université la Sapienza à Rome, l'Université de Rostock, l'Université de Salerne, l'Université de Shandong, l'Université de Sofia, l'IREs et l'Université de Strasbourg, l'Université d'Utsonomiya, l'IRB Zagreb.

Je représente l'IIHE au bureau de la Collaboration et je fais partie du bureau chargé de coordonner la construction du détecteur.

5.6.1 Motivation

L'intention d'observer directement l'apparition de ν_τ par oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ dans un faisceau de ν_μ grâce à un dispositif expérimental et de sensibilité maximale dans le domaine des paramètres correspondant au signal obtenu par l'expérience Super-K [Ashie-2004] date de la fin des années 1990 [Shibua-1997, Kodama-1999]. Le domaine de masse à couvrir, $10^{-3} < \Delta m^2 < 4 \cdot 10^{-3} eV^2$, conduit naturellement à une expérience de « Long Base Line » (LBL), le rapport optimal entre la distance L à la source et l'énergie E du faisceau étant de l'ordre de 350 km/GeV .

Le laboratoire souterrain de l'INFN sous le Gran Sasso (LNGS) est le plus éloigné du CERN qui soit, aujourd'hui, à une distance acceptable, 730 km, en terme de flux de neutrinos, ceci compte tenu des moyens financiers disponibles au CERN pour la construction d'un faisceau dédié, de la contribution majeure de l'INFN à la construction de ce faisceau et de la compatibilité de son exploitation avec celle du LHC et du reste du programme sur cible fixe du CERN. La proposition d'expérience date de 2000 [Guler-2000, Guler-2001] et son approbation ainsi que celle de la construction d'un nouveau faisceau, le CNGS, par le CERN et l'INFN de 2001.

Le dispositif expérimental est également sensible au mode d'oscillation subdominant $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ pour une valeur de $\sin^2 2\theta = 0.10$, la limite supérieure placée par CHOOZ, et devrait donc permettre, en l'absence de signal, d'abaisser cette limite.

5.6.2 Le concept expérimental : la technologie ECC

L'expérience acquise par une large partie de la Collaboration OPERA dans un détecteur hybride émulsion nucléaire – électronique comme CHORUS pour la recherche de particules à courte durée de vie a conduit à utiliser une technologie exploitant ce savoir faire sur la «chimie» de l'émulsion, l'analyse conjointe des données fournies par les deux types de détecteurs, la technologie des microscopes automatiques à grande vitesse et haute résolution, tout en l'adaptant à l'obligation d'accroître la masse de la cible de plus de trois ordres de grandeur.

La technologie dite des ECC (Emulsion Cloud Chamber) a été développée et utilisée depuis plus de 50 ans, principalement au Japon. Elle consiste à interfolier des films sensibles d'émulsion et des feuilles d'un matériau inerte lourd, fer, plomb, dont l'épaisseur est dictée par la résolution spatiale à atteindre. Elle s'est révélée particulièrement efficace dans la recherche de particules à courte vie. Ainsi, elle a permis l'observation expérimentale dans une gerbe cosmique de ce qui sera interprété plus tard comme la première particule charmée en 1971 [Niu-1971], trois ans avant la découverte du J/ψ [Augustin-1974, Aubert-1974]. Elle a été utilisée dans l'expérience DONUT pour démontrer de façon définitive l'existence du ν_τ par l'observation de la trace du lepton τ [Kodama-2001]. La figure 5.12 montre un tel événement.

La technique de l'ECC permet de construire des cibles très massives à haute résolution, mais c'est également par définition, grâce à sa granularité très fine, un détecteur largement autosuffisant en matière de cinématique et d'identification de particules. La mesure du gradient de perte d'énergie par ionisation permet une bonne séparation entre électrons et pions (et bien sûr entre électrons et hadrons plus massifs) : un test a montré un bon accord entre mesures de composition d'un faisceau faites à l'aide d'un compteur Cerenkov et d'une ECC jusqu'à environ $5 \text{ GeV}/c$. La mesure de la diffusion coulombienne multiple permet d'estimer la quantité de mouvement des électrons avec une précision

relative de l'ordre de $\frac{\sigma_p}{p} \approx \frac{0.4}{\sqrt{p(\text{GeV})}}$ et celle des muons et des pions avec une précision

relative qui dépend du nombre de cellules disponibles dans la brique pour effectuer la mesure et varie de 13% à 20% à 1 GeV/c et 15% à 27% à 6 GeV/c . Les électrons peuvent aussi être identifiés par le développement des gerbes électromagnétiques et leur énergie estimée par comptage du nombre de segments de trace dans un cône contenant la gerbe.

5.6.3 Le détecteur

L'élément de base des cibles d'OPERA sont des «briques» de 4"×5" de section et d'environ 8,5 kg constituées d'un assemblage interfolié de 56 feuilles de 1 mm d'un alliage de plomb et de 2.5% d'antimoine et d'autant de feuilles de plastique de 200 μm dont les deux faces sont recouvertes d'un film de 50 μm d'émulsion nucléaire. Chaque brique est emballée afin d'assurer pour une période de l'ordre de la décennie une étanchéité parfaite à la lumière et à l'air, un degré d'humidité constant et un positionnement mécanique relatif des éléments constitutifs au niveau de la dizaine de microns. Le détecteur OPERA est constitué de deux super-modules identiques. Chacun est constitué d'une cible structurée en 31 «murs» de 3 328 briques et instrumentée par des traceurs. Les briques peuvent être extraites et, le cas échéant, remplacées à l'aide d'un robot. La masse totale de la cible est de 1 766 tonnes réparties dans 206 336 briques. L'instrumentation de la cible est réalisée par des doublets de plans orthogonaux de barreaux de scintillateur plastique. Ce système de trajectographie sur lequel travaille plus particulièrement notre groupe est décrit avec plus de détails en 5.6.6. Chaque cible est complétée par un spectromètre magnétique dont le triple rôle est d'identifier les muons, mesurer leur quantité de mouvement et le signe de leur charge et permettre l'analyse cinématique des candidats. Chaque spectromètre est constitué d'un aimant dipolaire de $8 \times 8 \text{ m}^2$ développant un champ magnétique de 1.55 T, instrumenté par des plans de traceurs internes utilisant la technologie des chambres à parois résistives (RPC). Les traceurs externes à haute résolution spatiale du spectromètre sont des plans de tubes à dérive. La résolution nominale, limitée par la diffusion coulombienne multiple à 21% à petite quantité de

mouvement, augmente très légèrement avec la quantité de mouvement pour atteindre 24% à 25 GeV/c . La figure 5.13 montre le plan de principe du détecteur.

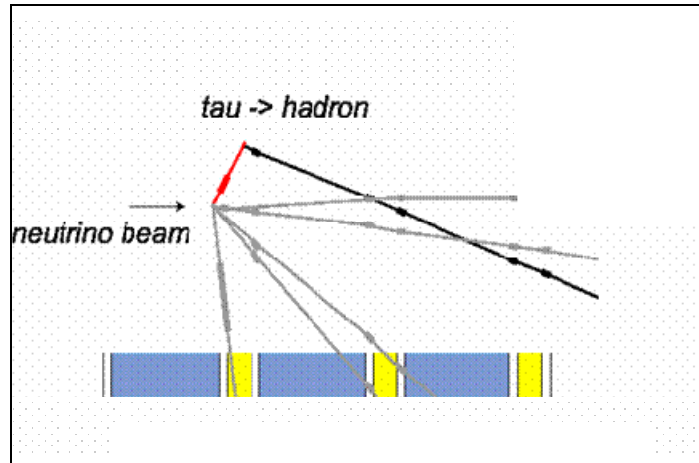


Figure 5.12 Interaction de ν_τ observée par DONUT dans une ECC. La trace partant vers le haut est celle joignant les vertex de production et désintégration du lepton τ . Les éléments de traces visibles dans le matériau sensible, l'émulsion, sont épaissis.

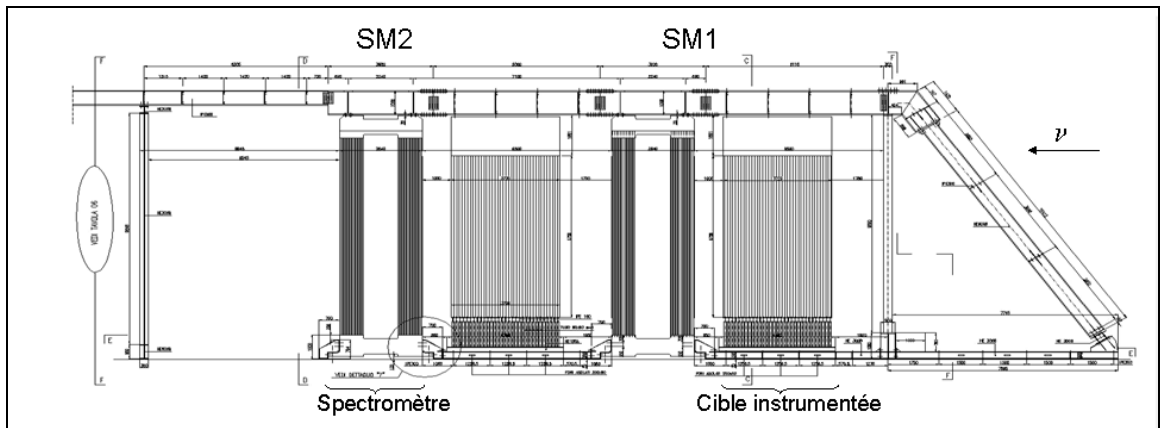


Figure 5.13 Plan du détecteur OPERA montrant la structure en deux super-modules identiques composé d'un spectromètre magnétique à aimant dipolaire et d'une cible instrumentée faite de plans d'ECC. La superstructure de support des murs de plomb de la cible assure la stabilité antisismique.

J'ai été chargé de coordonner le travail autour des différentes options envisagées pour les détecteurs électroniques, dans un premier temps pour la préparation de la proposition d'expérience puis, dans un second temps, pour fixer les choix définitifs. Les plus importantes options qui ont du être levées sont :

- Aimants dipolaires plutôt que toroïdaux pour les spectromètres.

- Barreaux de scintillateur plastique plutôt que chambres à parois résistives ou tubes de scintillateur liquide pour les traceurs de la cible.
- Tubes photomultiplicateurs multicanaux plutôt que photodiodes hybrides pour la lecture des signaux de scintillateur.
- Système d'acquisition de données décentralisé sur un réseau ethernet plutôt que centralisé basé sur un système VME.

5.6.4 Le faisceau CNGS

L étant de 730 km et le rapport optimal $L/\langle E \rangle$ de l'ordre de 350 km/GeV, l'énergie moyenne $\langle E \rangle$ du faisceau correspondant au premier maximum d'oscillation est d'environ 2 GeV, soit bien en dessous du seuil de 6.3 GeV d'interaction par courant chargé des ν_τ . Les effets de seuil liés à la masse du lepton τ font par ailleurs que le rapport des sections efficaces $\frac{\sigma_{\nu_\tau N}}{\sigma_{\nu_\mu N}}$ n'atteint 1 que pour des énergies très élevées, comme le montre la figure 5.14a. Le spectre en énergie du faisceau a donc été optimisé de manière à maximaliser le nombre d'événements observés. Celui-ci résulte de la convolution du flux total de ν_μ , de la probabilité d'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ à la valeur nominale de $\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, de la section efficace d'interaction des ν_τ et de l'efficacité de détection du lepton τ . La figure 5.14.b montre ce spectre, d'énergie moyenne d'environ 20 GeV.

Le nombre attendu d'interactions de ν_μ est de l'ordre de 6 000 par année de 200 jours de faisceau pour un nombre nominal de protons sur la cible de $4.5 \cdot 10^{19}$ par an. Le nombre attendu d'interactions de ν_τ est d'environ 30 par an. La possibilité d'augmenter le flux et donc le nombre d'événements de 50% à un prix modique est étudiée par le CERN. On trouvera une description technique conceptuelle du faisceau CNGS dans [Acquistapace-1998] et tous les détails sur l'évolution du projet sur le site [CNGS-

2004]. La date prévue de mise en service du faisceau est, à ce stade de la construction, identique à la date nominale du projet, fin juin 2006.

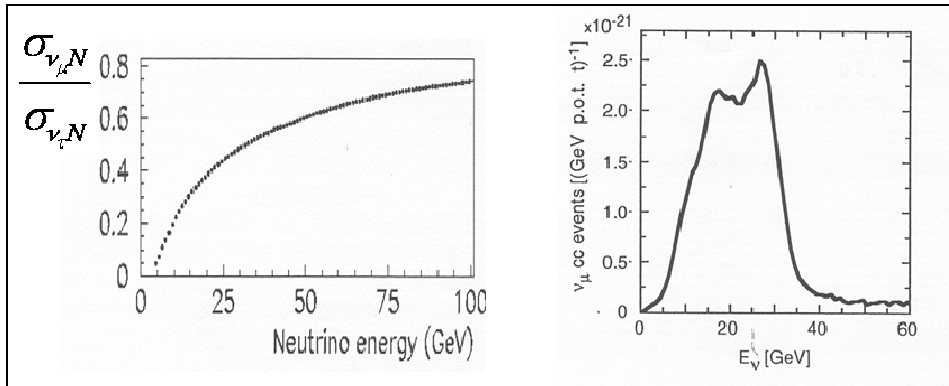


Figure 5.14 a) gauche : rapport des sections efficaces des ν_τ et des ν_μ en fonction de l'énergie. b) droite : spectre d'énergie du faisceau optimisé du CNGS.

5.6.5 Stratégie d'analyse des événements

Les derniers détails de la stratégie d'analyse des événements restent à peaufiner et évolueront sans doute avec l'expérience acquise. Ses principes généraux sont les suivants :

- Le nombre moyen d'interactions de neutrinos journalier est de l'ordre de 30.
- A partir des signaux obtenus dans les trajectographes de la cible et les spectromètres, les briques susceptibles de contenir un vertex d'interaction sont identifiées et classées par ordre de niveau de confiance.
- Les briques susceptibles de contenir prioritairement les événements sont extraites de la cible au rythme moyen d'environ une opération d'extraction par jour.
- Sur la face aval de chaque brique est placée une enveloppe amovible interchangeable contenant un film d'émulsion. Ce film est analysé et les résultats comparés aux prédictions des détecteurs électroniques.
- S'il n'y a pas adéquation, la brique, équipée d'un nouveau film amovible, est remise dans la cible et, le cas échéant, la brique suivante dans l'ordre des priorités est extraite et son film amovible est analysé. L'opération est renouvelée jusqu'à ce que la brique touchée soit identifiée ou que le lot de briques retenues soit épuisé. Le nombre moyen de briques à extraire et de films amovibles à analyser par événement

dépendra des détails de la stratégie. Les simulations montrent que l'efficacité est de 75% si on se limite à la seule brique la plus probable et que, en augmentant le nombre de briques à extraire de seulement 2%, l'efficacité croît d'environ 10%. La stratégie d'extraction sera affinée au cours de l'expérience.

- La brique retenue est démontée et les traces suivies de film en film jusqu'au vertex.
- Le volume entourant le vertex est analysé pour la recherche d'une topologie compatible avec une interaction de ν_τ : existence d'un vertex secondaire de désintégration d'une particule chargée de courte durée de vie et absence d'un autre lepton chargé au vertex primaire. Si tel est le cas après confirmation par un examen visuel, l'ensemble des briques en aval de l'interaction susceptibles d'apporter de l'information sont extraites et analysées.

5.6.6 Le trajectographe instrumentant les cibles

Chacune des deux cibles est constituées de 31 murs de briques entre lesquels sont insérés 31 traceurs faits de doublets de plans mesurant pour l'un la coordonnée horizontale et l'autre la coordonnée verticale des traces. Chaque plan est fait de la juxtaposition de 4 unités mécaniques et électroniques de base, les modules, d'environ $7 \times 1.75 \text{ m}^2$ chacun. Chaque module est constitué de 64 barreaux de scintillateur de $6.86\text{m} \times 10.6\text{mm} \times 26.3\text{mm}$ juxtaposés et collés entre deux feuilles d'aluminium. Les signaux des 64 barreaux d'un module sont transférés aux deux extrémités vers la cathode d'un tube photomultiplicateur à 64 canaux par des fibres optiques à décalage de longueur d'onde. Les extrémités libres de fibres, les optocoupleurs, les phototubes et l'électronique «front-end» sont rassemblés dans des bouchons qui assurent leur protection mécanique et optique, la rigidité mécanique des modules et leur structure d'assemblage en traceurs. La figure 5.15 montre un schéma de principe d'un traceur et la figure 5.16 le plan technique d'un module.

Le nombre de photoélectrons détectés à chaque bout de la fibre par le passage d'une particule au minimum d'ionisation est montré sur la figure 5.17a. Ces mesures ont été faites sur des barreaux de polystyrène dopés de 2% de p-Terphenyl et 0.02% de POPOP produits

par Amcrys-H dont le signal est transféré par des fibres optiques Y11-125 de Kurarai vers les photocathodes bi-alkali de phototubes à 64 canaux H8804MOD de Hamamatsu. Ce sont ces éléments qui ont été retenus pour la construction du détecteur.

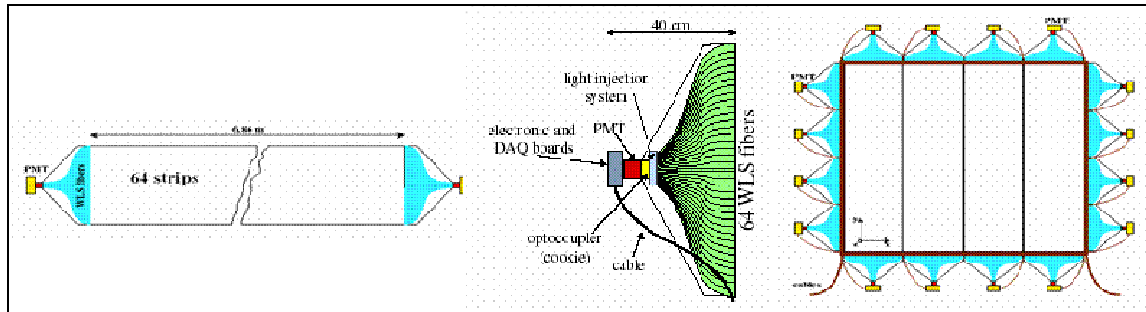


Figure 5.15 Schéma de principe d'un traceur de la cible a) gauche : module de 64 barreaux avec lecture aux deux extrémités. b) centre : grossissement sur le système de lecture montrant les 64 fibres optiques, l'optocoupleur, le tube PM, l'électronique «front-end» et le système d'injection servant à la calibration et au monitoring. c) droite : traceur montrant les quatre modules verticaux. Les quatre modules horizontaux sont à l'arrière.

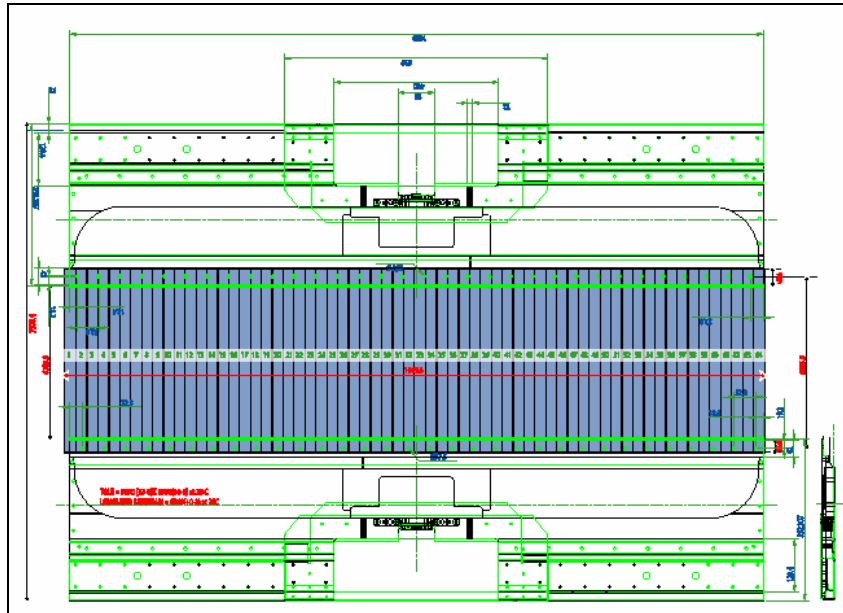


Figure 5.16 Plan d'un module de traceur de la cible. Seules sont montrées les extrémités des barreaux de 6.86 m.

Le faible niveau de bruit physique de l'environnement, rayonnement cosmique, radioactivité naturelle, et de bruit électronique causé par le courant d'obscurité des tubes et

la carte de lecture, permettent de placer le niveau d'autodéclenchement à un signal correspondant à 0.3 photoélectrons, comme le montre la figure 5.17.b. Ceci, associé au signal élevé, même au centre de la fibre, conduit à une efficacité de détection supérieure à 98%. On trouvera une étude détaillée de la technologie des traceurs dans [Baussan-2004].

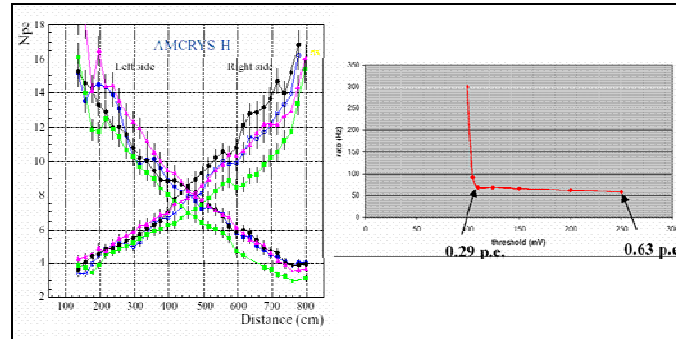


Figure 5.17 a) gauche : Trois exemples de mesure montrant le nombre de photoélectrons recueillis aux deux extrémités d'un barreau de scintillateur en fonction de la distance entre le point exposé et la photocathode. b) droite : taux d'autodéclenchement en fonction du seuil exprimé en nombre de photoélectrons.

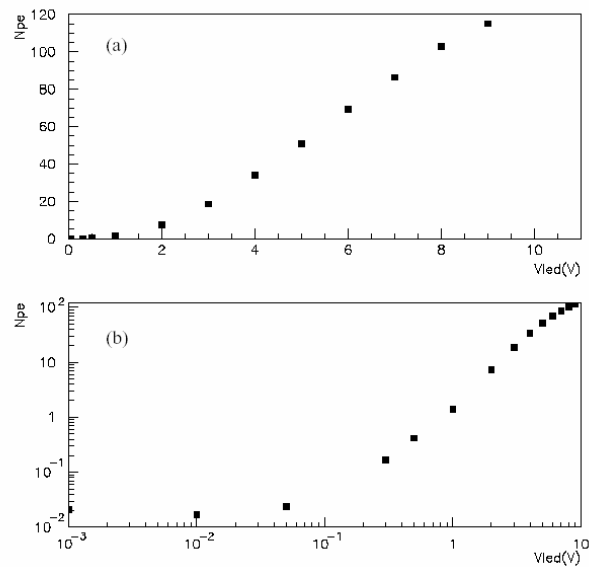


Figure 5.18 Nombre de photoélectrons détectés en fonction de la tension appliquée à la LED du système de monitoring. a) haut : échelle linéaire montrant la bonne linéarité aux grands signaux. b) bas : échelle logarithmique montrant la grande sensibilité aux petits signaux.

La conception, la construction, l'assemblage, l'installation et l'exploitation des traceurs de la cible est le résultat d'une collaboration entre sept institutions membres de la Collaboration OPERA, qui sont, outre l'IIHE-ULB, l'IReS Strasbourg qui assure la coordination générale du projet, les Universités de Berne et Fribourg, le JNR Dubna, l'IPNL Lyon et le LAL Orsay. La superstructure mécanique du détecteur OPERA est sous la responsabilité du LNF Frascati. Les contributions principales de notre groupe sont :

- La conception générale, les procédures de construction des modules, de leur assemblage en traceurs et d'insertion de ces derniers dans le détecteur (avec l'IReS).
- L'étude des éléments constitutifs, barreaux de scintillateur, fibres optiques, phototubes (avec l'IReS, le JNR Dubna et Berne).
- Les bouchons de fermeture.
- Le système de test et de monitoring des canaux électroniques et du système d'acquisition de données (avec Berne). Ce système permet d'activer les 64 fibres d'une extrémité d'un module en y injectant directement de la lumière au niveau du photocoupleur à l'aide de deux LED bleues pulsées par un driver dédié, deux fibres optiques claires de guidage et une boîte de diffusion. La figure 5.18 illustre le bon fonctionnement du système : linéarité à signal élevé, supérieur à une dizaine de photoélectrons, extrême sensibilité aux petits signaux, jusqu'à 0.02 photoélectrons.
- L'assemblage des modules en traceurs et leur installation sur le détecteur au LNGS (avec l'IReS et le JNR Dubna)
- La levée topographique par photogrammétrie et l'alignement sur le détecteur (avec l'IPNL).

5.6.7 Bruits de fond et efficacités de détection

Le bruit de fond est essentiellement de même nature que celui observé dans CHORUS (5.3.6) : désintégrations de hadrons charmés et interactions nucléaires à une branche des hadrons. La proportion de bruit de fond est nécessairement plus élevée pour deux raisons essentielles :

- La masse beaucoup plus importante de la cible fait qu'une fraction des muons n'atteignent pas le spectromètre et leur charge ne peut être mesurée. Les muons

d'énergie suffisante sont cependant identifiés comme tels sur base de la longueur de leur trace dans la cible. Des mesures dans des faisceaux de test sont en cours pour estimer le degré de séparabilité entre muons et pions de basse énergie sur base du gradient de perte d'énergie

- La structure de la cible fait que les détails de l'activité au vertex secondaire, fragments nucléaires de très basse énergie, recul nucléaire, électrons Auger, ne sont pas détectables et la confusion entre interaction à une branche et désintégration est sensiblement plus fréquente.

En outre, et toujours à cause de la structure de la cible, une nouvelle source de bruit apparaît, celle des diffusions de muons à grand angle pour laquelle très peu de données expérimentales existent. Une mesure dans un faisceau test de muons sera prochainement réalisée pour mieux évaluer ce bruit.

La table 5.4 reprend les nombres d'événements de bruit de fond attendus après cinq ans de prise de données dans un faisceau de flux nominal. Le bruit de fond total est de l'ordre de un événement.

Source de bruit de fond	$\tau^- \rightarrow e^-$	$\tau^- \rightarrow \mu^-$	$\tau^- \rightarrow h^-$	$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+$	Total
Désintégration de charme	0.21	0.01	0.16	0.30	0.68
	0.12	0.01	0.16	0.30	0.59
Interaction de hadron	-	0.09	0.12	~ 0	0.21
	-	0.09	0.12	~ 0	0.21
Diffusion de muon	-	0.12	-	-	0.12
	-	0.02	-	-	0.02
Total	0.21	0.22	0.28	0.30	1.01
	0.12	0.12	0.28	0.30	0.82

Table 5.4 Nombres d'événements de bruit de fond attendus après cinq ans de prise de données. Le premier nombre représente l'estimation maximale. Le second, l'estimation minimale si les tests en cours (voir texte) vérifient les estimations des simulations

Les efficacités de détection attendues des différents canaux sont reprises dans le table 5.5. Les éléments intervenant dans les efficacités sont :

- La localisation de la bonne brique.
- La localisation du vertex secondaire.
- Les coupures cinématiques limitant le bruit de fond.
- L'identification du muon pour le canal muonique.

Le canal de désintégration en 3 hadrons chargés a fait l'objet d'une analyse récente [Lavy-2004]. Le mérite de son inclusion est une augmentation de la statistique de 10%, mais le prix est une augmentation du bruit de fond de 30%. L'effet sur la sensibilité reste à étudier.

	$\tau^- \rightarrow e^-$	$\tau^- \rightarrow \mu^-$	$\tau^- \rightarrow h^-$	$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+$	Total
Efficacité ε	0.191	0.161	0.060	0.066	
Rapport de branchement B.R.	0.178	0.174	0.487	0.152	1.
$\varepsilon \times \text{B.R.}$	0.034	0.028	0.029	0.010	0.101

Table 5.5 Efficacités de détection et rapports de branchement des différents canaux de désintégration.

5.6.8 Sensibilité à l'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$

Une fois fixés le flux, l'efficacité et le bruit de fond, l'élément déterminant la sensibilité de l'expérience OPERA au canal d'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ est la valeur précise de

Δm_{23}^2 . En effet, la probabilité d'oscillation est proportionnelle à $(\Delta m_{23}^2)^2$:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 2\theta_{23} \sin^2(1.27 \Delta m_{23}^2 L / E) \approx (1.27 \Delta m_{23}^2 L / E)^2 \div (\Delta m_{23}^2)^2 \quad (5.4)$$

Les nombres d'événements attendus pour trois valeurs de Δm_{23}^2 , la meilleure valeur et les deux limites à 90 % de confiance (voir table 5.3), après cinq ans de prise de données sont repris dans la table 5.6.

$\Delta m_{23}^2 = 1.9 \cdot 10^{-3} eV^2$	$\Delta m_{23}^2 = 2.4 \cdot 10^{-3} eV^2$	$\Delta m_{23}^2 = 3.0 \cdot 10^{-3} eV^2$	Bruit de fond
8.0	12.8	20.0	1.0
			0.8

Table 5.6 Nombres d'événements attendus de signal pour différentes valeurs de $\Delta m_{23}^2 \geq 0.24 \cdot 10^{-3} eV^2$ et de bruit de fond après cinq ans de prise de données. Le premier nombre représente l'estimation maximale. Le second, l'estimation minimale si les tests en cours sur la séparation muon/hadron vérifient les estimations des simulations

On observe que l'élément clé d'une bonne estimation de la sensibilité n'est pas l'estimation du bruit de fond mais celui de l'efficacité, le signal se réduisant au mieux à une vingtaine d'événements. Tous les efforts sont faits, en particulier par de nombreux tests en faisceau, pour vérifier et augmenter l'efficacité. La Figure 5.19 montre la sensibilité de l'expérience OPERA en fonction de Δm_{23}^2 pour les quatre scénarios possibles : avec et sans augmentation du flux du faisceau de 50%, avec et sans réduction du bruit de fond. Les courbes donnent les probabilités P de découverte, c.à.d. d'observer un signal à quatre écarts types au dessus du bruit. On voit que, pour $\Delta m_{23}^2 \geq 2.4 \cdot 10^{-3} eV^2$, la meilleure estimation actuelle, cette probabilité est de quasiment 100% pour tous les scénarios, mais elle peut descendre à 70% dans le scénario le plus pessimiste et si $\Delta m_{23}^2 = 1.9 \cdot 10^{-3} eV^2$. Il va de soi qu'un facteur 1.5 sur le flux du faisceau serait le bienvenu.

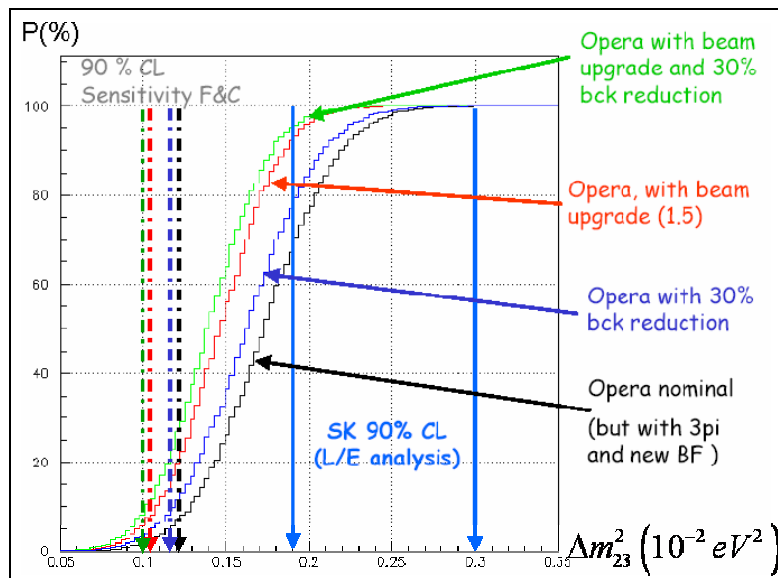


Figure 5.19 Sensibilité de OPERA en fonction de Δm_{23}^2 pour les quatre scénarios possibles : avec et sans augmentation du flux du faisceau de 50%, avec et sans réduction du bruit de fond. Voir le texte pour plus d'information.

Les flèches indiquent les limites de sensibilité au niveau de confiance de 90%.

5.6.9 Sensibilité à l'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$

La sensibilité à l'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ et, singulièrement, la possibilité d'abaisser en l'absence de signal la limite supérieure de 0.10 sur l'angle de mélange subdominant $\sin^2 2\theta_{13}$, a naturellement été étudiée par la Collaboration [Komatsu-2003]. La table 5.7 donne le nombre d'événements de signal pour quelques valeurs de θ_{13} et de bruit. Le signal varie comme $\sin^2 2\theta_{13}$. Le bruit est, de fait, quasiment indépendant de $\sin^2 2\theta_{13}$.

θ_{13}	$\sin^2 2\theta_{13}$	Signal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau \rightarrow \tau^- \rightarrow e^-$	$\nu_\mu N$	ν_e du faisceau
9°	0.095	9.3	4.5	6.2	18.0
7°	0.058	5.8	4.6	6.2	18.0
5°	0.030	3.0	4.6	6.2	18.0

Table 5.7 Nombres d'événements attendus de signal et de diverses sources de bruit après cinq ans de prise de données pour un flux nominal de neutrinos et $\Delta m_{23}^2 = 0.25 \cdot 10^{-3} eV^2$.

On observe que, même si OPERA peut mesurer le spectre d'énergie des composantes ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ du faisceau grâce à ses spectromètres et donc contrôler les simulations du faisceau qui sont les seules sources de prédictions de la composante intrinsèque en ν_e et ainsi réduire les erreurs systématiques, ce sont les fluctuations statistiques sur le bruit qui constituent le facteur limitant. OPERA est sensible à une valeur non nulle de $\sin^2 2\theta_{13}$ au niveau de confiance de 90% jusqu'à la valeur 0.06 à comparer avec la limite actuelle de 0.10 placée par CHOOZ. La seule manière pour OPERA

d'apporter une contribution plus significative à la mesure de θ_{13} sera de mettre un facteur important sur le flux intégré de neutrinos. Ce point sera rediscuté dans un contexte plus général au paragraphe 6.3.4.

5.6.10 Etat d'avancement du projet

La Collaboration OPERA a subi trois revers importants en 2002 et 2003 : le retrait obligé du groupe du CERN suite à la crise budgétaire majeure rencontrée dans le financement du LHC et de ses expériences, privant la Collaboration d'une dizaine de physiciens de haut rang, spécialistes de la physique du neutrinos, et d'ingénieurs de qualité, de 12 % de son budget, et d'un réseau de relations établi de longue date ; la crise économique allemande avec ses conséquences sur le financement de la recherche qui a obligé les groupes allemands à quitter pour un temps la Collaboration malgré les responsabilités importantes prises, mais qui a trouvé une fin heureuse, même si le financement n'a pas encore retrouvé son niveau initial ; le très malencontreux incident de la fuite de quelques dizaines de litres de pseudocumène dans l'environnement pendant le remplissage du détecteur BOREXINO au LNGS qui a généré une chaîne de désagréments graves allant de la fermeture momentanée du laboratoire pendant quelques semaines jusqu'à la mise en chantier d'un nombre important de travaux de sécurité qui ont interféré et interféreront de manière négative pendant les deux ou trois prochaines années avec le travail d'assemblage du détecteur.

A ce jour, cependant, le calendrier de construction reste compatible avec l'objectif initial, avoir un super-module complètement fonctionnel pour la mise en service du faisceau à la mi 2006 et l'autre après l'arrêt hivernal des machines. Pour ce qui est des traceurs de la cible, plus de la moitié des 496 modules ont été construits à la date de ce 10 décembre 2004, huit traceurs sont assemblés au LNGS dont trois équipés de leur système d'acquisition de données et le premier installé dans l'arche du super-module 1 devant l'aimant dipolaire, comme montré sur la figure 5.20. Les tests d'évaluation sont en cours

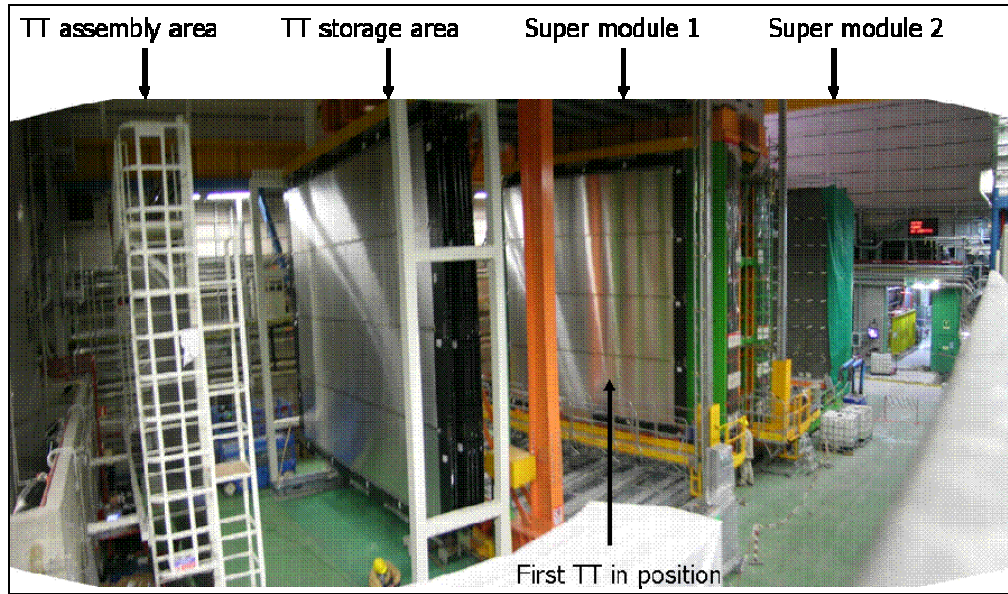


Figure 5.20 Le détecteur OPERA en construction au LNGS, montrant les structures d'assemblage et de stockage contenant 6 traceurs de la cible (TT) et le premier traceur en position devant le dipôle du premier super-module. Le second dipôle est en construction à l'arrière plan.

5.7 RD46 : R&D sur les détecteurs pour la physique du neutrino

Pendant la phase préparatoire de l'expérience CHORUS, un programme de R&D a été entamé sur le développement de cibles et de traceurs à haute résolution composés de fagots de capillaires de verre de diamètre allant d'une vingtaine à une centaine de microns remplis de liquide scintillant et lus par des senseurs optoélectroniques multicanaux comme des chaînes d'intensificateurs d'image vues par une CCD [Bahr-1991, Artamanov-1991, Adinolfi-1992, Adinolfi-1992b]. Cette technologie, au début de son développement, a été raisonnablement remplacée par l'émulsion nucléaire une fois établie la collaboration avec les groupes japonais.

L'idée a été relancée en 1995 et un programme formel de R&D établi au CERN, RD46, qui comprenait également des groupes intéressés par la construction de cible à haute résolution pour la physique du méson B. Ce programme a concerné non seulement la fabrication de fagots de capillaires de grande taille et la recherche de scintillateurs performants, mais aussi le développement de photosenseurs nouveaux comme les tubes

intensificateurs d'image à CCD intégrée sensible aux électrons (EBCCD). Ce projet a reçu le soutien de deux programmes européens, un programme INTAS dont j'ai assuré la coordination centrale et un programme TMR. Il a donné lieu à de nombreux avancements [Buontempo-1995, Annis-1995, Annis-1997b, Bay-1997, Annis-1998b, Konijn-1998, Benussi-2000, Annis-2000, Bay-2001]. Des résolutions spatiales de l'ordre de $20\text{ }\mu\text{m}$ et de séparation de traces de l'ordre de $40\text{ }\mu\text{m}$ ont été obtenues et des prototypes d'EBCCD ont été construits qui répondent aux spécifications techniques. Des cibles ont été placées devant le détecteur CHORUS utilisé comme système de déclenchement. La figure 5.21 montre une interaction par courant chargé de ν_μ dans laquelle un méson D^+ est émis et se désintègre. Cependant, malgré une collaboration longue et étroite avec les fabricants, Schott Fiber Optics, USA, Taper vision, USA et Geosphaera, Russie, il n'a jamais été possible de fabriquer des fagots de capillaires cohérents de la taille nécessaire à la construction de détecteurs massifs pour la physique du neutrino. Au gré des études, une quinzaine de groupes européens et russes ont participé à ce programme.

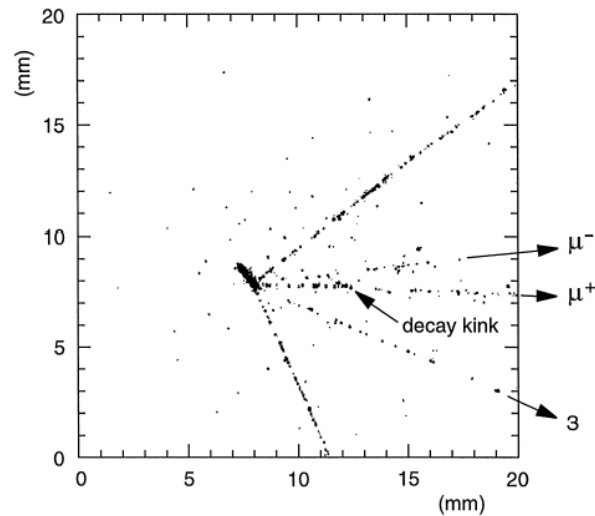


Figure 5.21 Interaction par courant chargé d'un ν_μ dans une cible faite de capillaires de verre de $25\mu\text{m}$ de diamètre remplis de scintillateur liquide vue par une chaîne d'intensificateurs d'images lue par une CCD. Le vertex de désintégration du méson D^+ avec émission d'un μ^+ est identifiable par les changements de direction et d'ionisation. Les muons primaires et secondaires sont identifiés comme tels dans le détecteur CHORUS en aval.

Enfin, l'utilisation de scintillateur liquide pour constituer des plans de traceurs a été étudiée pendant la préparation du projet OPERA. Cette fois, non plus avec des capillaires mais avec des tubes d'environ 1 cm^2 de section et 6 m de long pour l'instrumentation de la cible. Les plans de traceurs étaient fait de panneaux de polycarbonate dopé au TiO_2 pour accroître la réflectivité et divisés en cellules équipées chacune d'une fibre à décalage de longueur d'onde pour le transport du signal vers les différents photosenseurs testés, chaîne d'intensificateurs d'images et CCD, EBCCD et photodiode hybride (HPD) [Benussi-2002]. Les performances de ce système se sont avérées comparables en termes d'efficacité et de résolution aux plans de barreaux de scintillateur plastique retenus en fin de compte et sa construction aurait été sensiblement plus aisée. C'est finalement la crainte d'utiliser des volumes importants d'un liquide nocif et polluant dans un endroit confiné qui a été l'élément déterminant du choix. Choix heureux s'il en est, puisque l'incident BOREXINO au LNGS mentionné au paragraphe précédent a banni l'utilisation de ce type de produit pour une durée indéterminée au LNGS.

Chapitre 6 - Synthèse et discussion des résultats et prospective

6.1 Synthèse des résultats.

Les trois signaux observés ne satisfaisant manifestement pas la contrainte $\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 = \Delta m_{13}^2$, la confirmation du signal observé à grand Δm^2 par LSND impliquerait l'existence d'au moins un quatrième état propre de la masse et d'une combinaison linéaire stérile. Confirmer ou infirmer le signal de LSND de manière définitive sera réalisé par l'expérience MiniBooNE [Louis-2003] au FNAL d'ici fin 2005. Un des modèles les plus populaires invoqués pour expliquer les oscillations de neutrinos impliquant un ou des neutrinos stériles est celui de l'univers à dimensions supplémentaires compactifiées où l'existence d'un fermion stérile dans l'espace complet se matérialise par une tour de Kaluza-Klein infinie de neutrinos massifs sur la membrane à quatre dimensions sur laquelle sont confinés les neutrinos actifs. Le couplage entre ces deux types de neutrinos entraîne la disparition des neutrinos actifs dans l'espace complet, phénomène qui se superpose aux oscillations normales. Les mesures des flux des neutrinos solaires dans le canal d'interaction par courant neutre par SNO [Ahmed-2004] laissent toutefois peu de place à une disparition des neutrinos actifs en neutrinos stériles. On trouvera une discussion avancée de ces modèles, par exemple, dans [Vanelewyck-2003]. Dans ce chapitre, nous faisons l'impasse sur le signal de LSND jusqu'à preuve de confirmation. S'il devait y avoir confirmation, la liste des questions sans réponse s'allongerait et la situation se compliquerait considérablement.

Les mesures les plus importantes présentées au chapitre 4 sont reprises dans les tables 6.1 à 6.3 ci-dessous.

$\Delta m_{sol}^2 = \Delta m_{12}^2$	$8.2_{-0.5}^{+0.6} \cdot 10^{-5} eV^2$
$\tan^2 \theta_{sol} = \tan^2 \theta_{12}$	$0.40_{-0.07}^{+0.09}$

Tableau 6.1 Neutrinos «solaires» - oscillation $\nu_e \leftrightarrow \nu_{\mu, \tau}$

$\Delta m_{atm}^2 = \Delta m_{23}^2 \approx \Delta m_{13}^2$	$2.4 \cdot 10^{-3} eV^2$	$[1.9 - 3.0] \cdot 10^{-3} eV$ à 90% de confiance
$\sin^2 2\theta_{atm} = \sin^2 2\theta_{23}$	1.	>0.90 à 90% de confiance

Tableau 6.2 Neutrinos «atmosphériques» -oscillation $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$

pour $\Delta m^2 > 3 \cdot 10^{-2} eV^2$	$\sin^2 2\theta \geq 0.10$
pour $\sin^2 2\theta = 1$	$\Delta m^2 > 7 \cdot 10^{-4} eV^2$
pour $\Delta m^2 = \Delta m_{atm}^2 = 2.4 \cdot 10^{-3} eV^2$	$\sin^2 2\theta \geq 0.12$

Tableau 6.3 Neutrinos «atmosphériques» -domaine d'exclusion de l'oscillation $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_x$

Puisque θ_{13} est petit et $\cos \theta_{13} \simeq 1$, et dans l'hypothèse où le mélange $\nu_{\mu} - \nu_{\tau}$ est strictement maximum, $\sin^2 2\theta_{23} \equiv 1$ et $\theta_{23} = \pi/4$, la matrice de mélange se simplifie considérablement et peut se réécrire :

$$U = \begin{pmatrix} c & s & s_{13} e^{i\delta_{CP}} \\ -s/\sqrt{2} & c/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \\ s/\sqrt{2} & -c/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

où $c \equiv \cos \theta_{12}$, $s \equiv \sin \theta_{12}$, $s_{13} \equiv \sin \theta_{13} \approx \theta_{13}$ et $\cos \theta_{13} = 1$

Les angles de mélange effectifs (3.6) deviennent

$$\begin{aligned}
\sin^2 2\theta_{e\mu}^{eff} &= \sin^2 2\theta_{13} \cos^2 \theta_{23} \approx \theta_{13}^2 \\
\sin^2 2\theta_{e\tau}^{eff} &= \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \approx \theta_{13}^2 \\
\sin^2 2\theta_{\mu\tau}^{eff} &= \sin^2 2\theta_{23} \cos^4 \theta_{13} \approx 1
\end{aligned} \tag{6.2}$$

De sorte que l'état de masse ν_3 séparé des deux autres par Δm_{atm}^2 est une superposition à part égale d'états ν_μ et ν_τ avec une possible petite composante ν_e proportionnelle à s_{13}^2 .

Les deux états de masse ν_1 et ν_2 séparés par Δm_{sol}^2 ont respectivement une composante ν_e égale à $c^2 \approx 0.7$ ($s^2 \approx 0.3$) et des composantes ν_μ et ν_τ quasiment identiques et égales à $s^2/2 \approx 0.15$ ($c^2/2 \approx 0.35$).

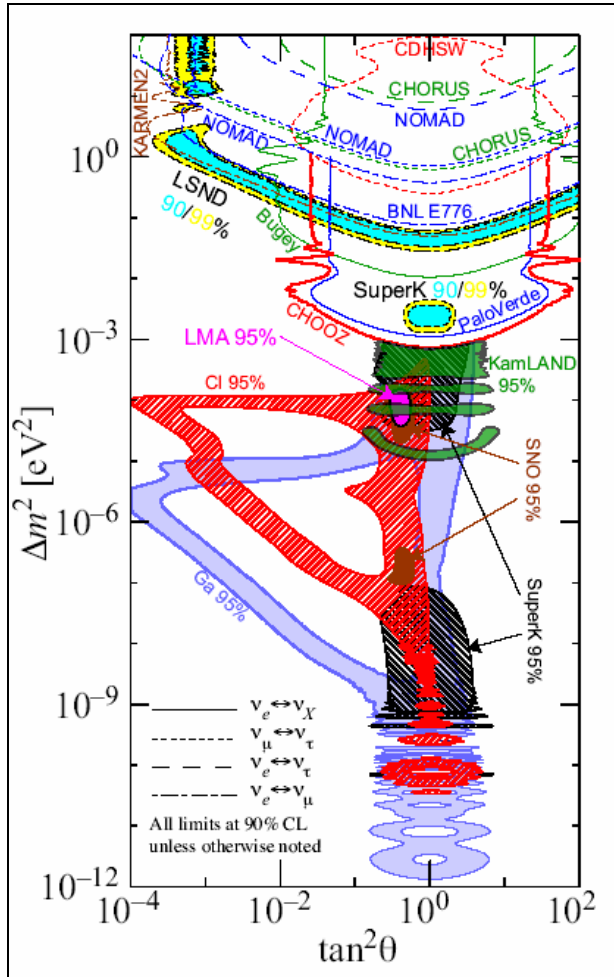


Figure 6.1 Régions des paramètres d'oscillation exclues où retenues par les mesures expérimentales [Eidelman-2004]. Voir le texte pour plus d'informations

La figure 6.1 rassemble l'ensemble des contours d'exclusion des paramètres d'oscillation ainsi que les signaux observés par LSND, avec les neutrinos atmosphériques (Super-K) et les neutrinos solaires [PDG-2004]. On notera particulièrement comment le domaine des valeurs possibles des paramètres susceptibles d'expliquer les résultats des neutrinos solaires, sous $\Delta m^2 = 10^{-3} eV^2$, s'est rétréci à l'intersection des zones admises en plus des autres expériences, par SNO et KamLAND. Les effets de matière dans le soleil ont permis de déterminer l'octant dans lequel se trouve l'angle de mélange après avoir choisi arbitrairement Δm_{12}^2 positif. La figure 6.1 montre que, dans tous les autres cas, il y a confusion entre θ et $\pi/2 - \theta$.

6.2 Interprétations alternatives

Les interprétations alternatives qui ont été prises en considération au cours de l'histoire de l'observation des neutrinos solaires et atmosphériques sont de trois natures. Les effets observés seraient dus à une méconnaissance de la source de neutrinos, à des effets instrumentaux, à des aspects exotiques de la physique du neutrino. Les deux premières peuvent définitivement être écartées aujourd'hui

6.2.1 Méconnaissance de la source de neutrinos

La méfiance dans les prédictions des modèles solaires a longtemps été de mise. Mais de fortes contraintes sont imposées sur plus de 99 % de flux, celui des neutrinos dits ν_{pp} , par la luminosité du soleil et sur les flux relatifs des neutrinos parmi les plus énergétiques, dits ν_{Be} et ν_B qui sont produits par la même chaîne de réaction, même si leurs flux absolus ne sont pas bien connus, alors que le flux des neutrinos les plus énergétiques, les ν_{hep} , est très mal connu mais de toute façon insuffisant pour remettre les prédictions en question. Même en jouant sur la modélisation et en choisissant pour toutes les valeurs des paramètres intervenant dans le modèle les valeurs extrêmes de leur domaine de variation

autorisé dans la direction voulue [Dar-1996], il n'a jamais été possible de reproduire les résultats des expériences sans invoquer autre chose que le modèle solaire. La corroboration des résultats auprès des réacteurs dont les flux et les spectres sont connus à mieux de quelques pourcents écarte totalement cette interprétation

De même pour les neutrinos atmosphériques dont le flux calculé dépend d'une bonne connaissance du flux de rayonnement cosmique primaire et d'une simulation extrêmement complexe des chaînes de réactions dans l'atmosphère. Cependant, il a toujours été difficile de mettre en doute l'aptitude de ces modèles à prédire le rapport entre flux de ν_μ et ν_e avec une précision supérieure à 10 % et c'est précisément par la mesure de ce rapport que les premiers signaux d'une anomalie sont apparus. La dépendance des flux en l'énergie et la distance à la source observée depuis est totalement inexplicable par une faute dans les modèles. Par ailleurs les résultats sont compatibles avec les premières observations faites auprès d'un accélérateur, même si ces dernières ne sont pas encore statistiquement déterminantes.

6.2.2 Effets instrumentaux

Les effets instrumentaux sont difficilement invocables pour expliquer des déficits aussi manifestes que celui des déficits en neutrinos solaires ou atmosphériques. Des calibrations des détecteurs radiochimiques ont été réalisées au niveau du pourcent à l'aide de sources radioactives de neutrinos extrêmement puissantes [Hampel-1998]. Les radiateurs Cerenkov et les calorimètres sont des techniques bien maîtrisées dont la calibration auprès d'accélérateurs a été réalisée [Fukuda-2003, Boger1999]. La corroboration des observations radiochimiques pour ce qui est des neutrinos solaires et des calorimètres pour les neutrinos atmosphériques par une technique aussi différente que celle des radiateurs Cerenkov permet d'écarter cette explication.

6.2.3 Modèles exotiques

Les modèles invoquant des dimensions supplémentaires compactifiées ont été discutés en début de chapitre. Deux autres hypothèses ont été testées comme alternatives aux oscillations : la désintégration [Barger-1999] et la décohérence [Lisi-2000] des neutrinos.

Dans un modèle à deux neutrinos, où l'état de masse ν_k le plus lourd est instable, la probabilité de transition entre états de famille ν_l et $\nu_{l'}$ devient la superposition de deux processus, l'oscillation définie par ses paramètres $\theta_{ll'}$ et $\Delta m_{kk'}^2$ et la désintégration caractérisée par la masse m_k et le temps de vie τ_k :

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = 1 - \sin^4 \theta_{ll'} + \cos^4 \theta_{ll'} \exp\left(-\frac{m_k L}{\tau_k E}\right) + 2 \sin^2 \theta_{ll'} \cos^2 \theta_{ll'} \exp\left(-\frac{m_k L}{\tau_k E}\right) \cos\left(\frac{\Delta m_{kk'}^2 L}{2E}\right) \quad (6.3)$$

La décohérence consiste à introduire un terme supplémentaire dissipatif dans l'équation d'évolution de la matrice de densité décrivant l'état du système qui est causé par les interactions avec l'environnement. Ce terme peut générer une décohérence des états au delà d'une distance macroscopique. Dans le cas de l'évolution d'un système cohérent de deux neutrinos, l'interaction dissipative fait nécessairement appel à une «nouvelle physique», comme la quantification de l'espace-temps à l'échelle de la longueur de Planck [Ellis-1984], de sorte que les paramètres décrivant la décohérence ne peuvent pas être calculés. L'équation d'évolution peut cette fois s'écrire :

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = \sin^2 2\theta_{ll'} \left(\exp(-\gamma(E)L) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{kk'}^2 L}{4E}\right) + \frac{1}{2}(1 - \exp(-\gamma(E)L)) \right) \quad (6.4)$$

où le terme $\gamma(E)$ dont la dépendance en l'énergie n'est pas connue rend compte de la décohérence. Celle-ci a, par exemple, été testée dans le cas des oscillations entre mésons K^0 et \bar{K}^0 sans qu'aucune évidence expérimentale ne puisse être établie [Ellis-1984].

Les deux formules de probabilité de conversion 6.3 et 6.4 se ramènent à la forme classique (3.8) exprimée en unités naturelles ($\hbar = c = 1$) quand $\tau_k = \infty$ ou $\gamma = 0$. Les valeurs respectives des paramètres rendent l'un ou l'autre des processus dominant. La variable discriminante est naturellement la dépendance du flux en le rapport $L/\langle E \rangle$. Dans le domaine des neutrinos «solaires» la Collaboration KamLAND a vérifié que cette distribution expérimentale, parfaitement reproduite par le modèle d'oscillation, ($\chi^2/DOF = 18.3/18$) l'est moins bien pour les deux autres modèles, mais le manque actuel de statistique ne permet pas de les rejeter à mieux de 95% de confiance [Araki-2004]. La Collaboration Super-K a montré pour sa part que, pour les neutrinos atmosphériques, la probabilité que la désintégration simule le signal est de l'ordre de 0.1% et le modèle de décohérence est encore défavorisé davantage [Ashie-2004]. Les rapports entre distributions de $L/\langle E \rangle$ expérimentales et prédites par les différents modèles sont montrés dans les figures 6.2.a pour les neutrinos «solaires» et 6.2.b pour les neutrinos atmosphériques.

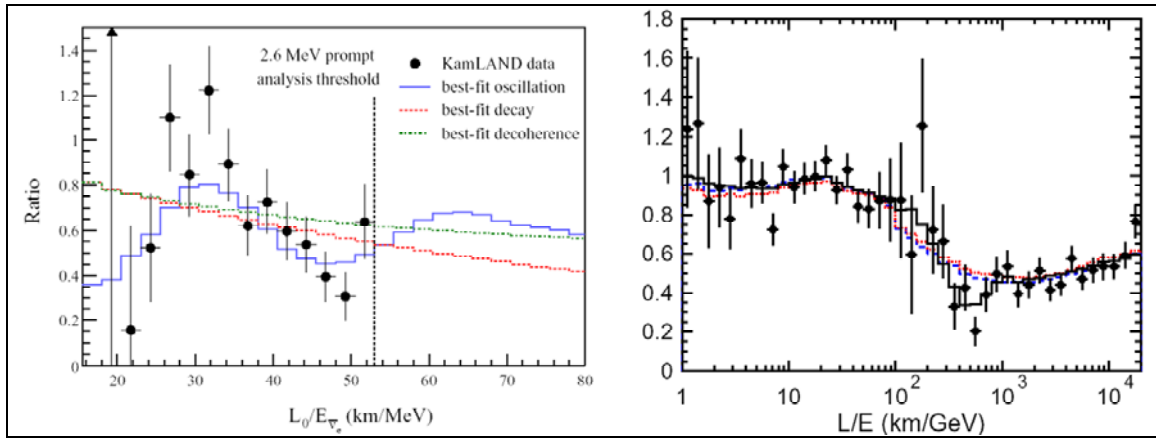


Figure 6.2 Rapports entre flux expérimentaux et prédictions des modèles en fonction de L/E . En trait continu, interrompu et pointillé les prédictions des modèles d'oscillation, de désintégration et de décohérence. a) gauche : obtenue par KamLAND dans le domaine des neutrinos solaires. b) droite : obtenue par Super-K dans le domaine des neutrinos atmosphériques.

6.3 Questions devant trouver une réponse d'ici la fin de la décennie

Les questions qui suivent devraient trouver une réponse d'ici quelques années parce que des expériences sont en cours ou en préparation. Les réponses permettront d'affiner l'image actuelle. On peut citer dans le désordre :

6.3.1. Préciser les paramètres dans le domaine «solaire»

Ceci sera fait par la prise de données par KamLAND jusqu'à fin 2005 et par SNO avec un détecteur équipé depuis avril 2004 de compteurs à neutrons permettant une détection plus efficace et individuelle plutôt que statistique des interactions par courant neutre [Hahn-2003].

6.3.2 Préciser le pattern d'oscillation en L/E «atmosphérique» observé par Super-K.

L'expérience MINOS [Ables-1998, Thomson-2004] est prête à recevoir le faisceau de neutrinos NuMI [NUMI-1998] du FNAL, mis en service début 2005. Le détecteur MINOS est un spectromètre de 5.4 kilotonnes installé dans la mine Soudan, dans le Minnesota. Le rapport $\frac{\langle E \rangle}{L} \approx \frac{4 \text{ GeV}}{732 \text{ km}}$ a été fixé dans ce but.

6.3.3 Confirmer le signal d'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ «atmosphérique»

C'est le but des expériences OPERA et ICARUS au CERN/LNGS. ICARUS est un détecteur modulaire de 2.35 kilotonnes utilisant la technique novatrice des chambres à projection temporelle (TPC) à argon liquide [Arneodo-2001]. Cette technologie offre une excellente résolution en énergie par la reconstruction complète des gerbes hadroniques et électromagnétiques, à la manière des chambres à bulles. La mesure du gradient de perte d'énergie par ionisation et la résolution spatiale offrent une bonne identification des particules. ICARUS, comme OPERA, doit être installé dans le laboratoire du LNGS et exposé au faisceau de neutrinos CNGS du CERN. Les cryostats d'un premier module de 600 tonnes ont été rentrés dans le hall B du LNGS en décembre 2004.

6.3.4 Améliorer la limite supérieure de 0.1 sur $\sin^2 2\theta_{13}$ mise par CHOOZ

En cherchant l'apparition de ν_e dans un faisceau de ν_μ , OPERA et ICARUS, par une analyse conjointe de leurs données, devraient pouvoir abaisser d'un facteur 3 la limite supérieure de 0.1 sur $\sin^2 2\theta_{13}$ mise par CHOOZ alors que la sensibilité de MINOS ne va pas en deçà de 0.06. Le facteur limitant, comme expliqué en 5.6.9, est dû aux fluctuations statistiques sur les interactions de la composante intrinsèque en ν_e de l'ordre du pourcent qui accompagne inévitablement les faisceaux de ν_μ [Komatsu-2002].

Les expériences à longue portée auprès des réacteurs présentent un double avantage. Longue portée pour des neutrinos de réacteur d'énergie de quelques *MeV* signifie, pour une sensibilité maximale fixée par Δm_{13}^2 , une distance de l'ordre du kilomètre et donc des effets de matière négligeables. De sorte que la probabilité de survie se réduit à

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - 4|U_{13}|^2(1 - |U_{13}|^2)\sin^2(1.27\Delta m_{13}^2 L / E) \quad (6.5)$$

et ne dépend pas de la conservation de CP.

De multiples projets sont actuellement à l'étude qui ambitionnent de baisser la limite supérieure sur $\sin^2 2\theta_{13}$ aux alentours de 0.02 – 0.01 en améliorant la résolution du détecteur, en contrôlant mieux le bruit de fond, en recherchant des sites souterrains et en profitant de réacteurs plus puissants et plus nombreux. L'adjonction d'un détecteur proche du réacteur pour la mesure du flux est envisagée dans la plupart des projets, malgré les difficultés techniques qui en résultent. Parmi les projets dont l'étude est la plus avancée, ou qui reçoivent le plus de soutien, notamment des électriciens, citons Double-CHOOZ sur le site de Chooz, France [Ardellier-2004], KASKA sur le site de Kashiwazaki-Kariwa, Japon [Suekan-2003], les sites de Diablo Canyon en Californie [Diabolo-2004], Daya Bay, en Chine [Daya-2005] et Angra dos Reis au Brésil dont les mérites sont en cours de comparaison, le site de Kuosheng à Taiwan [Li-2003], le projet Kr2Det à Krasnoyarsk,

Russie [Martemianov-2002]. On trouvera une étude très complète de la problématique, y compris une analyse des différents sites, dans [Anderson-2004].

6.4 Questions primordiales qui ne recevront pas de réponse à moyen terme

Une série de questions fondamentales, comme l'échelle des masses, la nature de Dirac ou de Majorana, l'invariance par rapport à CP, devant permettre de comprendre complètement le secteur des neutrinos, à supposer qu'il soit limité à trois familles, ne recevront pas de réponse avant une décennie au moins, voire beaucoup plus. Les méthodes envisagées pour y répondre sont résumées ici.

6.4.1 Quelle est l'échelle des masses ?

Cette question est d'importance capitale pour la physique du neutrino proprement dite, comme il sera montré plus loin, mais aussi pour la cosmologie. A la limite supérieure approximative $m_\nu < 3 \text{ eV}$ obtenue à partir des mesures directes et des observations cosmologiques, conduisant à des neutrinos de masses quasi-dégénérées ($m_i \gg \Delta m_{ij} \forall i, j = 1, 3$), et à la limite inférieure $m_\nu > 0.05 \text{ eV}$ mesurée par Super-K et correspondant à une échelle de masses hiérarchisée normale ($m_3 \gg m_1, m_2$) ou inversée ($m_3 \ll m_1, m_2$), correspondent des limites sur la contribution Ω_ν des neutrinos au bilan d'énergie de l'univers aussi différentes que 0.2 et 0.003. Le projet KATRIN [Osipowicz-2001] à Karlsruhe a l'ambition d'atteindre la limite de 0.2 eV sur la masse effective du ν_e en mesurant le spectre du tritium, grâce à une source plus puissante et un spectromètre plus précis que celui utilisé dans les expériences Mainz [Weinheimer-1999] et Troitsk [Lobashev-1999]. Le détecteur est en voie de construction et les premiers tests sont espérés pour 2008.

6.4.2. La hiérarchie de masse est-elle normale ou inversée ?

6.4.3 Que vaut l'angle de mélange θ_{13} ?

6.4.4 Y a-t-il violation de la symétrie CP dans le secteur leptonique ?

Les réponses à ces trois questions sont intimement mêlées, d'abord parce que θ_{13} et δ_{CP} apparaissent ensemble dans la matrice de mélange sous la forme $U_{e3} = s_{13} e^{i\delta_{CP}}$. L'expérience CHOOZ ayant placé la limite supérieure sur $\sin^2 2\theta_{13}$ à 0.1, la contribution du terme U_{e3} est nécessairement modeste dans le domaine de L/E correspondant à un pic du terme d'oscillation en Δm_{13}^2 . La méthode a priori la plus évidente pour estimer δ_{CP} est de mesurer la différence entre probabilités d'oscillation $\Delta_{CP}(\alpha\beta) \equiv P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ dans les mêmes conditions expérimentales, même détecteur capable d'identifier les leptons et mesurer le signe de leur charge, faisceaux symétriques. Cette différence devient, si on ignore les effets de matière et qu'on approxime $\cos \theta_{13}$ et $\sin^2 2\theta_{23}$ par 1:

$$\Delta_{CP}(e\mu) = \Delta_{CP}(\mu\tau) = \Delta_{CP}(\tau e) = \frac{1}{4} \sin 2\theta_{12} \sin \theta_{13} \sin \delta P_{12} P_{23} P_{31} \quad (6.6)$$

où $P_{ij} \equiv \sin \left(1.27 \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{E} \right)$

Ainsi, dans le cas doublement favorable où la violation de CP est maximale, $\sin \delta = 1$, et où $\sin^2 2\theta_{13} = \sin^2 2\theta_{13}^{\max} = 0.1$ et pour les valeurs nominales des autres paramètres, la mise en évidence d'un effet de l'ordre du pourcent requerrait, pour un faisceau de quelques GeV , une base de l'ordre de 3000 km . Les effets de matière ne peuvent être négligés sur des distances aussi longues et une dégénérescence partielle s'établit donc entre effets de matière et violation de CP. De plus, les contraintes théoriques sont inexistantes.

Il existe deux niveaux principaux d'évolution dans la construction de faisceaux de neutrinos et la conception des détecteurs associés : le super faisceau et l'usine à neutrinos.

Le super faisceau est un faisceau de ν_μ classique mais produit par une source de protons extrêmement intense. Le seul super faisceau dont une première phase de construction est approuvée est celui du Japanese Hadron Facility (JHF) du laboratoire JAERI au Japon [Itow-2001]. Il devrait entrer en opération en 2006. Une caractéristique de ces projets est de déplacer légèrement la ligne de base entre source et détecteur par rapport à l'axe du faisceau primaire de protons. L'avantage est double : le spectre en énergie est beaucoup plus étroit et le faisceau quasi monochromatique ; la disparition de la queue de distribution à haute énergie réduit le taux de production de mésons π^0 au vertex d'interaction par courant neutre des ν_μ et donc un bruit de fond potentiel important dans la mesure du flux de ν_e créés par oscillation. Le faisceau JHF de 800 *MeV* a son axe déplacé de 2° et la distance entre JAERI et le détecteur Super-K est de 295 *km*. Dans un second temps, une augmentation d'un facteur 5 de l'intensité du faisceau JHF est envisagée de même que la construction d'un détecteur Hyper-Kamiokande, d'une masse équivalente à dix fois celle de Super-K. AU FNAL, des propositions visant à augmenter la puissance de la source de protons du faisceau NuMI [Chou-2004] et à construire un détecteur souterrain désaxé d'environ un degré [Barenboim-2002] sont à l'étude. Dans un premier temps, le détecteur pourrait utiliser le faisceau NuMI existant. Enfin, au CERN, existe un projet de construction d'un Super Proton Linac [Autin-2000] pour produire un faisceau intense de basse énergie pointant vers un détecteur placé dans le laboratoire souterrain du Fréjus à Modane distant de 100 *km*.

Les usines à neutrinos reposent sur des faisceaux primaires extrêmement intenses (super faisceaux) et le stockage de paquets de muons secondaires qui sont ensuite amenés dans un tunnel de désintégration cyclique [Palmer-1999]. Outre la très grande intensité du faisceau et le contrôle de l'énergie, l'avantage est évident : si ce sont, par exemple, des μ^+ qui sont stockés, le faisceau ne contiendra que des $\bar{\nu}_\mu$ et des ν_e . Les usines à neutrinos s'inscrivent comme le second pas, après les super faisceaux, vers la construction des collisionneurs à muons. Ces machines soulèvent un enthousiasme

évident auprès de la communauté, tant aux Etats-Unis [NFUS-2004] qu'en Europe [Blondel-2004, NFU-2004] et au Japon [NFJP-2004] et des tests techniques sont déjà en cours au Rutherford Appleton Laboratory, [MICE-2004] et au FNAL [MUCOOL-2004]. En Europe, le European Committee for Future Accelerators (ECFA) a classé les usines à neutrinos juste derrière le projet de collisionneur linéaire dans son programme des priorités à long terme et les recherches sur les faisceaux de neutrinos sont l'un des trois volets du programme « Coordinated Accelerator Research in Europe » [CARE-2004] acceptés dans le cadre du sixième programme FP6 des Communautés Européennes. Néanmoins, il s'agit là de projets – sans doute d'un projet – qui ne verra pas le jour avant longtemps.

Pour illustrer les apports respectifs de ces projets, on peut se référer aux figures 6.3 et 6.4. La première reprend la sensibilité en $\sin^2 2\theta_{13}$ des projets de super faisceaux et d'usines à neutrinos décrits ci-dessus ainsi que des expériences de première génération, MINOS et les deux expériences au CNGS, OPERA et ICARUS. Le bord gauche des boites représente la sensibilité nominale et le bord droit les sensibilités effectives une fois pris en compte les effets systématiques, les corrélations entre paramètres et les dégénérescences entre les effets générés par les différents processus. On voit que la détérioration peut atteindre jusqu'à deux ordres de grandeur dans le cas de la phase ultime des usines à neutrinos.

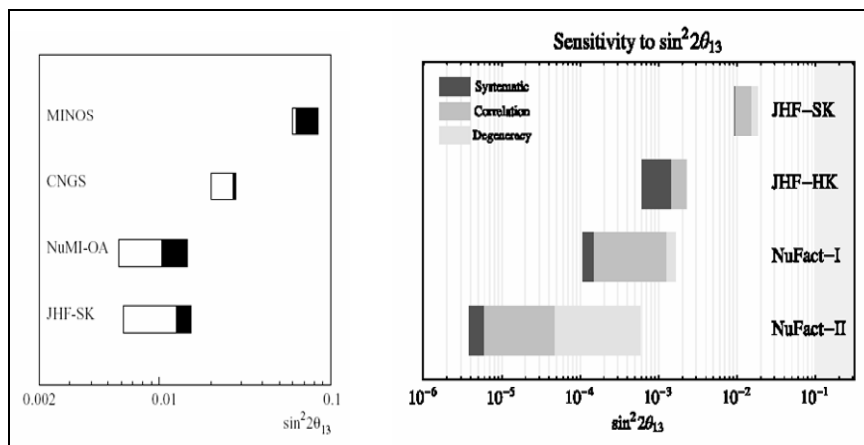


Figure 6.3 Sensibilité en $\sin^2 \theta_{13}$ au niveau de confiance de 90%. a) gauche : expériences MINOS et OPERA+ICARUS (CNGS), une possible expérience au faisceau

NuMI actuel et première phase de JHF [Migliozzi-2003]. b) droite : première et seconde phases de JHF (sources de protons de 0.75 MW vers Super-K et 4 MW vers Hyper-K), première et seconde phase d'usine à neutrinos (sources de protons de 0.75 et 4 MW) [Huber 2002]. Voir le texte.

La figure 6.4 reprend, pour différentes valeurs de Δm_{12}^2 le domaine des valeurs de $\sin^2 2\theta_{13}$ où la conservation de CP peut être distinguée de la violation maximale. La valeur nominale actuelle de Δm_{12}^2 est de $8.2 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$. Pour une discussion approfondie des mérites respectifs de ces projets, on se référera à [Huber-2002, Huber-2003, Migliozzi-2003] et au rapport sur les études commandées par l'ECFA et le CERN [Blondel-2004].

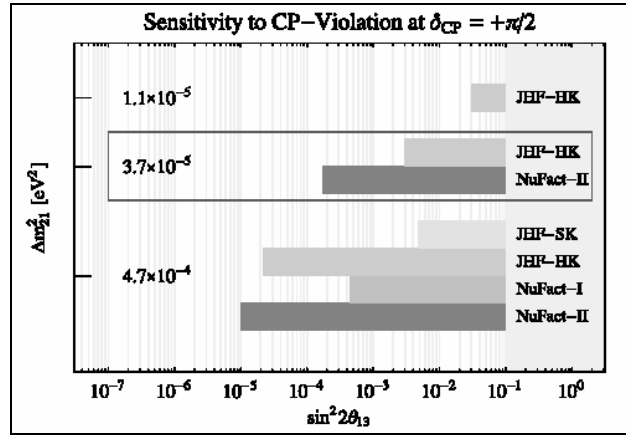


Figure 6.4 Dépendance en Δm_{12}^2 du domaine en $\sin^2 2\theta_{13}$ de sensibilité à la violation de CP au niveau de confiance de 90% dans le cas d'une violation maximale, pour les première et seconde phases de JHF (sources de protons de 0.75 MW vers Super-K et 4 MW vers Hyper-K), première et seconde phase d'usine à neutrinos (sources de protons de 0.75 et 4 MW) [Huber 2002]. Voir le texte.

6.4.5 Le neutrino est-il sa propre antiparticule ?

Une réponse positive à cette question ne peut être apportée que par l'observation de désintégrations double- β sans émission de neutrino. Une réponse définitivement négative sera extrêmement difficile à apporter. La masse effective définie par la relation 2.9

$$\langle m_\nu \rangle = \left| \sum_{i=1}^n U_{ei}^2 m_{\nu_i} \right| = \left| \sum_{i=1}^n |U_{ei}|^2 e^{i\alpha_k} m_{\nu_i} \right| \quad (6.7)$$

se réduit, si $\theta_{13} = 0$, à $\langle m_\nu \rangle = m_1 \cos^2 \theta_{12} + m_2 \sin^2 \theta_{12} e^{i\alpha_{e2}}$ où la phase de Majorana α_{e2} est inconnue et peut conduire à une annulation entre les deux termes. Même si la phase est nulle, une échelle de masse hiérarchisée normalement, où $(0.05 \text{ eV} > m_3 \gg m_1, m_2 \approx 0)$, peut conduire à une valeur de $\langle m_\nu \rangle$ extrêmement petite et donc de $T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}$ trop grande que pour être accessible expérimentalement. La figure 2.3 extraite de [Bilenky-2004] montre le domaine de variation de la masse effective $\langle m_\nu \rangle$ en fonction de la masse du neutrino le plus léger, autorisé à 99.73 % de confiance à partir des meilleures valeurs des paramètres mesurés par les expériences d'oscillation, dans le cas d'une hiérarchie de masse normale ($m_1 \ll m_3$) et inverse ($m_3 \ll m_1$). La dimension finie du domaine résulte de la méconnaissance totale des phases. Dans le cas d'une hiérarchie normale, des combinaisons des paramètres de mélange peuvent rendre la masse effective extrêmement petite et hors d'atteinte des expériences en préparation. La partie droite commune aux deux spectres correspond à une hiérarchie quasi-dégénérée. Pour une discussion complète et récente de la mesure des masses de Majorana par la désintégration $0\nu\beta\beta$ on se référera, par exemple, à [Bilenky-2004].

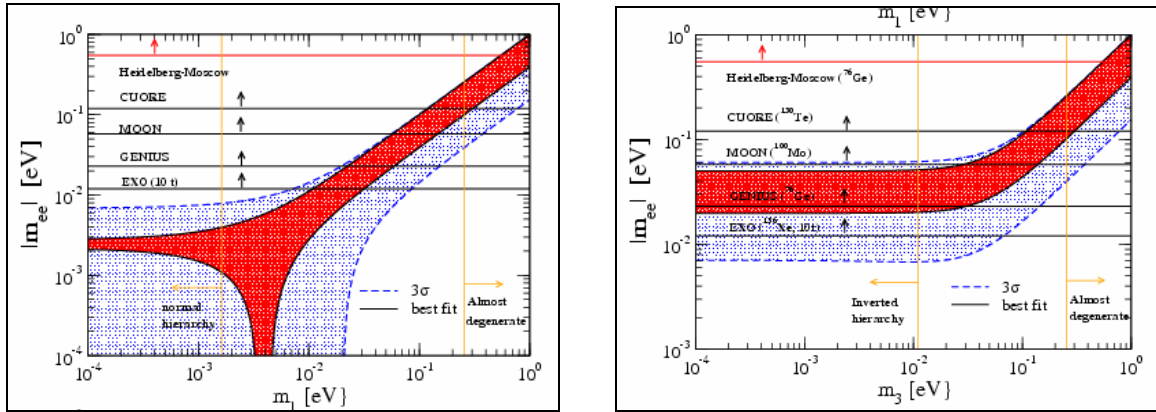


Figure 6.5 Masse effective $\langle m_\nu \rangle$ obtenue dans la désintégration $0\nu\beta\beta$ en fonction de la masse du neutrino le plus léger dans le cas d'une hiérarchie de masse normale et inverse. Le contour continu définit les meilleures valeurs des paramètres d'oscillation et le contour pointillé le domaine correspondant à 3 écarts types sur ces paramètres.

Une autre limitation rencontrée par ces expériences vient de l'imprécision avec laquelle peuvent être calculés les éléments de matrice nucléaire qui conduisent à des

facteurs pouvant atteindre un ordre de grandeur sur la limite supérieure de $\langle m_\nu \rangle$. L'expérience NEMO3 [Sarazin-2004] qui a commencé à prendre des données dans le Laboratoire Souterrain du Fréjus à Modane, grâce à une cible incluant notamment 7 Kg de ^{100}Mo et un détecteur équipé de systèmes de trajectométrie et de calorimétrie à électron, devrait, en l'absence de signal, abaisser d'ici quatre à cinq ans la limite supérieure sur $\langle m_\nu \rangle$ à 0.1 - 0.4 eV suivant les valeurs des éléments de matrice nucléaire.

NEMO3 est la seule expérience en cours de prise de données. Un très grand nombre de projets ont fleuri qui veulent descendre la limite de un voire deux ordres de grandeur suite aux résultats positifs obtenus par les expériences d'oscillation. Le détecteur idéal sera extrêmement massif, de l'ordre de la tonne, avec une très bonne résolution en énergie, si possible une trajectographie des traces d'électrons pour réduire le bruit de fond et une bonne stabilité dans le temps étant donné la durée présumée de la prise de données. Rassembler toutes ces qualités sera difficile à réaliser et tous les projets en cours d'étude ou de développement sont très ambitieux. Parmi les plus crédibles, on citera GENIUS [Klapdor-2001c], une évolution de HMbb [Klapdor-2001] et MAJORANA [Aalseth-2002b], une évolution de IGEX [Aalseth-2002] qui reposent donc sur la technologie des diodes à germanium. Les masses totales respectives seraient de l'ordre de une tonne et une demi tonne. Les deux projets ambitionnent de mettre une limite de l'ordre de 0.02 eV sur la masse effective en cas de résultat négatif. Un test technique d'un prototype d'un modèle réduit de GENIUS est en cours au Laboratoire National souterrain du Gran Sasso (LNGS). On citera encore le projet CUORE [Allessandro-2002] qui vise une limite supérieure sur $\langle m_\nu \rangle$ de 0.001 à 0.01 eV à partir de la technique bolométrique développée à Milan pour MIBETA [Allessandro-2000] et appliquée à près de 1000 cristaux de 750 g de TeO_2 . Un test prometteur basé sur 56 cristaux est en cours de réalisation depuis début 2002 au Laboratoire National souterrain du Gran Sasso.

Conclusions

Les premiers faisceaux de neutrinos datent pratiquement de la mise en service des premiers grands accélérateurs de particules au début des années 1960. Sous bien des aspects la physique du neutrino auprès des accélérateurs ne va pas se distinguer fondamentalement du reste de la physique des particules, si ce n'est, par essence, le gigantisme des détecteurs qui sont des cibles actives comme les grandes chambres à bulles Gargamelle et BEBC au CERN et la 15' au FNAL, ou instrumentées en calorimètres, CHARM et CDHS puis CHARM-II au CERN, CCFR et puis NuTeV au FNAL. L'étude des interactions des neutrinos avec la matière, comme celles des muons et des électrons, a apporté son lot de contributions importantes à la compréhension du modèle électrofaible standard et son plus beau fleuron restera sans conteste la démonstration expérimentale de l'existence des interactions par courant neutre dans Gargamelle. La même observation vaut pour l'exploration de la structure des nucléons en partons par la mesure de fonctions de structure et pour les paramètres contrôlant la production de particules nouvelles, en l'occurrence les particules charmées, ainsi que leurs propriétés intrinsèques.

On ne peut évidemment pas oublier l'apport des expériences de rayonnement cosmique à la physique des particules dans la première moitié du XX^{me} siècle : découverte du positon, du muon, du pion, des particules étranges. Mais c'est un fait que cet apport s'est tari dès l'apparition des grands accélérateurs. Là où il s'avère que la physique du neutrino a divergé du tout au tout avec le reste de la physique des particules, c'est quand il s'est agi de vérifier les propriétés intrinsèques du neutrino. Trois quarts de siècles après l'invention du neutrino par Pauli et un demi-siècle après sa découverte par Reines et Cowan, nous venons tout juste d'apprendre avec certitude, même si les soupçons datent de quelques années, que le neutrino est massif et n'est en tout cas pas le neutrino de Weyl à deux composantes du Modèle Standard, dépourvu de masse pour une raison inconnue mais dont le modèle s'accommodait très bien. Nous avons aussi la preuve au travers des signaux d'oscillation que les états propres de la masse et de l'interaction faible se mélangent copieusement, deux des trois paramètres qui fixent le mélange étant important pour l'un, θ_{12} , maximal pour

l'autre, θ_{23} . L'information nous est venue grâce à l'expérimentation faite sur des sources naturelles extra-terrestres de neutrinos, soleil et rayonnement cosmique. La limite supérieure la plus contraignante sur le troisième paramètre de mélange, θ_{13} vient des sources artificielles gratuites que sont les réacteurs nucléaires. Les contraintes sur les masses effectives viennent de l'étude de la désintégration β du tritium et des limites sur les taux de désintégration $\beta\beta 0\nu$. Elle viennent aussi de la cosmologie, si on fait confiance au Modèle Standard du Big-Bang et à l'interprétation extrêmement complexe des mesures que commence à fournir la cosmologie observationnelle sur les grandes structures de l'univers, les supernovae Ia étalons à grand décalage vers le rouge et le bruit de fond micro-onde primordial.

Il faut bien admettre que les seuls à n'avoir pratiquement pas contribué du tout à ce que nous savons aujourd'hui d'important sur les propriétés intrinsèques des neutrinos sont les physiciens des accélérateurs, dont je suis. Parmi toutes les approches possibles pour chercher en aveugle dans le domaine infini des valeurs possibles des paramètres de mélange et des différences de masse qui définissent l'amplitude de l'oscillation entre états propres de l'interaction, les physiciens des accélérateurs étaient ceux qui pouvaient le mieux contrôler les éléments ajustables des expériences intervenant dans cette amplitude, le spectre d'énergie du faisceau et la distance entre source et point d'observation. C'est ce qui leur a été fatal. Pourtant, chercher longtemps en aveugle n'est pas synonyme de faire preuve d'un long aveuglement. Les modèles cosmologiques ont insisté sur le rôle de neutrinos primordiaux de masse supérieure à l'électron-volt et les observations actuelles restent compatibles avec une contribution des neutrinos au bilan énergétique de l'Univers largement supérieure à celle de la matière baryonique lumineuse. Si grande masse n'est pas synonyme de grande différence de masse, la similitude avec les quarks était tentante. L'exemple des quarks était à nouveau là pour suggérer que les mélanges pouvaient être ténus et qu'il était sensé de faire des expériences de sensibilité de plus en plus élevée, capables de détecter des amplitudes d'oscillation de 10^{-3} voire 10^{-4} .

Aujourd'hui que le problème est dégrossi et qu'ils savent où investiguer, les physiciens des accélérateurs et aussi ceux des réacteurs devraient pouvoir reprendre la main. Les résultats des expériences K2K et KamLAND au Japon sont déjà là et ceux d'OPERA et ICARUS en Europe et de MINOS aux Etats-Unis arriveront d'ici quelques années. Sans aucun doute, nous connaissons mieux les canaux d'oscillation, les différences de masse et les angles de mélange importants d'ici 2010, mais probablement rien de plus. Pour le reste, et comme largement discuté au chapitre 6, les interférences et les corrélations entre un troisième angle de mélange petit mais non nul, une possible violation de CP dont on évitera de faire l'analogie avec les quarks pour dire qu'elle est petite, les effets de la diffusion cohérente vers l'avant dans la matière et la hiérarchie des masses font que des moyens technologiques considérables devront être mis en jeu, à la fois pour ce qui est des accélérateurs et des détecteurs pour espérer, sans garantie de succès, une mesure complète de la matrice de mélange et du spectre des masses des neutrinos.

Là où on peut sans doute espérer le plus dans un délai raisonnable, c'est dans la mesure de la masse effective du neutrino électronique. Le projet KATRIN en cours de construction n'est pas conceptuellement différent des expériences précédentes, même si la technologie est complexe. Le dixième d'électron-volt est à l'horizon.

Quant à savoir si le modèle Standard doit être étendu simplement pour faire place à des neutrinos de Dirac, avec une composante droite stérile à cause du caractère V-A de l'interaction faible, ou si le secteur des neutrinos est sensiblement différent de celui des autres fermions, le neutrino étant de Majorana, sa propre antiparticule, la réponse pourrait bien ne jamais être sue s'il y a collusion entre valeurs des phases additionnelles, des masses et des paramètres de mélange.

Et si MiniBooNE devait confirmer d'ici un ou deux ans le troisième signal d'oscillation, vu par LSND, théoriciens et phénoménologues auraient encore pour longtemps de très beaux jours devant eux avant d'être contredits ou confortés par les expérimentateurs.

Références

- Aalseth-2002** C. E. Aalseth et al. - IGEX Collab. Phys. Rev. D65 (2002) 92007
Aalseth-2002b C. E. Aalseth et al. - MAJORANA Collab. arXiv:hep-ex 0201021
Abazajian-2003 K. Abazajian et al. - SDSS Collab. Astron. J. 126 (2003) 2081
Abdurashitov-2002 J. N. Abdurashitov et al. - SAGE Collab. J. Exp. Theor. Phys. 95 (2002) 181
Ables-1998 E. Ables et al. - MINOS Collab. FNAL proposal P-875
Achkar-1995 B. Achkar et al. Nucl. Phys. B434 (1995) 503
Acquistapace-1998 G. Acquistapace et al. CERN 98-02 (1998)
Adinolfi-1992 M. Adinolfi et al. Nucl. Instrum. Meth. A311 (1992) 91
Adinolfi-1992b M. Adinolfi et al. Nucl. Instrum. Meth. A315 (1992) 177
Agrawal-1996 V. Agrawal et al. - Bartol Group Phys. Rev. D53 (1996) 1313
Aguilar-2001 A. Aguilar et al. - LSND Collab Phys. Rev. D64 (2001) 112007
Ahmad-2002 Q. R. Ahmad et al. - SNO Collab. Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011301
Ahmad-2002b Q. R. Ahmad et al. - SNO Collab. Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011302
Ahmed-2004 S. N. Ahmed et al. - SNO Collab. Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 181301
Ahmed-2004b S. N. Ahmed et al. - SNO Collab. arXiv:nucl-ex 309004
Alessandro-2000 A. Allesandro et al. - MIBETA Collab. Phys. Lett. B486 (2000) 13
Allesandro-2002 A. Allesandro et al. - CUORE Collab. arXiv:hep-ex 0201038
Altergoer-1998 J. Altergoer et al. - NOMAD Collab. Nucl. Instrum. Meth. A404 (1998) 96
Ambrosio-2003 M. Ambrosio et al. - MACRO Collab. Phys. Lett. B566 (2003) 35
Anderson-2004 K. Anderson et al. arXiv:hep-ex 0402041
Annis-1995 P. Annis et al. Nucl. Instrum. Meth. A367 (1995) 377
Annis-1997 P. Annis et al. Nucl. Instrum. Meth. A412 (1997) 19
Annis-1997b P. Annis et al. Nucl. Instrum. Meth. A386 (1997) 72
Annis-1998 P. Annis et al. - CHORUS Collab Phys. Lett. B435 (1998) 458
Annis-1998b P. Annis et al. Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) B61 (1998) 390
Annis-2000 P. Annis et al. Nucl. Instrum. Meth. A449 (2000) 60
Aoki-1990 S. Aoki et al. Nucl. Instrum. Meth. B51 (1990) 446
Aoki-2002 S. Aoki et al. Nucl. Instrum. Meth. A488 (2002) 144
Apollonio-2003 M. Apollonio et al. - CHOOZ Collab. Eur. Phys. J. C27 (2003) 331
Araki-2004 T. Araki et al. - KamLAND Collab. arXiv:hep-ex 0406035
Armbruster-2002 V. Armbruster et al. - KARMEN2 Collab. Phys. Rev. D65 (2002) 112001
Armenise-1990 N. Armenise et al. - CHORUS Collab. CERN-PPE 93/131 (1993)
Armenise-1997 N. Armenise et al. CERN-SPSC 97-21 (1997)
Arneodo-2001 F. Arneodo et al. - ICARUS Collab. LNGS-EXP 13-89 add 2/01 (2001)
Arnisson-1983 G. T. J. Arnisson - UA1 Collab. Phys. Lett. 122B (1983) 103
Artamanov-1991 A. Artamanov et al. Nucl. Instrum. Meth. A300 (1991) 53
Artamanov-2002 A. Artamanov et al. Nucl. Instrum. Meth. A479 (2002) 412
Ashie-2004 Y. Ashie et al. - Super-K Collab Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 101801
Assamagan-1996 K. A. Assamagan et al. Phys. Rev. D53 (1996) 6065
Astier-2000 J. Astier et al. - NOMAD Collab. Phys. Lett. B483 (2000) 387
Astier-2003 P. Astier et al. - NOMAD Collab. Phys. Lett. B570 (2003) 19
Aubert-1974 J. J. Aubert et al. Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404
Augustin-1974 J. E. Augustin et al. Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406
Avvakumov-2002 S. Avvakumov et al. - NuTeV Collab. Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011804
Ayan-1997 A. S. Ayan et al. CERN-SPSC 97-5 (1997)
Ayan-1998 A. S. Ayan et al. CERN-SPSC 98-20 (1998)
Ayres-2002 D. Ayres et al. - NOvA Collab. arXiv:hep-ex 0210005
Bahcall-1964 J. N. Bahcall Phys. Rev. Lett. 12 (1964) 300
Bahcall-1968 J. N. Bahcall, N. Bahcall and G. Shaviv Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 1209
Bahcall-1990 J. N. Bahcall and H. A. Bethe Astrophys. J. 355 (1990) 990
Bahcall-2001 J. N. Bahcall, M. H. Pinsonneault, and S. Basu Astrophys. J. 555 (2001) 990
Bahcall-2002 J. N. Bahcall, M. C. Gonzalez-Garcia and C. Pena-Garcia J. High Energy Phys. 7 (2002) 54
Bähr-1991 J. Bähr et al. Nucl. Instrum. Meth. A306 (1991) 169

Banner-1983 M. Banner et al. - UA2 Collab. Phys. Lett. 122B (1983) 476
Barate-1998 R. Barate et al. - Aleph Collab. Eur. Phys. J. C2 (1998) 395
Barger-1999 V. D. Barger et al. Phys. Rev. Lett. B 82 (1999) 2640
Battistoni-2000 G. Battistoni et al. Astropat. Phys. 12 (2000) 315
Bay-1997 A. Bay et al. Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) B54 (1997) 86
Bay-2001 A. Bay et al. Nucl. Instrum. Meth. A457 (2001) 107
Beaussen-2004 E. Beaussen, Thèse, Université Louis Pasteur de Strasbourg, non publié, 2004
Bennet-1996 C. L. Bennet et al. Astrophys. J. 464 (1996) L1-L4
Bennet-2003 C. L. et al. - WMAP Collab., and following papers in same issue ApJS 148 (2003) 1
Benussi-2000 L. Benussi et al. Nucl. Instrum. Meth. A442 (2000) 154
Benussi-2002 L. Benussi et al. Nucl. Instrum. Meth. A488 (2002) 503
Bergsma-1984 F. Bergsma et al. - CHARM Collab. Phys. Lett. B142 (1984) 103
Bilenky-2004 S. M. Bilenky, A. Faessler and F. Simkovic arXiv:hep-ph 0402250
Blondel-2004 A. Blondel et al., editors CERN 2004-002 (2004)
Bloom-1969 E. D. Bloom et al. Rev. Lett. 23 (1969) 930
Boehm-2001 F. Boehm et al. - Palo-Verde Collab. Phys. Rev. D64 (2001) 112001
Boger-2000 J. Boger et al. - SNO Collab. Nucl. Instrum. Meth. A449 (2000) 172
Brandelik-1980 P. Brandelik et al. - TASSO Collab. - Phys. Lett. B97 (1980) 453
Buontempo-1995 S. Buontempo et al. Nucl. Instrum. Meth. A360 (1995) 7
Cabbibo-1963 N. Cabbibo Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 531
CARE-2004 CARE <http://esgard.lal.in2p3.fr/Kick-off/Program/CARE-KICK-OFF-presentations.htm>
CHARMII-1989 CHARM-II Collab. et al. CERN-SPSC 89/46 (1989)
Chou-2004 W. Chou, C. Ankenbrandt and E. Malamud, editors
<http://projects.fnal.gov/protondriver/>
Clark-1997 R. Clark et al. Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 345
Cleveland-1998 B. T. Cleveland et al. - Homestake Collab. Astrophys. J. 496 (1998) 505
CNGS-2004 CERN - CNGS <http://proj-cngs.web.cern.ch/proj-cngs/Menu/CNGS.htm>
Colless-2001 M. Colles et al. - 2dFGRS Collab. MNRAS 328 (2001) 1039
Dar-1996 A. Dar and G. Shavia Astrophys. J. 148 (1996) 933
Davis-1955 R. Davis Jr Phys. Rev. 97 (1955) 766
Davis-1964 R. Davis Jr Phys. Rev. Lett. 13, (1964) 303
Davis-1968 R. Davis Jr., D. S. Harmer and K. C. Hoffman Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 1205
Daya-2004 Information on Daya Bay Nuclear Plant http://theta13.lbl.gov/index_dayabay.html
Déclais-1994 Y. Déclais et al. Phys. Lett. B338 (1994) 383
Dejong-1993 M. de Jong et al. - CHORUS Collab. CERN-SPSC 90/42 (1990)
Dewinter-1989 K. De Winter et al. - Charm-II Collab. Nucl. Instrum. Meth. A278 (1989) 670
Diabolo-2004 Diabolo Canyon Neutrino Project http://theta13.lbl.gov/index_diablocanyon.html
Dydak-1984 F. Dydak et al. - CDHS Collab. Phys. Lett. B134 (1984) 281
Eidelman-2004 S. Eidelman et al. - Particle Data Group Phys. Lett. B 592 (2004) 1
Eitel-2000 K. Eitel New J. Phys. 2 (2000) 1.1
Ellis-1984 J. Ellis et al. Nucl. Phys. B241 (1984) 481
Englert-1964 F. Englert and R. Brout Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321
Eskut-1997 E. Eskut et al. - CHORUS Collab. Nucl. Instrum. Meth. A401 7 (1997).
Eskut-1998 E. Eskut et al. - CHORUS Collab. Phys. Lett. B434 (1998) 205
Eskut-2001 E. Eskut et al. - CHORUS Collab. Phys. Lett. B497 (2001) 8
Feldman-1998 G. J. Feldman and R. D. Cousins Phys. Rev. D57 (1998) 3873
Fowler-1958 W. A. Fowler Astrophys. J. 127 (1958) 551
Fukuda-1994 Y. Fukuda et al. - Super-K Collab. Phys. Lett. B335 (1994) 237
Fukuda-1998 Y. Fukuda et al. - Super-K Collab. Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562
Fukuda-2000 S. Fukuda et al. - Super-K Collab. Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 3999
Fukuda-2002 S. Fukuda et al. - Super-K Collab. Phys. Lett. B539 (2002) 179
Fukuda-2003 S. Fukuda et al. - Super-K Collab. Nucl. Instrum. Meth. A501(2003)418
GEANT-1994 GEANT 3.21 CERN Programme Library W5013
Geiregat-1993 D. Geiregat et al. - CHARM-II Collab. Nucl. Instrum. Meth. A325 (1993) 92

Gellmann-1964 M. Gell-Mann Phys. Lett. 8 (1964) 214
Glashow-1959 S.L.Glashow Nucl. Phys. 210(1959) 107
Glashow-1961 S.L.Glashow Nucl. Phys. 22 (1961) 579
Glashow-1970 S.L.Glashow, J. Illiopoulos and L. Maiani Phys. Rev. D2 (1970) 1285
Gribov-1969 V. Gribov and B. Pontecorvo Phys. Lett. 28B (1969) 493
Gruwe-1993 M. Gruwé et al. - Charm-II Collab. Phys. Lett. B309 (1993) 463
Guler-1999 M. Guler et al. CERN-SPSC 99-26 (1999)
Guler-2000 M. Guler et al. - OPERA Collab. CERN-SPSC 2000-028 (2000)
Guler-2001 M. Guler et al. - OPERA Collab. CERN-SPSC 2001-025 (2001)
Hahn-2002 M. H. Ahn et al. - K2K Collab. Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 041801
Hahn-2003 R. L. Hahn - SNO Collab. Proceedings of Neutrino Telescopes 2003, Venice, Papergraf Editor 1 (2003) 131
Hahn-2004 M. H. Ahn et al. - K2K Collab. arXiv:hep-ex 04002017
Haines-1986 T. J. Haines et al. - IMB Collab. Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 1986
Hampel-1998 W. Hampel et al. - GALLEX Collab. Phys. Lett. B436 (1998) 58
Hampel-1999 W. Hampel et al. - GALLEX Collab. Phys. Lett. B447 (1999) 127
Harari-1989 H. Harari Phys. Lett. B216 (1999) 413
Hasert-1973 F. J. Hasert - Gargamelle Collab. Phys. Lett. 46B (1973) 121
Hasert-1983b F. J. Hasert - Gargamelle Collab. Phys. Lett. 46B (1973) 138
Higgs-1964 P. W. Higgs Phys. Lett. 12 (1964) 508
Honda-1995 M. Honda et al. Phys. Rev. D52 (1995) 4985
Huber-2002 P. Huber, M. Lindner and K. Winter Nucl. Phys. B 645 (2002) 3
Huber-2003 P. Huber, M. Lindner and K. Winter Nucl. Phys. B 654 (2003) 3
Ingelman-1980] G. Ingelman and T. Sjöstrand Lund preprint LU TP 80-12
Itow-2001 Y. Itow et al. arXiv:hep-ex 0106019
Junk-1999 T. Junk Nucl. Instrum. Meth. A434 (1999) 435
K2K-2004 K2K Collab, <http://neutrino.kek.jp/> 2004
Kayis-2002 A. Kayis-Topaksu et al. - CHORUS Collab Phys. Lett. B527 (2002) 173
Kayis-2002b A. Kayis-Topaksu et al. - CHORUS Collab Phys. Lett. B539 (2002) 188
Kayis-2002c A. Kayis-Topaksu et al. - CHORUS Collab Phys. Lett. B549 (2002) 48
Kayis-2003 A. Kayis-Topaksu et al. - CHORUS Collab Phys. Lett. B555 (2003) 156
Kayis-2003b A. Kayis-Topaksu et al. - CHORUS Collab Phys. Lett. B575 (2003) 198
Kearns-2004 E. Kearns - for the Super-K Collab. Proceedings of Neutrino 2004 Conference, Paris à paraître
Kirsten-2002 T. Kirsten - GNO Collab. Proceedings of Neutrino 2002 Conference, Munich, North Holland Editor (2002) 33
Klapdor-2001 H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al. – MHbb Collab. Europ. Phys. J. A12 (2001) 147
Klapdor-2001b H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al. Modern Phys. Lett. A16 (2001) 2409
Klapdor-2001c H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al. - GENIUS Collab. arXiv:hep-ex 0103074
Klein-1938 O.Klein 1938 Conference on new theories in physics, Kasimierz, Pologne 1938
Kodama-1999 K. Kodama et al. - OPERA Collab. CERN-SPSC 99-20 (1999)
Kodama-2001 K. Kodama et al. DONUT Collab. Phys. Lett. B504 (2001) 518
Kodama-2002 K. Kodama et al. - DONUT Collab. Nucl. Instrum. Meth. A493 (2002) 45
Komatsu-2003 M. Komatsu et al. Journ. Phys. G29 (2003) 443
Konijn-1998 J. Konijn et al. Nucl. Instrum. Meth. A418 (1998) 186
Kuo-1989 T. K. Kuo and J. Pantaleone Phys. Rev. D39 (1989) 1930
Lavy-2004 M. Lavy, Thèse, Université Claude Bernard de Lyon, non publié, 2004
Lederman-1962 G. Danby et al. Rev. Lett. 9 (1962) 36
Lee-1956 T. D. Lee and C. S. Yang Phys. Re. 104 (1956) 254
LEP-2002 ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, LEP Electroweak Working Group, and SLD Heavy Flavor Group hep-ex/0212036
Li-2003 H. B. Li et al. - Kuosheng Collab. Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 131802
Lisi-2000 E. Lisi Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 1166
Lobashev-1999 M. Lobashev et al. - Troitsk Collab. Phys. Lett. B 460 (1999) 227
Louis-2003 W. C. Louis - for the MiniBooNE Collab. Proceedings of Neutrino Telescopes 2003,

	Venice, Papergraf Editor 1 (2003) 181
Maki-1962	Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata Proceedings of the 1962 High Energy Physics Conference, CERN (1962) 661
Martemianov-2002	V. Martemianov et al. - Kr2Det Collab. arXiv:hep-ex 0211070
MICE-2004	MICE Collaboration http://hep04.phys.iit.edu/cooldemo/
Mikheyev-1986	S.P. Mikheyev and A. Y. Smirnov Nuovo Cimento 9C (1986) 17
Morii 2004	T. Morii, C. S. Lim and S. N. Mukherjee The physics of the standard model and beyond, World Scientific editor 2004
MUCOOL-2004	MUCOOL Collaboration http://www.fnal.gov/projects/muon_collider/cool/cool.html
Nakagawa-1963	M. Nakagawa, H. Okonogi, S. Sakata and A. Toyoda Prog. Theor. Phys. 30 (1963) 727
Nakano-1997	T. Nakano PhD thesis, Nagoya University 1997
NFEU-2004	European Neutrino Group http://nfwg.home.cern.ch/nfwg/nufactwg/nufactwg.html
NFJP-2004	NUFACTJ - Japon http://www-prism.kek.jp/nufactj/
NFUS-2004	The Neutrino Factory and Muon Collider Collab. http://www.cap.bnl.gov/mumu/mu_home_page.html
Niu-1971	K. Niu, E. Mikumo and Y. Maeda Progr. Theor. Phys. 46 (1971) 1644
NUMI-1998	NUMI Technical Design Handbook http://www-numi.fnal.gov/numwork/tdh/tdh_index.html
Onengut-2004	G. Onengut et al. - CHORUS Collab Phys. Lett. B596 (2004) 44
Onengut-2004b	G. Onengut et al. - CHORUS Collab Phys. Lett. B604 (2004) 11
Onengut-2004c	G. Onengut et al. - CHORUS Collab Phys. Lett. B604 (2004) 145
ORaifeartaigh-2000	L. O'Raifeartaigh and N. Strauman Rev. Mod. Phys. 72 (2000) 1
Osipowicz-2001	A. Osipowicz et al. - Katrin Collab. arXiv:hep-ex 0119033
Palmer-1999	B. B. Palmer CERN-SL 99-070-AP (1999)
Petcov-1988	S. T. Petcov Phys. Rev. Lett. B200 (1988) 373
Pontecorvo-1957	B. Pontecorvo J. Exptl. Theoret. Phys. 33 (1957) 549
Primack-1996	J. R. Primack Proceedings of Neutrino 1996 Conference, Helsinki, World Scientific Editor (1996) 398
Reines-1953	F. Reines and C. L. Cowan Jr. Phys. Rev. 92 (1963) 830
Salam-1959	A. Salam and J.C. Ward Nuovo Cimento 11 (1959) 568
Salam-1961	A. Salam and J.C. Ward Nuovo Cimento 19 (1961) 165
Salam-1964	A. Salam and J.C. Ward Phys. Lett. 13 (1964) 168
Salam-1968	A. Salam Proceedings of the 8th Nobel Symposium, Stockholm, Alqvist and Wiksell Editor 1968
Sanchez-2003	M. Sanchez et al. - Soudan2 Collab. Phys. Rev. D68 (2003) 113004
Sarazin-2004	X. Sarazin et al. - NEMO-3 Collab. Proceedings of Neutrino 2004 Conference, Paris à paraître
Seesaw-2004	Proceed. of Intern. Conf. on Seesaw mechanism, Paris, 2004 à paraître
Shibuya-1997	H. Shibuya et al. LNGS-LOI 8/97 (1997)
Smoot-1990	G. F. Smoot et al. Astrophys. J. 360 (1990) 685
Smoot-1992	G. F. Smoot et al. Astrophys. J. Lett. 396 (1992) L1
Spergel-2003	D. N. Spergel et al. ApJS 148 (2003) 148
Spiro-1990	M. Spiro and D. Vignaud Phys. Lett. B242 (1990) 279
Stockdale-1985	I. E. Stockdale et al. - CCFR Collab. Z. Phys. C27 (1985) 53
Suekan-2003	F. Suekan et al. - KASKA Collab. arXiv:hep-ex 0306029.
Tegmark-2004	M. Tegmark et al. arXiv:astro-ph 0410723 rev 2
Thomson-2004	M. Thomson et al. - MINOS Collab. Proceedings of Neutrino 2004 Conference, Paris
t'Hooft-1971	G. 't Hooft Nucl. Phys. B35 (1971) 167
t'Hooft-1972	G. 't Hooft and M. Veltman Nucl. Phys. B50 (1972) 318
Tsukerman-2002	I. Tsukerman for CHORUS Collab. Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) B112 (2002) 177
Turk-2001	S. Turk-Chièze et al. Astrophys. J. 555 (2001) L69
Ushida-1986	N. Ushida et al. - Collab E531 Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 2897
Vanbeuzekom-1999	Van Beuzekom Nucl. Instrum. Meth. A427 (1999) 587
Vandevyver-1997	B. Van de Vyver Nucl. Instrum. Meth. A385 (1997) 91

Vandevyver-2002	B. Van de Vyver PhD thesis, Vrije Universiteit Brussels, non publié, 2002
Vanelewyck-2003	V. Van Elewyck Thèse, Université Libre de Bruxelles, non publié, 2003
Vilain-1994	P. Vilain et al. - Charm-II Collab. Phys. Lett. B335 (1994) 246
Vilain-1994b	P. Vilain et al. - Charm-II Collab. Phys. Lett. B320 (1994) 203
Vilain-1994c	P. Vilain et al. - Charm-II Collab. Z. Phys. C64 (1994) 539
Vilain-1995	P. Vilain et al. - Charm-II Collab. Phys. Lett. B364 (1995) 121
Vilain-1999	P. Vilain and G. Wilquet CHORUS internal note 99007 (1999)
Weinberg-1967	S. Weinberg Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
Weinheimer-1999	Ch. Weinheimer et al. - Mainz Collab. Phys. Lett. B 460 (1999) 219
Weinheimer-1999b	Ch. Weinheimer et al. - Mainz Collab. Phys. Lett. B 464 (1999) 352
Wolfenstein-1978	L. Wolfenstein Phys. Rev. D17 (1978) 2369
Wu-1957	C. S. Wu et al. Phys. Rev. 105 (1957) 1413
Yang-1954	C.N. Yang and R.L. Mills Phys. Rev. 96 (1954) 191
Zeller-2002	G. P. Zeller et al. – NuTeV Collab. Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 091802
Zweig-1964	G. Zweig CERN-8182/Th.401 - unpublished (1964)